

目 录

(中 册)

第八章 恒星	(1)
§ 8.1 恒星的距离	(2)
§ 8.2 恒星的亮度	(7)
§ 8.3 恒星的大小和质量	(14)
§ 8.4 恒星的光谱	(18)
§ 8.5 恒星的化学成分	(29)
§ 8.6 赫罗图和恒星内部	(35)
§ 8.7 恒星的自转	(46)
第九章 变星、致密星和双星	(54)
§ 9.1 变星的分类	(54)
§ 9.2 猎户座变星和耀星	(59)
§ 9.3 早型发射星和A型特殊星	(65)
§ 9.4 脉动变星	(77)
§ 9.5 激变变星	(91)
§ 9.6 超新星	(102)
§ 9.7 白矮星	(116)
§ 9.8 中子星和脉冲星	(123)
§ 9.9 黑洞	(140)
§ 9.10 双星的类型	(147)
§ 9.11 双星的轨道运动	(154)
§ 9.12 恒星质量的测定	(160)
§ 9.13 密近双星	(169)

§ 9.14 一些著名的双星和聚星	(171)
§ 9.15 X 射线双星	(178)
§ 9.16 SS 433	(189)
第十章 星团、星云和恒星演化	(195)
§ 10.1 疏散星团和星协	(195)
§ 10.2 球状星团	(208)
§ 10.3 星云	(214)
§ 10.4 星际物质	(229)
§ 10.5 恒星的形成	(243)
§ 10.6 恒星演化	(256)
第十一章 银河系	(273)
§ 11.1 银河和银河系	(273)
§ 11.2 恒星的运动	(283)
§ 11.3 银河系的自转	(295)
§ 11.4 星族	(307)
§ 11.5 银盘和旋臂	(313)
§ 11.6 核球、银核和银晕	(324)
第十二章 星系和宇宙	(334)
§ 12.1 河外星系的发现和分类	(334)
§ 12.2 星系的距离和质量的测定	(347)
§ 12.3 星系的一般性质	(356)
§ 12.4 本星系群	(360)
§ 12.5 星系团和超星系团	(371)
§ 12.6 活动星系、射电星系和互扰星系	(385)
§ 12.7 类星体	(405)
§ 12.8 宇宙学	(420)
主要参考书目	(437)
附录 VI 决定目视双星的轨道要素	(438)

第八章 恒 星

本书上册讲述了太阳系中的各种天体。对居住在地球上的人类来说,太阳系是至关重要的,但在宇宙中它只不过是沧海一粟。为了认识宇宙,人们的视线必须转向形形色色的恒星以及各种恒星系统。

肉眼看到的天上的星星,除了太阳系内的五颗大行星和流星及彗星之外,都是恒星。由于它们的位置看来固定不变,跟行星迥然不同,因而古人称之为“恒”(固定不动的)星。除了极少数的例外(见§9.8),恒星都是气体球,没有固态的表面,气体通过自身的引力聚集成星球。恒星区别于行星的一个最重要的性质是它们自己产生能量而发光。

研究恒星世界比研究太阳系困难得多,有待于观测技术的进步。恒星物理性质的研究是从十九世纪中叶才逐步开展的,它起步晚,但进展快,如今已积累了十分丰富的知识。

恒星的种类繁多。本章讲述恒星的一般性质,着眼于处于相对稳定状态的恒星。这样的恒星有时称作正常恒星或普通恒星,以区别于将在下一章讲的变星和致密星那样的特殊类型的恒星。一方面,正常恒星与变星不同,没有亮度变化或激烈爆发的表现;另一方面,它们内部物质的状态又不象致密星那么特殊。正常恒星为数众多,占恒星世界的大部分,它们与特殊恒星是处在不同演化阶段的恒星,可以相互转化的。因此本章的内容实际上对所有的恒星具有普遍的意义。

太阳是一颗正常恒星。研究太阳取得的成果对于了解恒星的物理性质大有裨益;反之,研究恒星世界对于推测太阳的过去和

未来起着决定性的作用。

§ 8.1 恒 星 的 距 离

在天文学上天体的距离是十分重要的数据。没有距离的数据, 不仅不能确定恒星、星云和星系等各种天体的空间分布和运动、它们的大小和质量, 而且也不能估计它们产能的规模, 以至影响到对它们性质的了解。

一、周年视差

月球的距离曾经通过测定月球的周日视差而求得, 在测定恒

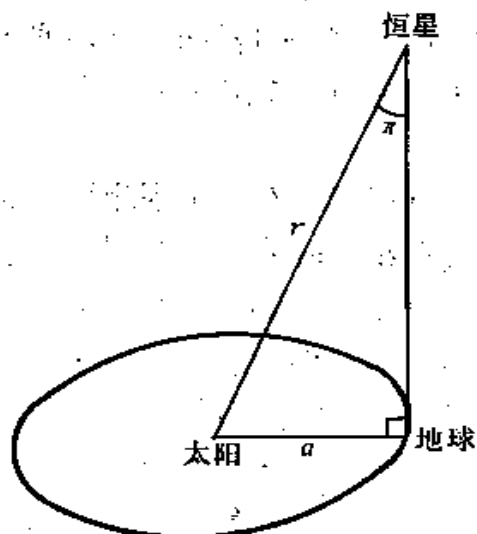


图 8.1 周年视差的定义

星的距离时引入了周年视差的概念。恒星的周年视差的定义是: 以太阳到恒星的距离 r 为弦, 以地球和太阳的平均距离 a 为最小边的那个直角三角形的最小角 π (图8.1)。显然, r 和 π 之间的关系为:

$$r = \frac{a}{\sin \pi} \quad (8.1)$$

由于 π 角很小, 可以用它的弧度数代替正弦, $\pi \simeq \sin \pi$, 于是得

$$r = \frac{a}{\pi} \quad (8.2)$$

式中 π 以弧度表示。如果 π 以角秒表示, 并记为 π'' , 则得

$$r = 206265 \frac{a}{\pi''} \quad (8.3)$$

其中 a 和 r 都以千米为单位。若改以天文单位为长度单位, $a=1$,则(8.3)式变成

$$r = \frac{206265}{\pi''} \text{ 天文单位。} \quad (8.4)$$

量度恒星距离一般不用千米,也不用天文单位为单位,因为用这些单位时数值太大。天文学上通常使用的是下列两种单位:

秒差距——与周年视差 $\pi'' = 1''$ 对应的距离;

光年——光在一年内所经过的路程。

应注意,虽然秒差距和光年这两个名词分别含有角度单位和时间单位的词,它们却是距离的单位。秒差距、光年和其他长度单位彼此之间的关系如下:

1 秒差距 = 3.26163 光年 = 206265 天文单位 = 3.08568×10^{16} 米;

1 光年 = 0.306595 秒差距 = 63239.7 天文单位 = 0.946053×10^{16} 米。

显然,恒星的距离若以秒差距为单位,就得下列简单关系式

$$r = \frac{1}{\pi''} \text{ 秒差距,} \quad (8.5)$$

若以光年为单位,保留三位有效数字,则有

$$r = \frac{3.26}{\pi''} \text{ 光年。} \quad (8.6)$$

在讨论恒星的庞大集团——星系时,用秒差距为单位还嫌太小,因此常用千秒差距(10^3 秒差距)和兆秒差距(10^6 秒差距)为单位。

二、三角视差

由于地球在绕太阳转动,观测者应看到位于黄极的恒星一年内在天球上画出一个圆(地球轨道很接近于圆),这个圆的半径等

于恒星的周年视差。对于不同的恒星，圆的大小也不同：恒星越

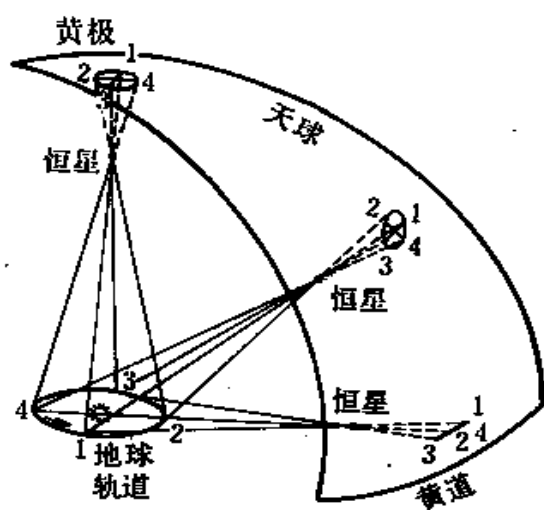


图 8.2 恒星的视差位移

差的方法而得到的视差称为三角视差。

哥白尼公布了他的日心说后，在很长的时期内，许多天文学家企图测定恒星的周年视差，但都由于它的数值很小以及当时的观测精度不高而没有成功。直到十九世纪三十年代后半期，德国天文学家贝塞耳在哥尼斯堡天文台、俄国天文学家瓦·雅·斯特鲁维在多尔帕特天文台、英国天文学家亨德森在南非好望角天文台才独立地分别对天鹅 61、天琴 α (织女星) 和半人马 α (南门二) 第一次作出恒星周年视差的可靠测量。他们测定的结果和现代测量的数据列在表 8.1 中。恒星周年视差的测定是十九世纪天文学上的重大成就，它使哥白尼的日心说取得最后的胜利，从此天文学越出了太阳系的疆界向遥远的宇宙空间进行探索。

测定恒星的三角视差是一项精细而又繁琐的工作。虽然从原则上说，只须拍摄两张相隔半年的待测星的照片，测量待测星相对于周围的一些很暗的星（它们离地球太远，可以认为没有视差位移）的位置变化，就可算出三角视差，但在实际测量时，为了减小测量中的误差以及消去恒星相对于太阳的空间运动引起的位移，

远，圆的半径越小，不位于黄极的恒星在一年内画出一个椭圆，它的长轴和黄道平行，半长径等于恒星的周年视差。正好在黄道上的恒星，椭圆退化为直线（图 8.2）。因此，恒星的周年视差可以根据相隔半年的恒星位置的两次测定而计算出来。这里，测量的基线是地球轨道的直径。这种用直接测量周年视

表 8.1 最早测定的三颗恒星的三角视差

观 测 者	恒 星	最初测定 的视差值 (角 秒)	现代测定 的视差值 (角 秒)	现代测定的 距 离 (秒差距)
贝 塞 耳	天鹅 61	0.31	0.29	3.4
瓦·雅·斯特鲁维	天琴 α	0.26	0.12	8.1
亨 德 森	半人马 α	1.16	0.745	1.34

往往需要经历几年时间，拍摄几十张照片进行归算。现代三角视差的测量是使用长焦距的所谓标准天体照相机进行的。至今只有对离太阳最近的几千颗恒星已定出了三角视差。

恒星的周年视差都小于 $1''$ 。半人马 α 的周年视差最大，为 $0.745''$ 。半人马 α 实际上是一个三合星系统，即由三颗绕公共质量中心旋转的恒星组成，其中的一颗星在一条十分长的轨道上运动，绕转周期达几十万年，现在该星的位置比其他两颗星更靠近太阳，是离太阳最近的恒星，因而获得了比邻星的名字。比邻星的周年视差是 $0.76''$ ，相应的距离为 1.31 秒差距或 4.27 光年。表 8.2 中列出了离太阳最近的 10 颗恒星的一些数据，其中星等、光谱型、自行和视向速度将在以后的有关章节中讲述。

表 8.2 10 颗最近的恒星

星 名	目视星等	绝对目视 星 等	光 谱 型	距 离 (秒差距)	自 行 (角秒 年)	视向速度 (千米·秒)
半人马 α C (比邻星)	11.05	15.45	M 5	1.31	3.85	— 16
半人马 α A B	-0.01 1.33	4.35 5.69	G 2 V K 2 V	1.34	3.68	— 22
巴纳德星	9.54	13.25	M 5 V	1.81	10.31	— 108
沃尔夫 359	13.53	16.68	M 8	2.33	4.71	13

(续表)

星 名	目视星等	绝对目视星等	光谱型	距 离 (秒差距)	自 行 (角秒 年)	视向速度 (千米 秒)
H D 95735	7.50	10.49	M 2 V	2.49	4.78	- 84
天狼星 A	- 1.45	1.42	A 1 V			
B	8.68	11.56	D* A	2.65	1.33	- 8
鲸鱼 LVA.	12.45	15.27	M 5			
B	12.95	15.8	M 6	2.72	3.36	30
罗斯 154	10.6	13.3	M 4	2.90	0.72	- 4
罗斯 248	12.29	14.80	M 6	3.15	1.59	- 81
波江 ϵ	3.73	6.13	K 2 V	3.30	0.98	16

* D: 白矮星。

对于离太阳20秒差距以内的恒星，三角视差的测量精度是很高的，距离50秒差距，测量误差同测量得到的视差值已差不多了，结果就不很可靠；距离在300秒差距以上，三角视差小到不能测出。因此这种直接测量周年视差的方法受到很大的局限。幸好天文学家找到了其他一些方法可以测量更远的恒星的距离，不然，探索恒星世界的工作就难以进行了。

三、测定距离的其他方法

另一类测定恒星距离的重要方法是基于恒星的视亮度和光度之间的关系(见 § 8.2)。一颗星的视亮度由三个因素决定：它的光度、距离以及星际空间中的气体和尘埃对星光的吸收和散射。若暂且忽略第三种因素，而有办法估计出恒星的光度，那么立即可从容易测定的视亮度推出恒星的距离。

对恒星光谱进行仔细研究后发现，对于光谱类型相同的恒星，在光谱中总可以找到这样的几条谱线，其强度只随着光度而改变。对于由测定三角视差得知光度（由视亮度和距离算出）的一些近

星，以这种谱线的强度为横坐标，以光度为纵坐标，得出一条曲线，叫做归算曲线。然后对于待测距离的属于同一光谱型的恒星，先测量该谱线的强度，再利用归算曲线，就可以定出这颗恒星的光度，从而得其距离。这种建立在光谱分析基础上的测定周年视差的方法，称为分光法，得到的视差称为分光视差。用分光法已定出了几万颗恒星的距离；其优点是可以应用于那些不能用三角法直接测量出周年视差的远星，但对于暗弱的恒星，由于得不到清晰的光谱，分光法仍不适用。

有些特殊类型的恒星，可以运用一些特殊的方法来决定其光度，其中最重要的是造父变星。这类星的视亮度作规则的周期变化，且光度越大，光变周期越长。于是光变周期成了造父变星光度的标记，如此推算的视差称为造父视差（见 § 9.4）。

对于双星，可以利用由观测数据计算出的轨道要素求得视差，称为力学视差（见 § 9.12）。对于某些星团，可以利用星团成员星的运动数据求出视差，称为星群视差（见 § 10.1）。此外，还有一些估算天体距离的方法将在有关章节中讨论或提及。

§ 8.2 恒星的亮度

跟太阳一样，在恒星核心里进行的热核反应产生的能量不断向外层转移，最终从恒星表面逸出，射向太空。恒星的能量发射率，即整个星面每秒释放的能量，称为恒星的光度。光度是恒星本身所固有的量，与距离无关。恒星的亮度是恒星在观测点和视线垂直的平面上所产生的照度。天上的星看起来有多亮，指的是亮度，或更明确起见叫做视亮度。在恒星的各種数据中，人类最早通过观测获得的当推亮度了。光度的国际单位制单位是瓦，即焦 秒，照度的单位是勒。但早在这些物理单位使用之前，天文学

家已经建立了独特的星等系统来量度恒星的亮度，并且一直沿用至今。

一、视星等

1. 星等系统 公元前二世纪，希腊天文学家喜帕恰斯在编制星表时用肉眼估计了恒星的亮度。他把恒星按亮度分为六等，最亮的一些星称为一等星，肉眼刚能看到的星为六等星。亮度越大，星等越小。到了1850年，普森(N. R. Pogson)注意到古希腊天文学家定出的一等星比六等星大约亮100倍。为了使星等系统更精确，他就规定：星等相差五等，亮度之比精确等于100。于是，星等相差一等，亮度之比等于 $(100)^{1/5} = 2.512$ 。

星等系统可以从生理学上找到依据。原来，人对外界刺激的生理反应是和刺激因素的对数成正比的。这里，刺激因素是星的亮度，以 E 表示，生理反应是人眼确定的星等，以小写字母 m 表示，则

$$m \propto -\lg E.$$

若考虑两颗星，亮度分别为 E_1 和 E_2 ，星等为 m_1 和 m_2 ，那么星等之差可表为

$$m_1 - m_2 \propto \lg \frac{E_2}{E_1},$$

比例系数根据星等系统的规定——星等相差一等，亮度之比为2.512——来确定，就得到公式

$$\text{或} \quad m_1 - m_2 = 2.5 \lg \frac{E_2}{E_1}, \quad (8.7)$$

$$\frac{E_2}{E_1} = 2.512^{(m_1 - m_2)} \quad (8.8)$$

星等 m 是同星的视亮度对应的，所以称为视星等。在表示星等的数字中，有时将字母 m 写在右上角来标记，如 0.5^m ， 12.3^m 。

建立了新的星等标后,人们发现古希腊天文学家定的一等星,在新的系统中多数仍列为一等星,但少数比一等星更亮,此外,行星、月球和太阳也应纳入,因此需要将星等标向零等和负值方向扩展。例如,除太阳之外全天最亮的恒星大犬 α (天狼星)的视星等为 -1.45^m ,金星最亮时的视星等是 -4.4^m ,满月 -12.7^m 。望远镜发明后,人们可以看到更暗的星,星等标也向暗于六等的星扩展。用现在世界上最大的望远镜照相,可以拍摄到的最暗恒星的视星等约为 25^m ,它们跟一支离观测者63000米的蜡烛有相同的视亮度。

天文学上的星等标和物理学上的照度单位之间有什么对应关系呢?根据实验测定:1勒相当于视星等为 -13.98^m 的星产生的照度;而零等星在地球大气外产生的照度是 2.54×10^{-6} 勒。

表8.3列出了20颗最亮恒星的一些数据。

2. 视星等的种类 恒星辐射的能量在各个波段是不同的,而每一种辐射探测器所测量的,主要是它最敏感的那一波段的辐射,因此对同一恒星用不同的辐射探测器所测得的星等也不同。肉眼测定的星等称为目视星等(m_v),它是照相术发明之前唯一的一种星等。用照相底片作辐射探测器得出的是照相星等(m_p)。肉眼最敏感的波段是在光谱的黄绿区,而很多照相乳胶主要对蓝光和紫光敏感,因而这两种星等是不同的。照相术是测定大量恒星的亮度的最迅速的方法。为了用照相术测定目视星等,可以用对黄绿光敏感的染料处理过的照相乳胶,并同黄色滤光片相配合,来模拟人眼的分光特性,由此测得的星等称仿视星等(m_{pv})。用光电倍增管测定的星等称为光电子星等。

除了只对某一波段敏感的辐射探测器以外,还有在某一宽广波段内对所有波长一样敏感的探测器,如温差电偶,使用这种探测器得出的星等称为辐射星等(m_r)。但辐射星等没有计入大气消光和仪器消光的影响,作了这些影响的改正后就得到热星等

表 8.3 20 颗最亮的恒星

星 名	目视星等	绝对目视星等	$B-V$	$U-B$	光谱型	距 离 (秒差距)	自行 (0.001" 年)	视向速度 (千米/秒)
大犬 α (天狼)	-1.45	1.41	0.00	-0.04	A1V	2.7	1324	-8
船底 α (老人)	-0.73	-4.7	0.16		F0Ib	60	25	21
半人马 α (南门二)	-0.1	4.3	0.7		G2V	1.34	3675	-22
牧夫 α (大角)	-0.06	-0.2	1.23	1.26	K2III	11	2285	-5
天琴 α (织女)	0.04	0.5	0.00	0.00	A0V	8.1	345	-11
御夫 α (五车二)	0.08	-0.6	0.78	0.45	G8+F	14	436	30
猎户 β (参宿七)	0.11	-7.0	-0.03	-0.67	B8Ia	250	7	21
小犬 α (南河三)	0.35	2.65	0.41	0.00	F5IV	3.5	1248	-3
波江 α (水委一)	0.48	-2.2	-0.18	-0.67	B5IVV	39	98	19
半人马 β (马腹一)	0.60	-5.0	-0.23	-0.98	B1II	120	35	-11
天鹰 α (河鼓二)	0.77	2.3	0.22	0.07	A7V	5.0	658	-26
猎户 α (参宿四)	0.8	-6	1.86		M2I	200	29	21
金牛 α (毕宿五)	0.85	-0.7	1.53	1.89	K5III	21	203	54
南十字 α (十字架二)	0.9	-3.5	-0.26	-0.96	B2IV	80	43	-7
室女 α (角宿一)	0.96	-3.4	-0.23		B1V	80	52	1
天蝎 α (心宿二)	1.0	-4.7	1.81		M1Ib	130	30	-3
双子 β (北河三)	1.15	0.95	1.00	0.85	K0III	11	625	3
南鱼 α (北落师门)	1.16	1.9	-0.09	0.08	A3V	7.0	367	7
天鹅 α (天津四)	1.25	-7.3	0.09	-0.23	A2Ia	500	3	-5
南十字 β (十字架三)	1.26	-4.7	-0.24	-1.00	B0III	150	49	20

(m_b), 它是到达地球的恒星全部辐射的量度。

星等的定义可以推广到延伸天体, 即有视面的天体。对整个延伸天体各部分的亮度求和可算出它的累积星等, 太阳和月球的视星等就是指累积星等。对于十分延伸的天体, 例如邻近的星系, 以每平方角秒视面积的星等表示的表面亮度也是有用的资料。

二、绝对星等

表示恒星发光本领的量是光度, 而不是亮度。为了比较不同恒星的光度, 可以设想把所有的恒星都“移”到某一标准距离, 然后比较它们的视星等。这个标准距离规定为10秒差距(视差 $0.1''$ 的距离)。恒星如果移到10秒差距的距离处, 所具有的视星等称为绝对星等^①, 以大写字母 M 表示。与绝对星等对应的恒星的亮度是它的真亮度。

任何光源的亮度跟光源到观测者的距离的平方成反比。以 E 表示观测到的恒星的亮度, r 表示以秒差距为单位的恒星距离, E_1 表示假想把恒星移到10秒差距的距离处它具有的亮度, 则有

$$\frac{E_1}{E} = \frac{r^2}{10^2},$$

将上式代入(8.7)式, 便得到

$$M = m + 5 - 5 \lg r. \quad (8.9)$$

或者利用(8.5)式把 r 换成 π'' , 而得

$$M = m + 5 + 5 \lg \pi'' \quad (8.10)$$

(8.9)或(8.10)式是天文学上常用的公式。视星等 m 可以直接由观测得到, 因此如果 M 也能够由某种方法求得, 那么利用公式(8.10)就算出恒星的视差。在上一节里讲到的分光视差和造父视差就是利用(8.10)式计算的。量 $m - M$ 仅与距离有关, 称为距离模数。

① 如果星际空间对星光是完全透明的

跟视星等一样,绝对星等也区分为绝对目视星等、绝对照相星等、绝对仿视星等、绝对光电星等、绝对辐射星等和绝对热星等。严格地说,只有绝对热星等是恒星光度的一种量度。太阳的热星等是 -26.82^m ,距离等于 $\frac{1}{206265}$ 秒差距,由(8.9)式算出太

阳的绝对热星等为 4.75^m 。这就是说,如果把太阳放置在10秒差距的地方,它将是一颗比 5.0^m 的星稍亮一些的恒星。

恒星的光度 L 常以太阳的光度 $L_{\odot}$ 为单位表出,根据(8.7)式,不难理解应有公式

$$\lg \frac{L}{L_{\odot}} = -0.4(M - M_{\odot}), \quad (8.11)$$

其中 $M_{\odot}$ 是太阳的绝对星等。恒星的光度相差非常悬殊,光度最大的星可达 $10^6 L_{\odot}$ 数量级,而光度最小的星约只有 $10^{-6} L_{\odot}$ 数量级。

三、色指数和多色测光

1. 色指数 恒星辐射的能量随波长分布的方式由恒星的表面温度决定:表面温度高,辐射能量主要在短波区;表面温度低,辐射能量集中在长波区。恒星呈现不同的颜色,原因就在于此。由此可见,在不同波段测量星光强度可以得出恒星的表面温度。照相星等 m_p 和目视星等 m_v 是在两个波段上对星光强度的测量结果,两者之差称为色指数,以符号 C 表示:

$$C = m_p - m_v. \quad (8.12)$$

现在常用仿视星等 m_{pv} 来代替 m_v 。色指数是恒星颜色的一种量度,它和恒星的表面温度有关, C 值越大,温度越低。由色指数算出的温度称为恒星的色温度。

2. 多色测光系统 本世纪五十年代以来,出现了在几个波段上用光电倍增管测量星光强度的多色测光系统,其中应用最广泛的是约翰逊(H. L. Johnson)和摩根(W. W. Morgan)的UBV系

统以及斯特龙根(E. Strömgren)的 $ubvy$ 系统。每一种系统是由选用的透过特定波段的滤光片确定的。

在 UBV 系统中, 三种星等的名称和所用的滤光片的特性列于表8.4中。其中 V 星等跟目视星等很接近。 $(B - V)$ 和 $(U - B)$ 都是两种不同波段上的星等之差, 同样都称为色指数。 UBV 系统后来又扩展到另外两个星等: R (红) 和 I (红外), 中心波长分别是680纳米和825纳米。

表8.5列出了 $ubvy$ 系统中星等的名称和所用的窄波段滤光片的特性。这些星等之间的差值也称色指数。 $(b - v)$ 主要由恒星的表面温度决定; $(u - v)$ 、 $(v - b)$ 依赖于恒星的光度; 而 $(v - b) - (b - v)$ 则跟恒星大气内比氢重的元素的相对丰度有关。因此, 多色测光是一种能推算出恒星的一些参数的简便方法。

表 8.4 UBV 系统

星等名称	波 段 (纳 米)	最大透射的波长 (纳 米)
U (紫外)	300 ~ 400	360
B (蓝)	300 ~ 550	420
V (目视)	480 ~ 680	520

表 8.5 $ubvy$ 系统

星等名称	波段宽度 (纳 米)	中心波长 (纳 米)
u (紫外)	30	350
v (紫)	19	411
b (蓝)	18	467
y (黄)	23	547

3. 热改正 跟色指数类似, 热星等和目视星等之差称为热改正, 以 BC 表示:

$$BC = m_b - m_v = M_b - M_v . \quad (8.13)$$

显然, 热改正 BC 是一个负数。由于地球大气的吸收, 热星等难以直接测定, 它由目视星等和热改正得出, 而热改正可以从实验得到或者用理论方法计算。

§ 8.3 恒星的大小和质量

一、恒星直径的测定

恒星的角直径非常小，最大的不超过 $0.05''$ ，在望远镜中恒星显示不出可测量的圆面，因此测定恒星的角直径是一个困难的课题。

1. 干涉法 1920年，美国光学家迈克耳孙(A. A. Michelson)利用双光束干涉的现象设计了一架恒星干涉仪，用于恒星角直径和双星角距的测量。图8.3是这种装置的示意图。在望远镜前

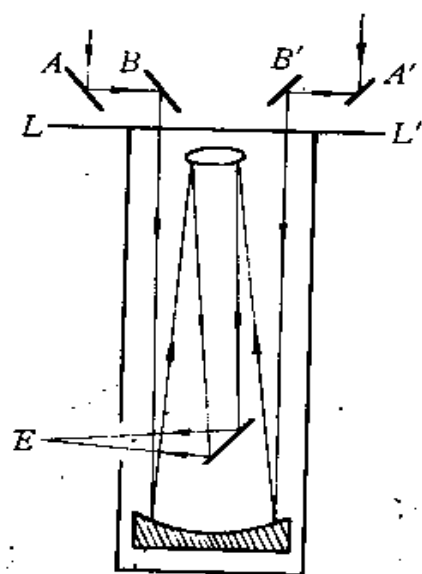


图 8.3 恒星干涉仪

端加上一个架子 LL' ，其上安装四个平面镜 A, A', B, B' ，都对望远镜的光轴倾斜 45° 。镜 B 和 B' 固定在架子上，镜 A 和 A' 则可以在 LL' 上滑动，但总是保持 $AB = A'B'$ 。设想把一颗恒星的圆面分为相等的两半，并且设想所有的光都分别从两个半圆面的面积中心集中地射出来，这样，一颗单独的恒星便大致相当于两个点光源。星光经过四个平面镜的反射和经过望远镜的光学系统以后，在 E 处发生了双光束相互干涉的现象，呈现了明暗相间的干涉条纹。移动镜子 A 和 A' 到干涉条纹消失或最模糊为止，测量这时 A 和 A' 的距离 d ，则恒星的角直径 α 可由下式计算出来。

$$\alpha = 1.22 \frac{\lambda}{d} \quad (8.14)$$

其中 λ 是入射光的有效波长^①。得到了角直径的数据，如果又知道恒星的距离，就可求出它的直径。美国威尔逊山天文台在半个多世纪前首先用干涉法成功地测得了几颗恒星的角直径，但这种方法仅适用于体积大、距离近因而角直径大的恒星。

实际上，由于星光进入地球大气层后受到大气湍流的扰动，大望远镜成的星像被畸变成角直径为 $0.5'' \sim 2''$ 的模糊圆面，掩盖了恒星真实的大小。为了消除星像的这种畸变，最近十几年发展了一种称为斑点干涉测量的新技术，它最初是由法国的拉贝里（A. Labeyrie）于1970年提出的。在任一瞬间，地球大气中不同区域的湍流是不同的，致使星像不同部份受到的扰动也不同，于是入射光的空间位相有不规则的涨落。光线干涉的结果，造成了瞬时的星像由许多斑点构成，斑点的大小接近望远镜的衍射极限。然而，通常用望远镜拍摄照片曝光时间很长，由于大气湍流的迅速变化的平均效应，使星像模糊了，看不到斑点结构。利用现代的星像增强技术（例如，用像管）可以在短达百分之一秒的曝光时间内将具有斑点结构的星像拍摄下来。在这种瞬时的星像中包含了接近衍射极限的高分辨信息。对许多瞬时星像用计算机进行专门的数学处理，可以消除地球大气扰动的影响，相当于将星像“复原”，从而使观测的分辨率接近望远镜的衍射极限。斑点干涉测量技术除了用于测量恒星的角直径之外，还用于双星角距的测量，甚至可以研究星面上亮度变化的临边昏暗现象。但这种技术现在仅适用于亮星，而且已测出了角直径的恒星很少。

2. 月掩星法 利用月掩星的现象也可以测量恒星的角直径。月球在天球上沿着白道运动的过程中，白道附近的恒星有时

① 某一辐射探测系统的有效波长，指的是与该系统的分光灵敏度曲线所包围的面积的重心相对应的那个波长。研究表明，光源发出的混合光对辐射探测系统的作用效果，可以近似地用光源在有效波长处的单色辐射所产生的效果来代替。

会被它遮掩。恒星被掩前后，用光电光度计准确测定该星亮度的变化。恒星开始被月球暗边遮掩的时刻，跟光电流开始下降的时刻相对应；完全被掩的时刻，跟光电流开始达到最小值的时刻相对应。从光电光度计记录下来的亮度变化曲线(图8.4)，可以得出这两个时刻之差。观测时也记下月球边缘遮掩恒星的位置——掩点。月球在天球上的运动方向和速度用天体力学方法计算出来。从这些数据就可以求出恒星的角直径。然而必须指出，月掩星法只适用于能被月球遮掩的角直径较大的恒星，至今用这种方法定出角直径的恒星为数很少。

3. 对食双星的观测 对于两颗子星发生掩食的食双星系统，如果轨道的大小能定出，则只要用光电光度计测出子星掩食经历的时间与轨道运动周期的比值，就可以推算出子星的直径(见§9.12)。

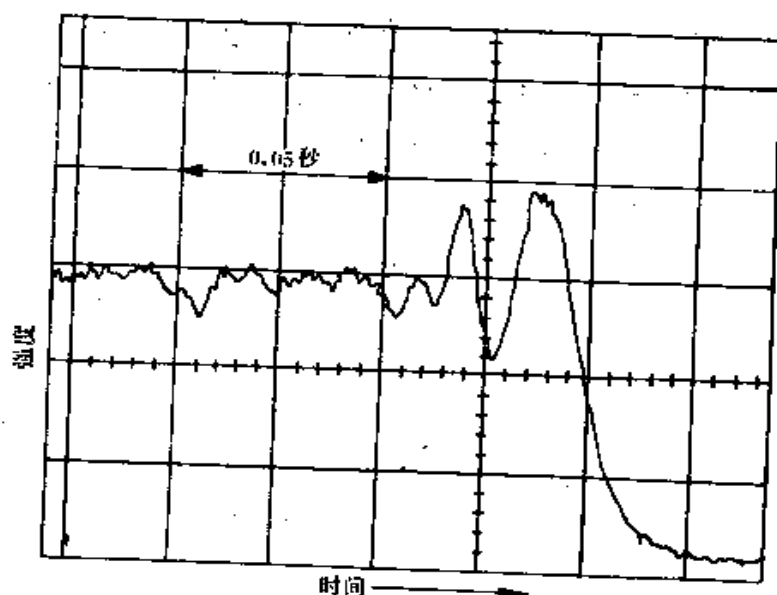


图 8.4 月掩星时恒星亮度的变化，亮度下降前的大起伏是由月球边缘的衍射引起的

4. 间接法 上述的干涉法、月掩星法和对食双星的观测都属于恒星直径的直接测定，只成功地定出了几十颗星的直径。大量的恒星大小的资料是通过一种间接的方法得到的。这种方法是利用恒星的光度 L 、半径 R 和表面温度 T 之间的关系。假设恒星近似为绝对黑体，则星面上每单位面积每秒辐射的能量根据斯忒藩-玻耳兹曼定律为 σT^4 ，因此得

$$L = 4\pi R^2 \sigma T^4, \quad (8.15)$$

光度和表面温度可以分别从绝对星等和色指数求出，这样，利用(8.15)式就可以算出半径 R 。

5. 观测结果 恒星的大小相差很多。直径有大到太阳直径几百倍甚至一两千倍的恒星，例如猎户 α （参宿四）的直径为太阳的900倍；仙王VV双星系统中较亮的那颗星，直径达太阳的1600倍，比木星轨道的直径还大。另一方面，有的恒星直径不及太阳直径的 $\frac{1}{10}$ 。在下一章将讲的白矮星，其直径为太阳的 10^{-2} 数量级，而中子星的直径约只有20千米。

二、恒星的质量

质量是恒星最重要的一个物理量，恒星内部的物理性质和恒星如何演化主要取决于它的质量。但恒星的质量却很难测定，除太阳外，只有对双星系统的成员在适当的条件下才能从轨道运动直接定出。对单星是无法直接测定其质量的。关于测定双星的质量将在§9.12中讲述。

恒星以及恒星系统的质量常以太阳的质量 $M_{\odot}$ 表示。恒星在光度和直径方面的差别很大，但质量的差别却小得多。理论研究表明，恒星的质量应有一定的范围，大致在 $65M_{\odot}$ 和 $0.08M_{\odot}$ 之间。质量超过 $65M_{\odot}$ 时，星体是不稳定的，必然要发生激烈的变化，例如爆发，导致质量减小。质量小于 $0.08M_{\odot}$ 时，星体内部温度达不到

热核反应所需的最低值，星体不发光，就不成其为恒星了。观测相当好地证实了理论的结果。已知质量测定很可靠的恒星，都在 $35M_{\odot}$ 和 $0.06M_{\odot}$ 的范围内，其中只有三颗星的质量接近 $0.06M_{\odot}$ ，小于理论的下限值，有几颗质量测定较不可靠的恒星达到 $65M_{\odot}$ 的理论上限值。

§ 8.4 恒星的光谱

恒星光谱分析在天体物理学中占有重要地位，它可以定性或定量地测定恒星的化学成分，直接或间接地确定恒星的表面温度、光度、直径、质量、磁场，研究恒星的视向运动和自转。

一、原子的发射和吸收

1. 原子的能级和跃迁 为了阐明恒星光谱的形成，需要了解一些关于原子光谱的知识。按照量子力学，一个原子的能态是量子化的，即原子具有的能量只能取一系列分立的数值，不能连续变化。在这些分立的能态中，能量最低的称基态，其余的均称为激发态。一般以电子伏作为原子能量的单位，取基态的能量为零，激发态的能量具有正值。

用图表示原子能态结构时，每一能态以一条水平线表示，也称之为能级。原子从一个能级过渡到另一个能级称为跃迁。一个处于较高能级的原子，可以自发跃迁到较低的能级；也可以在辐射场的诱导下受迫（或称受激）跃迁到较低的能级；或同其他粒子相碰撞，将一部分能量转移给碰撞粒子，原子跃迁到较低的能级。在前两种情形，原子发射出一个光子。根据能量守恒定律，光子的能量应等于跃迁前后原子所处的两个能级的能量之差。若 E_k 代表较高能级 k 的能量， E_i 代表较低能级 i 的能量（图8.5），则有

$$E_k - E_i = h\nu_{ki} = \frac{hc}{\lambda_{ki}}, \quad (8.16)$$

式中 h 是普朗克常数, c 是光速, ν_{ki} 和 λ_{ki} 分别是对应于能级 k 到 i 跃迁的发射光子的频率和波长。一个处于较低能级的原子跃迁到较高能级的过程称为原子的激发, 它可以从辐射场中吸收一个光子而实现, 也可以同其他粒子碰撞, 从碰撞粒子中获得能量来完成。在前一种情形, 被吸收的光子的频率或波长同两个能级的能量之差的关系同样遵守(8.16)式。这种分立能级之间的跃迁称为束缚-束缚跃迁。于是, 原子从较高

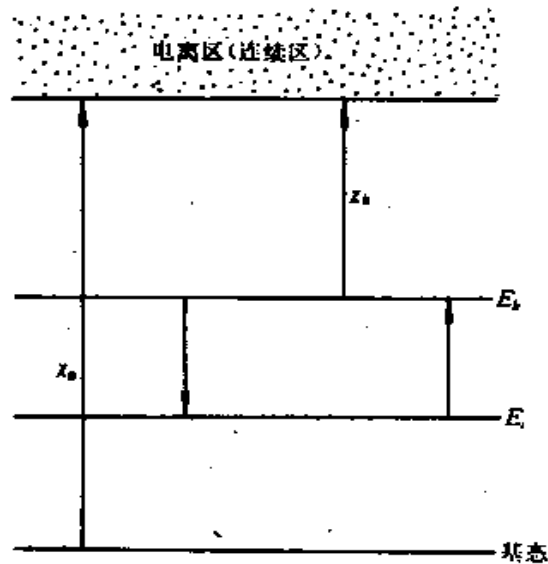


图 8.5 原子能级和跃迁

能级跃迁到较低能级, 发射出光子, 就形成了发射线(明线); 原子吸收了光子, 从较低能级跃迁到较高能级, 便产生了吸收线(暗线)。各个分立能级之间的可能的跃迁的组合, 形成了原子的线光谱。每一种元素的原子, 以及每一种原子处于不同电离状态的离子, 都具有各自特有的能级结构, 因而具有可以作为它们的标志的特有的线光谱。

原子由原子核和电子组成, 电子按壳层结构分布在原子核的周围, 原子的光谱取决于最外层的价电子的状态变化。原子如果获得过多的能量, 价电子便脱离原子核的束缚, 成为自由电子, 就说原子发生了电离。使一个处于基态的原子电离所需的最小能量称为原子的电离能或电离电势, 用 χ_0 表示。把原子从某一个激发态电离所需的最小能量称为这个能态的结合能, 用 χ_k 表示(图8.5)。

显然,

$$\chi_n = \chi_k + E_k. \quad (8.17)$$

致使原子电离的能量,一部分用于价电子摆脱原子核的束缚,剩余的部分转化为自由电子的动能。自由电子的动能是非量子化的,可取连续的数值,因而在辐射场中一个处于能级 k 的原子可以吸收频率等于和大于 $\frac{\chi_k}{h}$ 的任何光子而电离,这是束缚-自由跃迁的过程,产生了连续吸收。在辐射场中大量的处于能级 k 的原子集体作用的结果,形成了一条从频率 $\frac{\chi_k}{h}$ 向高频率(短波长)方向展开的吸收带。

一个自由电子也可以通过自由-束缚跃迁跟一个带正电荷的离子结合,落到离子的任一能级上,这是电离的逆过程,称为复合。在复合过程中,原子可以产生连续发射。此外,当一个自由电子接近一个带正电荷的离子时,可以从一个连续能级跃迁到能量较低的另一个连续能级,伴随着发射一个光子;或者吸收一个光子,从一个连续能级跃迁到另一个能量较高的连续能级。这种连续能级之间的跃迁称为自由-自由跃迁,它也是产生连续发射或连续吸收的过程。

大量原子的连续发射和连续吸收便形成了连续光谱。应当指出:原子的发射线可以和连续光谱一起出现,也可以单独出现;原子的吸收线是由于原子从辐射场中吸收了某些频率的光子而形成的,它们只能和连续光谱一起出现。显然,相同两个能级之间的跃迁产生的发射线和吸收线具有相同的波长。

2. 氢原子光谱 氢原子是最简单的原子,它只有一个核外电子。在恒星光谱中氢线常常是最显著的。氢原子的能级可以用称为主量子数的字母 n 标记, n 取正整数。 $n=1$ 对应于基态, n 越大,能级越高且越密集,最后在对应于电离电势13.6电子伏的能级处过渡到连续区(图8.6)。

由能级 $n=1$ 和其他能级间的跃迁产生的一组谱线称为赖曼

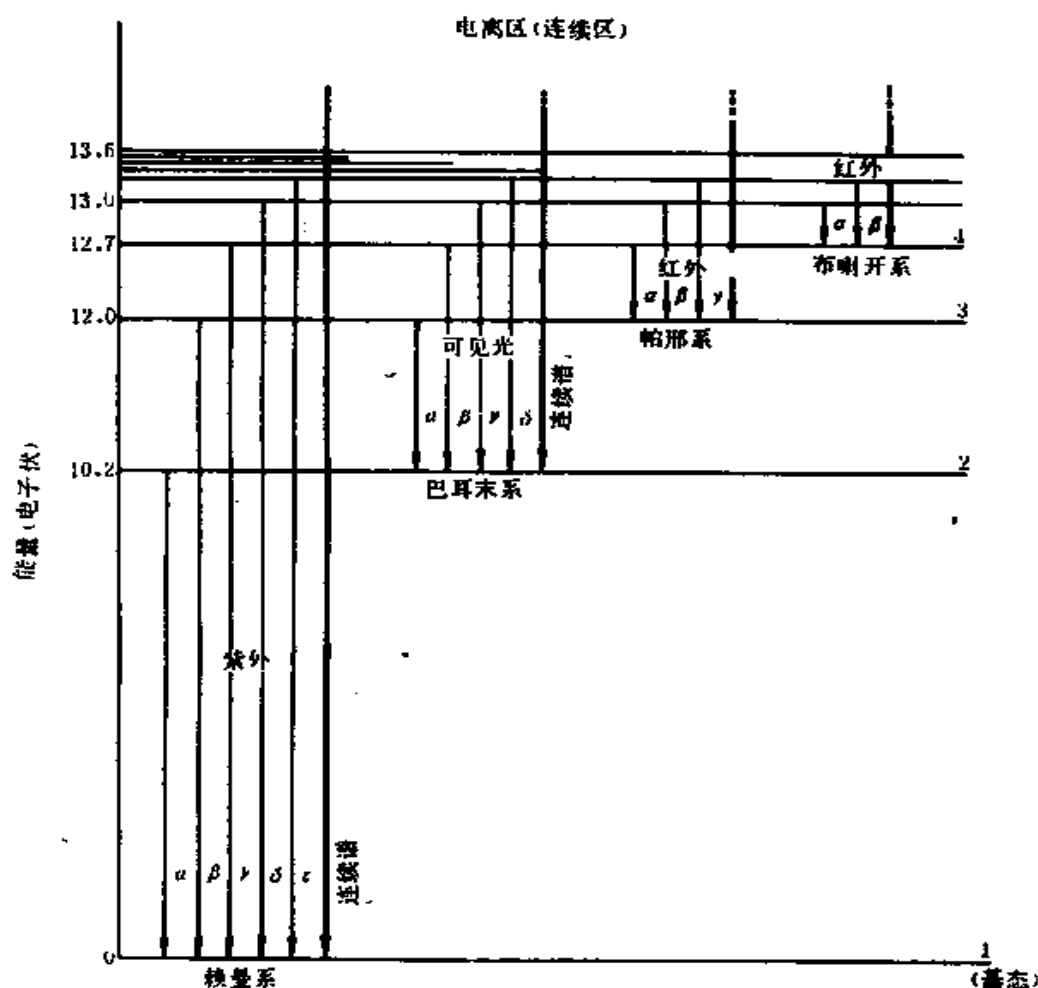


图 8.6 氢原子的能级和几个著名的谱线系

系，它们都位于光谱的紫外区。其中，能级 $n=1$ 和 $n=2$ 之间的跃迁产生的谱线以 L_α 标记，它的波长为121.5纳米；能级 $n=1$ 和 $n=3$ 之间的跃迁产生的谱线以 L_β 标记，波长为102.5纳米，……随着波长的减小，赖曼系中的谱线越来越密集，最后在91.2纳米处达到赖曼系限。处于基态的氢原子吸收了波长短于91.2纳米的光子而电离，或者，动能不为零的自由电子复合到氢原子的基态，便引起了赖曼系限外的连续吸收或连续发射。由于地球大气对紫外线的吸收，太阳和恒星光谱中赖曼系的观测只能通过火箭和人

造卫星在地球大气外进行。

由能级 $n = 2$ 和主量子数更大的能级之间的跃迁产生的一组谱线称为巴耳末系，它们位于光谱的可见区，是最早发现的氢原子的一个谱线系。其中，能级 $n = 2$ 和 $n = 3$ 之间的跃迁产生的谱线叫做 H_α 线，波长656.3纳米，落在可见光谱的红区；能级 $n = 2$ 和 $n = 4, 5$ 之间的跃迁分别产生的 H_β 和 H_γ 线落在可见光谱的蓝区，波长分别为486.1纳米和434.0纳米；……巴耳末系限于波长364.6纳米处，波长更短的区域便是巴耳末系限外的连续区。

由能级 $n = 3$ 和更高能级之间的跃迁产生的一组谱线是帕邢系；由能级 $n = 4$ 和更高能级之间的跃迁产生的一组谱线是布喇开系。这两个谱线系都位于光谱的红外区。

顺便指出，由原子组成的分子，其能级结构比原子复杂得多，能级十分密集，由能级之间的跃迁形成的分子吸收线常常挤在一起，以致成了很宽的吸收带。

二、恒星大气和光谱形成

恒星辐射的能量来源于核心内的核反应。核反应产生的能量通过组成恒星的气体逐步向外输运，在输运的过程中辐射的能谱发生变化，所以观测到的从星面逸出的辐射的光谱并不反映核心内辐射场的能谱；它完全是由表面很薄的一层中气体的温度、密度和化学成分决定的，这一薄层的厚度还不到恒星半径的千分之一。

恒星是气体球，其表面不如具有固态表面的物体那样截然分明。由于原子、分子、自由电子对辐射的吸收和散射，气体不是完全透明的，其不透明度除了同气体的化学成分有关以外，还依赖于气体的温度和密度。从恒星中心向外，温度和密度逐渐减小，一般来说，气体的不透明度也向外减小，于是在恒星的外部存在

一个对辐射透明的区域，从该区域发出的辐射可从星面逸出到达观测者，由于它的厚度远比恒星的半径小，恒星仍应有清晰的表面。太阳是唯一能看到圆面的恒星，事实上日轮的轮廓相当清晰。

太阳的大气由光球、色球和日冕组成。有一些观测事实表明，恒星的外层也存在类似的结构。例如，在有些恒星的光谱中出现属于色球的电离钙和电离镁的发射线；美国发射的“爱因斯坦X射线天文台”（见§ 9.15）观测到许多类型的恒星有X射线辐射，这表明它们应存在类似于日冕的星冕。至于观测到的恒星辐射的绝大部分应是它们的光球发射的。

恒星的光球以及光球以上的区域统称为恒星大气。光球之下统称为恒星内部，在那里气体的不透明度很大，以致无法观测到。然而应当指出，恒星大气和内部之间并没有明确的分界线。

典型的恒星光谱是在连续光谱的背景上重叠着吸收线。最初，天文学家曾粗略地把恒星大气分为两层来解释恒星光谱：底层热而密，产生连续光谱；上层冷而稀，其中的原子和分子在特定的波长上吸收了底层的辐射，产生了吸收线。这是一个过分简化了的模型。实际上，恒星大气中的每一团气体都同时在发射和吸收光子，过程是很复杂的，但总的效果是在恒星大气中的各种原子和分子所能产生吸收的那些波长上的辐射被削弱了，以致从星面逸出的辐射的光谱中出现了吸收线。

恒星光谱的形态同恒星大气中的温度密切相关，但恒星大气中不同高度上的温度是不等的，因此有必要定义一个有物理意义的温度，以便可以用来比较不同恒星的温度。这就是在§ 7.3中提到的有效温度。恒星的有效温度取为单位面积的辐射功率跟恒星表面单位面积的辐射功率相等的黑体所具有的温度，它就是按(8.15)式计算的温度。实际上，恒星的有效温度对应于恒星光球内某个高度上的温度，或可以看做恒星表面的某种平均温度。

正常恒星的有效温度在几千度至几万度的范围内。在这样的

温度下，许多原子会被电离，因此恒星大气中一般同时包含有中性原子、离子和自由电子。某类原子的电离度是指离子在同类原子中所占的比率，它依赖于温度、密度和原子的电离电势。温度高，有利于电离；密度大，离子容易俘获电子，不利于电离；原子的电离电势越高，则需要越高的能量才能使它电离。恒星大气中原子的电离度对恒星光谱的形态有很大的影响。

三、恒星光谱分类

上世纪末和本世纪初，成千上万颗恒星的光谱被拍摄下来，美国哈佛大学天文台利用物端棱镜得到大量恒星的光谱（彩照8），并对它们进行了分类。起初，恒星光谱是根据氢原子的某些吸收线的强度分类的，并按拉丁字母的顺序标记，A型星具有最强的氢线，B型星的氢线稍弱……。但后来认识到，光谱型主要由恒星的有效温度决定，因此将光谱型按温度顺序排列更恰当。氢线在某个有效温度的恒星的光谱中最强，而在较高和较低的温度下都较弱。于是，保留原有的标记光谱型的字母，但重新按温度顺序排列后，字母的次序就乱了。恒星的光谱主要分成七个类型，按有效温度从高到低的次序，它们是：O、B、A、F、G、K和M。下面列出这些光谱型的主要特征。

O型：蓝星，有效温度40000~30000开。在连续光谱的背景上有He II、He I、H I、C III、Si IV和其他较轻元素的多次电离原子所生的谱线，没有金属线。

B型：蓝白星，有效温度30000~10000开。He I线达最大强度，H I线比O型强，O II、N II等一次电离原子的谱线取代了多次电离原子的谱线。

A型：白星，有效温度10000~7500开。He I线消失，H I线达最大强度，Ca II、Fe II、Cr II、Ti II、Fe I、Cr I以及其他中性和一次电离的金属线出现，并随有效温度的降低而逐渐增强。

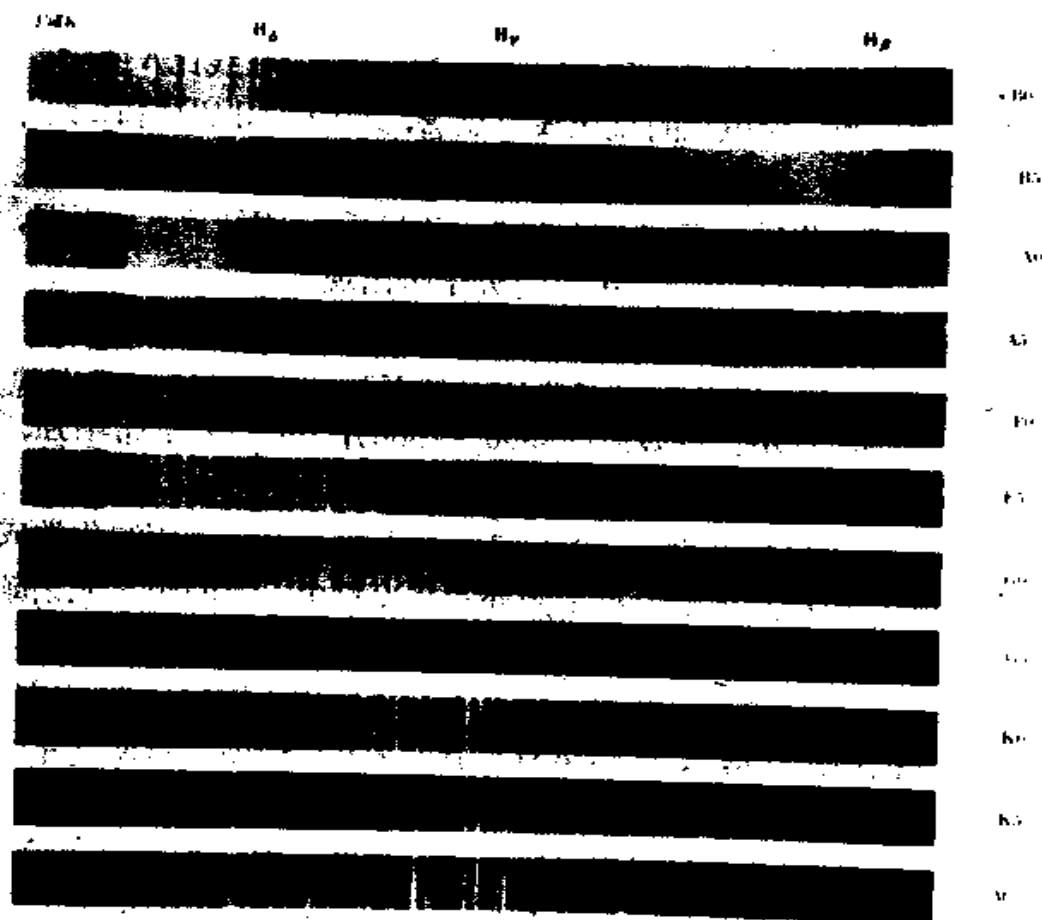


图 8.7 恒星光谱分类

在恒星光谱分类里，还把某一光谱型中异常的光谱特征用小写拉丁字母表示，放在光谱型符号的后面。*n* 表示谱线很模糊，*s* 表示谱线很锐，*e* 表示光谱内有发射线，*p* 表示某些谱线异常强或弱的特殊光谱，*v* 表示光谱有变化，*m* 表示金属线很强，*k* 表示有明显的星际 Ca II 线。

恒星的连续辐射随波长的分布近似于温度等于恒星有效温度的黑体辐射能量分布，因而恒星的连续光谱也随光谱型而变化。有效温度高，连续辐射能量的峰值落在光谱的蓝区；有效温度低，峰值位于光谱的红区。人眼接受的是各种波长的混合光。各种波长的

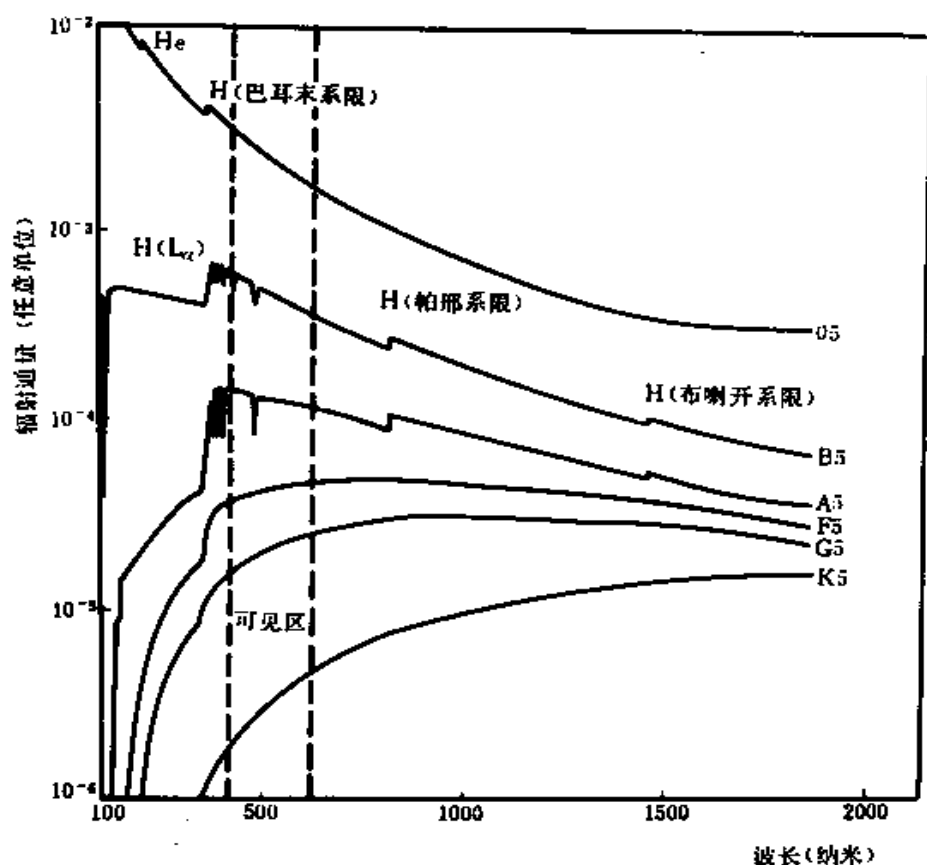


图 8.8 不同光谱型恒星连续辐射随波长分布的曲线

光的均匀混合呈现出白色,天狼星和织女星就是白色的A型星。更热的星,如室女 α (角宿一),呈蓝色,因为它辐射的蓝光强于红光。太阳是G型星,呈黄色。更冷的星,如猎户 α (参宿四)和天蝎 α (心宿二),则呈红色。

由于氢和其他原子的连续吸收,恒星连续辐射能量随波长的分布曲线的形状跟黑体辐射仍有明显的差别。氢是最丰富的元素,对于具备有利于氢原子吸收的条件恒星,氢原子的束缚-自由跃迁产生的连续吸收对连续辐射的能量分布起着重要作用。例如,由于处于主量子数 $n=2$ 的能级的氢原子的连续吸收,在巴耳末系限(364.6纳米)处辐射能量向短波长方向突然下降,这种现象称为巴

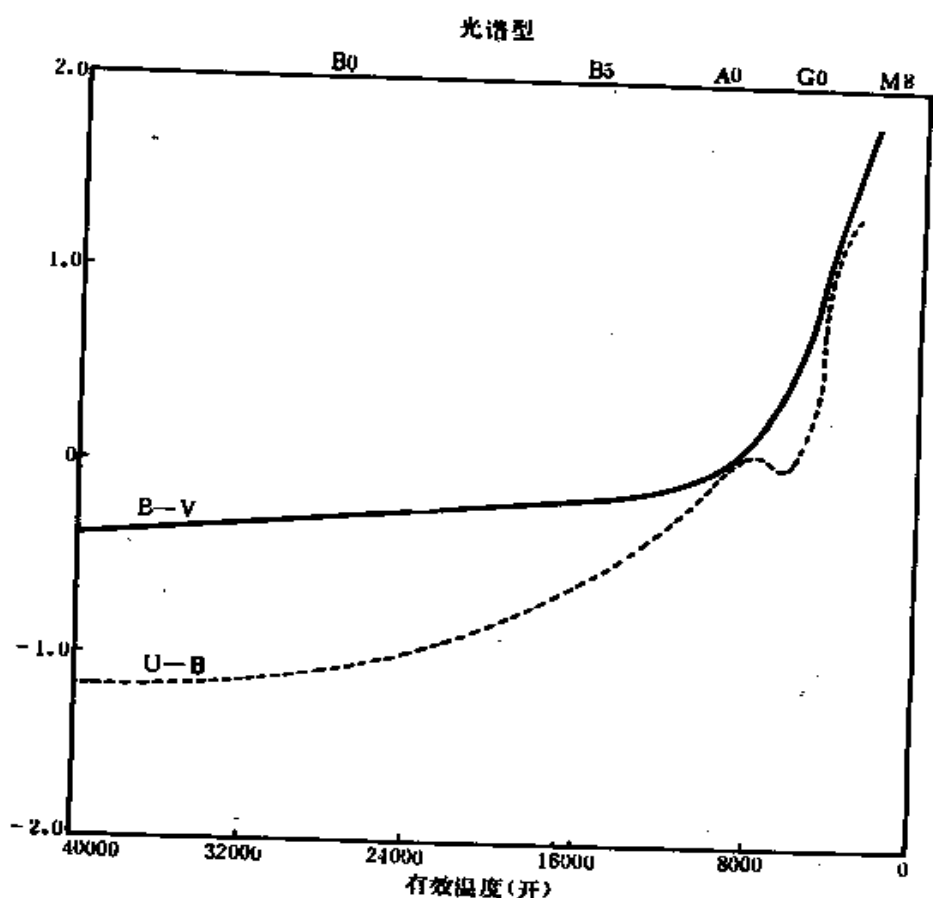


图 8.9 恒星的色指数 $B-V$ 和 $U-B$ 同有效温度 (光谱型) 的关系

耳末跃变，而黑体辐射谱中是没有这种跃变的。巴耳末跃变的辐度跟光谱型有关(图8.8)，可以用作光谱分类的一个判据。同样，对于氢原子，在赖曼、帕邢、布喇开等系限处也存在着跃变。其他元素的含量比氢少得多，类似的跃变不如氢明显。

恒星的某些色指数跟有效温度或光谱型有关。图8.9绘出了 $B-V$ 和 $U-B$ 随有效温度(光谱型)变化的曲线。利用这些关系，在对大量恒星进行光谱分类时，代替拍摄高色散的光谱片，可以用简便的多色测光法测出恒星的色指数，从而确定恒星的光谱型。

§ 8.5 恒星的化学成分

一、恒星化学成分的测定

确定恒星的化学成分跟确定太阳的化学成分一样，都是通过光谱线的证认和谱线强度的测量而实现的。但是恒星的亮度远比太阳小，拍摄它们的光谱不能使用色散度太大的摄谱仪，而色散度小时，谱线常混在一起。因此测定恒星的化学成分比太阳困难得多。

由于每一种原子产生一系列与众不同的谱线，所以要定性地确定恒星大气中存在哪些元素，可以归结为恒星光谱中谱线的证认，即测定谱线的波长。在拍摄恒星的光谱之后，在同一张底片上应拍摄谱线波长已知的光源的比较光谱。通过精密测量比较光谱中已知波长的谱线的位置以及恒星光谱中待证认的谱线的位置，可算出恒星谱线的波长，然后跟实验室内测定的各种元素的谱线波长作比较，就证认出恒星大气中存在的元素。当然，如果某些元素的谱线在光谱中不出现，就无法判断这些元素在恒星大气中是否存在。

如要定量地确定恒星大气的化学成分，必须测定谱线的强度。为此，应把在照相底片上的恒星光谱变换成辐射强度对波长的图，这通常是用一种名叫测微光度计的专门仪器来实现的^①，它将恒星光谱描记在纸带上，横坐标是波长，纵坐标是辐射强度（图 8.10）。这种图叫做分光光度描记图。吸收线从连续光谱的背景上

① 在七十年代，把电子计算机技术应用于天文底片上的图象测量和处理，出现了图象数字化仪。这类仪器是由显微密度计及图象分析系统相联结而成的，它把底片中密度变化图象先自动转换为计算机能识别的数码，随后由计算机进行处理，从而大大提高了天体亮度和光谱的测量和分析的速度。

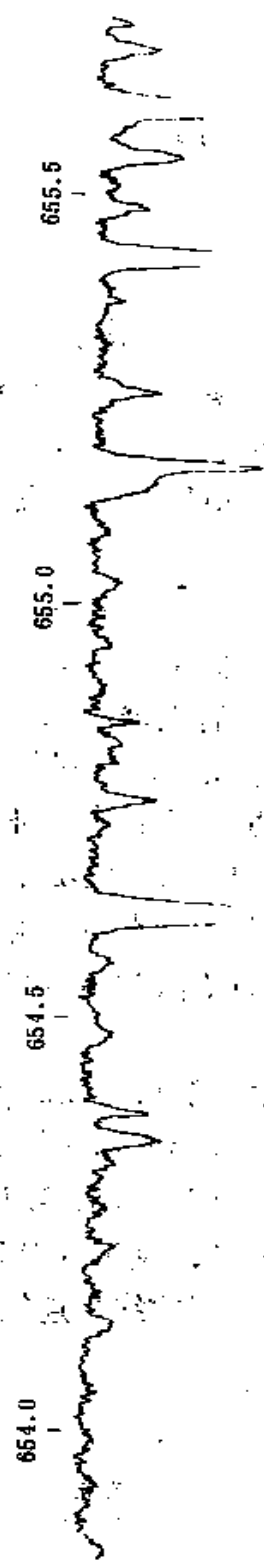


图 8.10 变换成辐射强度对波长图的拉夫 α (大角)的一段光谱,横坐标的波长标度是纳米

向下凹陷，它们不是无限窄的，由于恒星大气内气团的运动、原子之间相互碰撞等因素而致宽，呈倒挂的钟铃形状。谱线的形状常受观测仪器的歪曲，改正了仪器的影响，得到谱线的真实形状，称为谱线轮廓(图8.11)。谱线轮廓和连续光谱背景包围的面积是谱线的总吸收，可以作为谱线强度的量度，并以等值宽度 W 表示。图8.12阐明了等值宽度的定义：以连续光谱背景为单位的强度为单位，取一长为1个单位强度的矩形，其面积等于谱线所占的面积，则矩形的宽就是等值宽度，以波长标度表示。

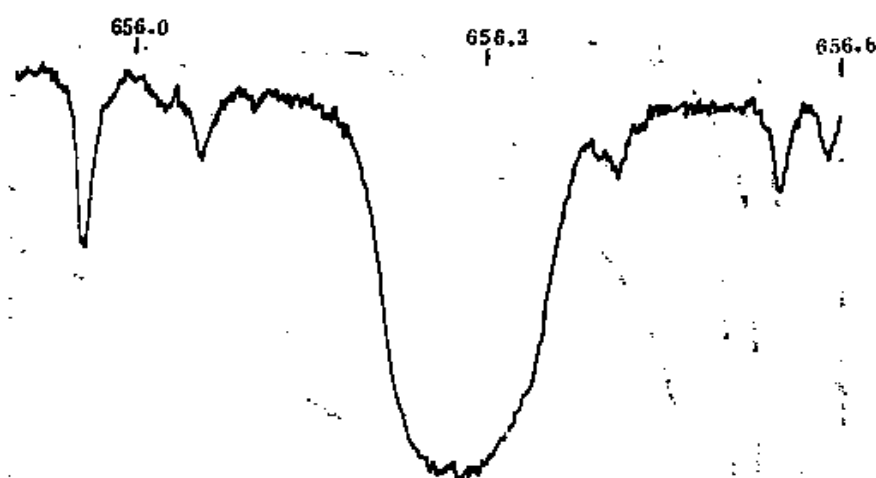


图 8.11 牧夫 α 光谱中非常强的吸收线 $H\alpha$ 的轮廓

然而，谱线的强度不仅依赖于元素的含量，而且跟恒星大气中的物理条件有关。这个问题是本世纪二十年代由印度科学家萨哈(M. N. Saha)研究了温度和压力对原子电离的影响后才澄清的。以氢原子在可见光谱区的巴耳末谱线系为例，这些谱线是由处于主量子数 $n=2$ 的能级的氢原子吸收了光子跃迁到更高的能级而产生的。显然，当处于 $n=2$ 能级的氢原子的数目达极大时，这些谱线的强度也达最大，而A型星大气中的温度正适合这个条件。O和B型星温度太高，氢原子大部分被电离，晚型星温度偏低，氢原子大部分处于 $n=1$ 的基态，因而巴耳末系都较弱，但这决不表

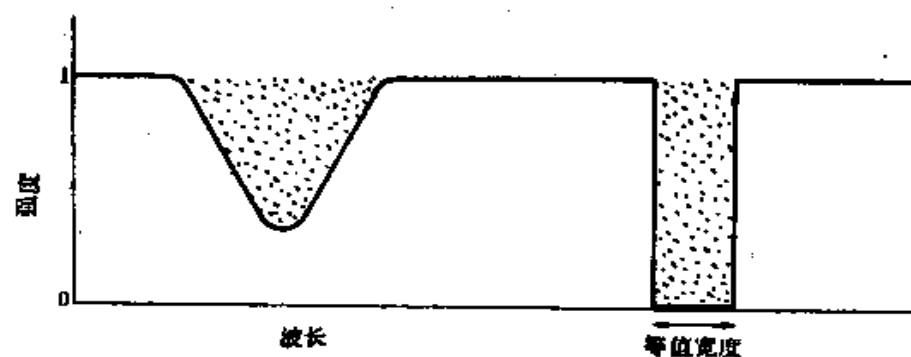


图 8.12 谱线等值宽度的定义。图中两块阴影面积相等

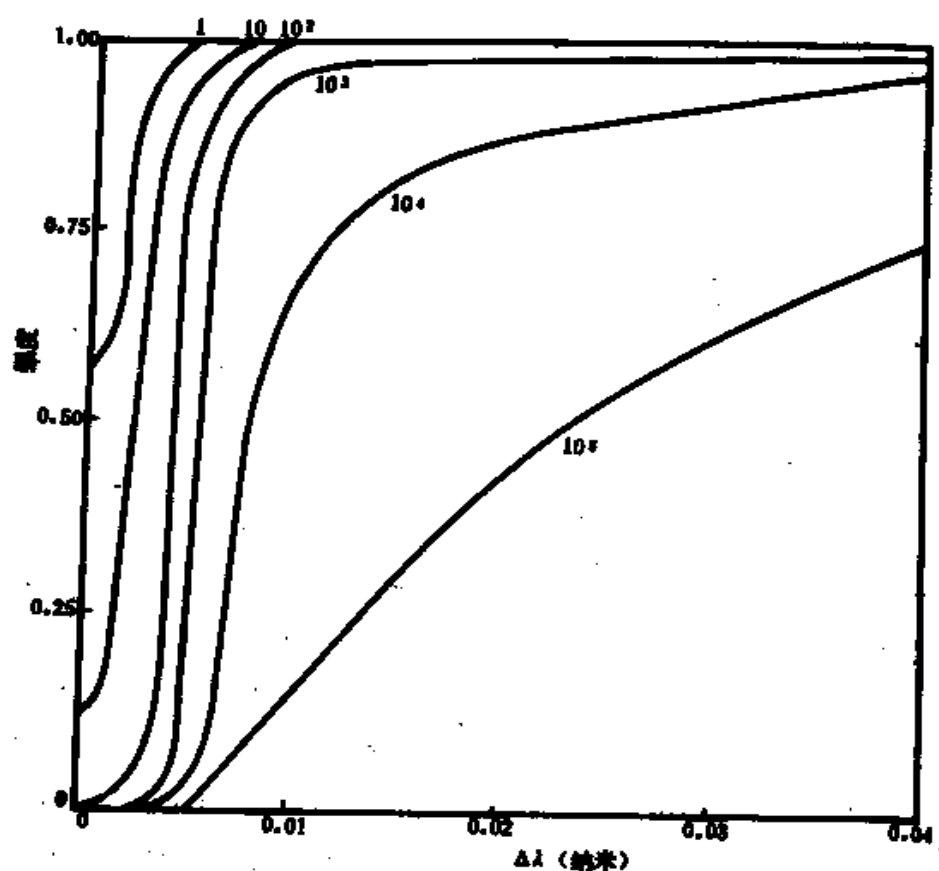


图 8.13 吸收线的轮廓依赖于形成该谱线的原子的数目。每一个轮廓只画出了一半，且都标有原子的相对数目，横坐标 $\Delta\lambda$ 表示谱线内任一点的波长与谱线中心的波长之差

明早型和晚型星内氢的含量比A型星少。金属谱线在晚型星光谱中多，在早型星光谱中少，也同样可根据原子激发和电离的理论来解释。由此可见，从谱线强度确定元素含量是相当复杂的问题，必须将恒星大气中物理条件造成的影响消除才能实现。

确定某种元素在恒星大气内的含量的方法之一是分析该种元素产生的某条谱线的轮廓。对于所研究的恒星，选择适当的物理参数，然后对形成该谱线的吸收原子的数目取一系列不同的数值，可算出理论的谱线轮廓(图8.13)通过跟观测的谱线轮廓比较，就确定了该种元素的相对含量。

比分析谱线轮廓较简便的一种方法是测量一些谱线的等值宽度。如前所述，形成谱线的原子数越多，谱线就越强，因此吸收

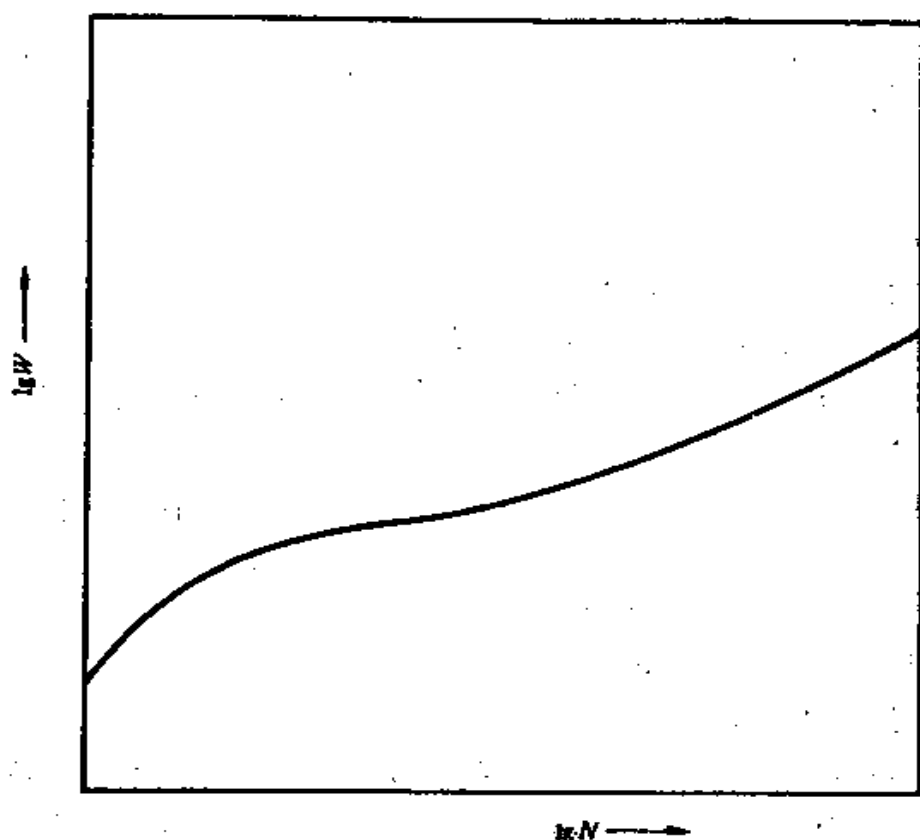


图 8.14 生长曲线示意图

线的等值宽度 W 随谱线所对应的低能级的原子数目 N 的增加而增大。表示 W 与 N 的关系的曲线叫做生长曲线(图8.14)。通过理论的和观测的生长曲线相比较也可确定元素的相对含量。

二、化学元素的丰度

天体上元素的含量常以丰度表示,它通常是指在同一体积内某种元素的原子数目与氢原子数目之比,因此是一种相对含量。

光谱分析的结果表明,大多数恒星的化学成分跟太阳差不多。

表 8.6 三颗B型星大气中一些化学元素的丰度

元素	飞马 γ	英仙 ζ	蝎虎10	元素	飞马 γ	英仙 ζ	蝎虎10
H	18.00	18.00	18.00	Mg	13.95	13.76	14.22
He	17.17	17.31	17.23	Al	11.76	12.78	13.07
C	14.58	14.26	14.37	Si	13.03	13.96	13.75
N	14.01	14.31	14.37	P	11.50		
O	14.63	15.03	14.77	S	13.80	13.48	
F	12.5			Cl	12.21		
Ne	14.73	14.61	14.72	Ar	12.90		

表8.6列出了三颗B型星大气中一些化学元素的丰度,每立方米内氢原子数目的对数取为18.00,其余元素的丰度以此为准。

应当指出,通过恒星光谱的分析,只能定出恒星大气的化学成分。恒星内部由于进行着核反应,化学成分在逐渐变化。大气与内部的化学成分是否一样,这取决于恒星是否存在一种有效的机制,能在比恒星年龄短得多的时间内使内部物质和大气物质相混和,例如对流就可以促成这种混和。研究表明,在恒星比较稳定的演化时期,在通常情况下并不存在有效的混和机制,大气与内部的化学成分应有显著的差别。

少数恒星的化学成分是特殊的。例如,在C型星中,碳特别多;在S型星中,锆和锶特别多。A型特殊星(Ap)含有较丰富的锰、铬、磷、硅、铈等元素,而稀土族元素(镧、铈……)含量特

别高，比太阳多几百倍至千倍。在恒星 HD 101065 的光谱中，似乎只有稀土族元素的谱线，最显著的是铥，而铁和较普通的元素竟然没有。

天文学上习惯把氢和氦以外的所有元素统称为重元素，以后在讲述恒星演化时将多次提到重元素丰度。

§8.6 赫罗图和恒星内部

一、赫罗图

1. 恒星在赫罗图上的分布 从观测确定了许多恒星的质量、光度、半径和有效温度之后，天文学家很自然地要对这些资料进行统计分析，找出它们之间的关系。丹麦天文学家赫茨普龙于1911年，美国天文学家罗素 (H. N. Russell) 于1913年，分别独立地绘制了恒星的光谱-光度图。以恒星的光谱型为横坐标、光度为纵坐标的这种图，对于研究恒星的结构和演化十分重要。后来在天文学的文献中常把恒星的光谱-光度图称为赫茨普龙-罗素图，或简称赫罗图。赫罗图的横坐标也可用有效温度或色指数表示，纵坐标也可用绝对星等取代。但应注意，由于赫罗图的横坐标最初是以光谱型从O至M表示的，最热的星在左边，因此当用有效温度表示时，数值从右向左增加；对于纵坐标，光度最大的星在上部，因而用绝对星等表示时，数值向上减小。

在赫罗图上每一颗恒星可表示为一个点，从图8.15看出，点子不是均匀分布的，而是集中在几个区域。其中，绝大多数恒星落在从左上至右下的带上，这条带称为主序。位于主序上的恒星叫做主序星。对于主序星，有效温度越高，光度就越大。有些星出现在主序的右上方，它们的光度比相同光谱型的主序星大，称为巨星。光度比普通的巨星更大的恒星称为超巨星。由于光谱型

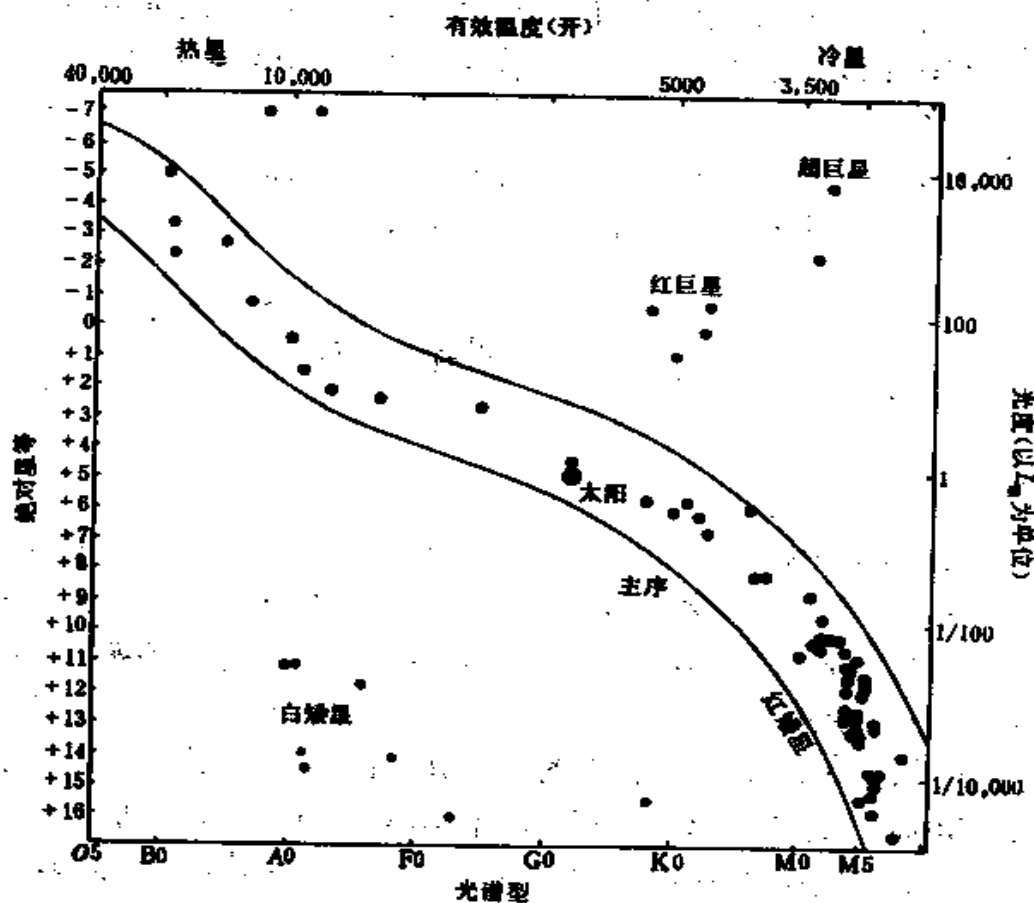


图 8.15 赫罗图

相同的星有效温度相等，按照斯忒藩-玻耳兹曼定律，它们单位表面积每秒发射同样多的能量，因此光度大的巨星的体积必定比光度小的相同光谱型的星大。主序星也称为矮星。位于主序左下方的温度高、光度小的星是白矮星，它们的体积比相同光谱型的主序星小得多。

2. 光度级 巨星的大气比矮星稀薄，压力也小得多，这必然会使同一光谱次型的巨星和矮星的光谱出现微小的差异，其中最显著而最简单的是谱线的宽度不同：巨星的谱线窄，矮星的谱线宽。摩根(W. W. Morgan)和基南(P. C. Keenan)研究了因压力不同而产生的谱线变化，将哈佛分类扩展，按照有效温度和光度，

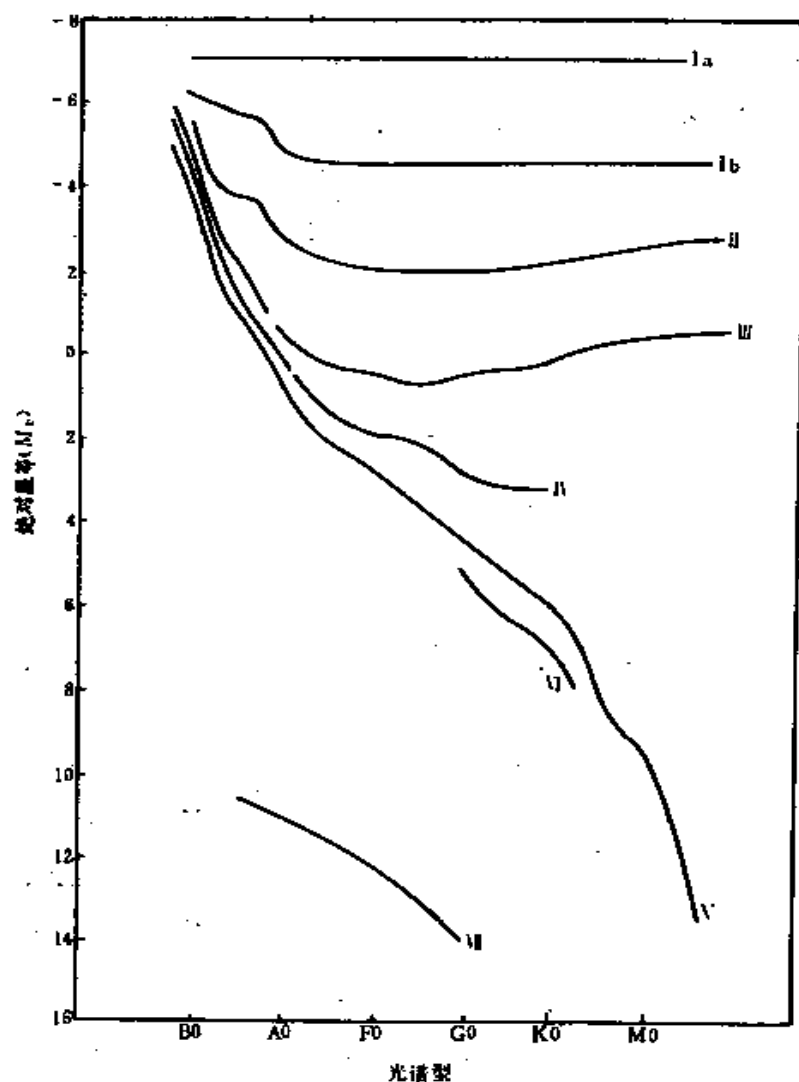


图 8.16 恒星的光度分类

发展了一种两维的恒星光谱分类系统。在这种系统中，光度分类用罗马数字表示，称光度级。对于不同的光谱型，光度级和绝对星等之间的对应关系在图8.16中表出。超巨星分成 I_a 和 I_b，前者较亮，后者较暗；巨星也按光度分为 II 和 III 型；IV 为亚巨星；V 是主序星；比主序星光度略小一些的星称为亚矮星，以 VI 表示；VII 是白矮星。也常用小写拉丁字母 *c*、*g*、*d* 和 *sd* 放在光谱型符号的

前面,分别表示属于该光谱型的超巨星、巨星、矮星和亚矮星。太阳是一颗G2V型(或表示为dG2)恒星。

3. 赫罗图上的等半径线 恒星的光度 L 、半径 R 和有效温度 T 不是互相独立的量,而是由(8.15)式相联系,再利用(8.11)式,取太阳的半径 $R_{\odot}$ 为恒星半径 R 的单位,太阳的有效温度 $T_{\odot} = 5770$ 开, $M_{\odot} = 4.75^m$, 就得

$$\lg R = 8.47 - 0.2M_b - 2\lg T, \quad (8.18)$$

其中 M_b 为恒星的绝对热星等,利用这个公式,只要确定了恒星的

T 和 M_b ,就可以计算出恒星的半径。以绝对热星等为纵坐标,以有效温度的对数为横坐标绘出的图是很有意义的。在这样的图上(图8.17),等半径线是一组斜率等于-10的直线,在图的右上方的星(超巨星)半径最大,左下方的星(白矮星)半径最小。

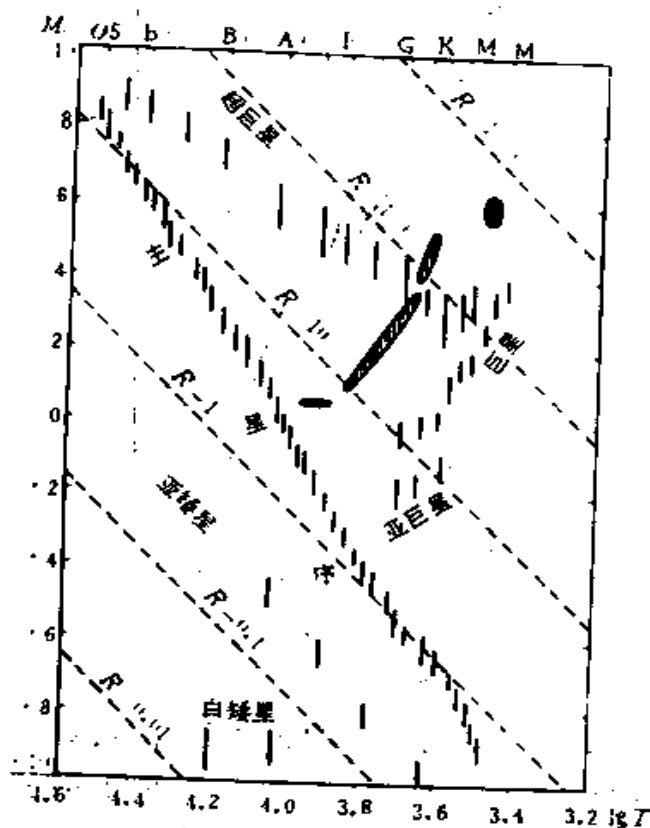


图 8.17 绝对星等、有效温度和半径的关系

4. 质光关系和质量-半径关系 对于主序星,质量 M 和光度 L 之间存在着一定的关系,叫做质光关系。光度越大,质量也越大。由观测资

料得出近似关系:

$$\left. \begin{aligned} \frac{L}{L_{\odot}} &\sim \left(\frac{M}{M_{\odot}}\right)^4 && \text{(对于 } L > L_{\odot} \text{ 的主序星),} \\ \frac{L}{L_{\odot}} &\sim \left(\frac{M}{M_{\odot}}\right)^{2.8} && \text{(对于 } L < L_{\odot} \text{ 的主序星).} \end{aligned} \right\} (8.19)$$

主序星的质量和半径之间也有一定的关系,可表示为

$$\frac{R}{R_{\odot}} = \left(\frac{M}{M_{\odot}}\right)^{\alpha}, \quad (8.20)$$

其中,指数 α 的值在0.5~1之间,与恒星在主序上的位置有关。

二、恒星内部

1. 恒星结构理论的基本课题 恒星光球以下直至中心的广大区域都属于恒星内部。除了对太阳可以探测到来自核心的、在核反应过程中产生的中微子,从而传来太阳内部的一些信息之外,对于所有的其他恒星来说,天文学家还无法得到它们内部的观测资料,因为恒星的辐射传来的仅是有关它们大气性质的信息。天文学家研究恒星内部的性质,只能根据恒星的观测性质,藉助于已知的物理规律,进行理论的演绎,这是天体物理学的一个分支——恒星结构理论的任务。

恒星结构理论必须解释的最重要的观测事实有以下三条:

(1) 恒星不断地辐射能量。问题不仅在于每秒辐射的能量巨大,而且已持续了很长的时间。从地球上的化石分析,得知太阳大致按现在的辐射功率不断发出能量已近50亿年之久,而银河系中最老的恒星已辐射了100亿年以上。

(2) 主序星的质光关系。

(3) 在赫罗图上,恒星不是均匀地到处散布,而是集中在几个确定的区域,这表明恒星的光谱型(有效温度)与绝对星等(光度)不是互相独立的。

上一章在讲太阳能量来源时,基本上已解释了第一条事实。在本节的后面部分以及在§ 10.6中叙述恒星演化时,将定性地说明后两条事实。现在根据物理学的一些规律,对处于稳定状态的正常恒星的内部性质作一些推断。

2. 流体静力学平衡 恒星是庞大的气体球。气体之所以不扩散掉,是由于各气体元之间相互的引力作用,叫做恒星的自引力。恒星包含了足够多的物质,以至自引力强到能把组成它的气体束缚住。恒星内的每一个气体元都主要受两个力的作用:指向中心的引力和向外的压力¹。如果没有向外的压力,一颗象太阳那样的恒星,在自引力的作用下,大约在半小时内会完全坍缩。对于稳定的恒星,在星体的每一点上,引力和压力都是精确地平衡的,恒星处于流体静力学平衡的状态。如果这两个力不平衡,就会出现一个净力,从而引起大规模的物质运动。例如在某些变星的外层,由于引力和压力之间出现小的不平衡,就发生了向外和向内交替的运动——脉动。在这两个力严重失去平衡的情况下,还会导致灾变性的结果,如某些特殊类型的恒星发生的大规模爆发。

气体的压力 P 、温度 T 和密度 ρ 不是独立变化的,这三个量之间由物态方程联系起来。气体的原子(或分子)之间的相互作用如果微弱到可以忽略,这样的气体叫做理想气体,其物态方程可写为

$$P = \frac{\rho}{\mu} RT, \quad (8.21)$$

其中, R 是气体常数, μ 是由不同成分组成的气体的平均分子量。在正常恒星内部,气体的密度尽管可以达到较高的数值,原子彼此较靠近,但是由于温度很高,气体处于高度电离的状态,被剥掉电子的原子其体积远小于中性的原子,它们相互间的作用仍较

1 向外的压力是指气体元受到的压力梯度,它与气体元受到的引力都是指作用在单位体积上的力

微弱，在多数情况下理想气体的物态方程(8.21)是适用的。

除了气体压力之外，光子也产生压力——辐射压力 P_r ，它与温度 T 之间有很简单的关系：

$$P_r = \frac{1}{3} a T^4, \quad (8.22)$$

其中 a 为辐射密度常数。辐射压力与温度的四次幂成正比，对温度的依赖是很敏感的，因此在高温下它变得很重要。例如对于密度为 10^3 千克/米³的气体，温度超过 10^7 开时，辐射压力大于气体压力。在恒星内部，辐射压力常起重要的作用。

3. 能量输运 恒星不断地通过表面释放能量，损失的能量由内部向外输运的热能补充，这必定得出温度向里面单调上升的结论，即恒星内部存在温度梯度，热能总是沿着温度减小的方向通过传导、对流或辐射输运的。同样，在恒星内部，压力和密度也向中心单调增加。上述的在每一点上与引力平衡的压力，其实是指压力梯度，即在某点的压力对该点到中心的径向距离的导数。

传导是电子输运能量的过程，而辐射是光子输运能量的过程。在正常恒星中，一个电子携带的能量虽然可能超过一个光子携带的能量，但是电子的平均自由程，即一个电子在跟其他粒子相互作用之前所移动的平均距离，比光子的平均自由程短得多。以太阳的中心和表面之间的中点为例，在那里光子的平均自由程为 10^{-2} 米，而电子的平均自由程只有 10^{-8} 米。这意味着光子比电子容易将能量从恒星内较热的区域向外输运，因此在正常恒星内，与辐射相比，传导作为输运热能的一种方式是不重要的。

对流是一种很有效的输运能量的方式。如果在恒星内部的某一区域内发生了物质的对流运动，那么它就成为该区域内能量输运的主要机制。然而，对流的发生是有条件的，温度梯度必须大于一定的数值，否则对流不会出现。理论计算表明，在晚型星的外层和早型星的中央区域，才会出现物质的对流运动。在没有对

流的情况下，辐射是能量运输的主要机制。

辐射通过物质时，由于与物质相互作用而受到阻碍，使得能量不能迅速向外转移。辐射受阻的程度以物质的不透明度来衡量。凡任何使光子偏离传播方向的过程都对不透明度有贡献。在恒星内，原子对光子的各种吸收过程以及自由电子对光子的散射过程是恒星物质不透明度的主要源泉。携带能量的光子在向外传播的过程中，平均每移动 10^{-2} 米就遭到原子和自由电子的阻挡，而随机地改变传播的方向，计算表明，它们要闯过比恒星半径大十几个数量级的路程，才能将能量从恒星中心转移到表面，这需要经历 10^7 年的时间。

物质的对流运动除了输运能量，还有一个重要的作用，就是在上一节已提到的使物质混和。于是，恒星内部对流区中的各层应具有相同的化学成分。与此相反，在辐射为主要输运能量机制的区域，由于没有物质流动，每一层保持着各自的化学成分，如果有核反应在那里发生，各层的化学成分是不同的。

4. 核反应 恒星在其一生的大部分时间中，辐射的能量是由核反应提供的。

原子核由核子——质子和中子——构成，质子带正电荷，彼此排斥。除氢（它的原子核仅由一个质子构成）以外，其他元素的原子核都具有一定的结合能，才能把若干个核子结合在一起。原子核的质量总小于组成它的各个核子的质量之和，两者之差 Δm 叫做原子核的质量亏损。当核子结合在一起形成原子核时，根据爱因斯坦确定的公式 $\Delta E = \Delta mc^2$ ， Δm 转化为能量 ΔE 释放出来。原子核的结合能在数值上也等于与质量亏损对应的能量。

图8.18大致表示了各种元素的原子核的结合能。横坐标为原子质量数，纵坐标是原子核内每个核子的结合能。结合能曲线有极大，出现在原子质量数56（铁原子核）附近，这表明质量数56附近的原子核在由分离的核子形成时，每个核子受到最大的质量亏

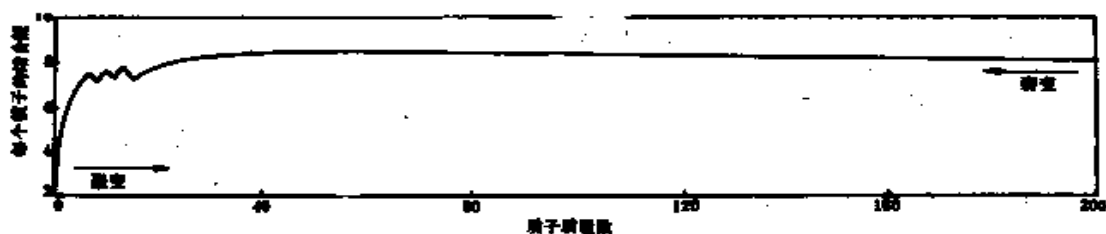
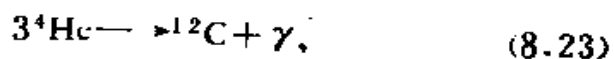


图 8.18 原子核的结合能随原子质量数的变化。
纵坐标以 1 兆电子伏为单位

损，因而它们是结合得最紧密的原子核。从图8.18看出，通过原子核的转变有两种途径可以释放能量。一种途径是对最重的元素，例如铀，如果它的原子核转变成几个较轻的原子核，由于后者结合得更紧密，质量受到亏损，能量释放出来。这是原子核的裂变过程。另一种途径是由最轻的元素，例如氢，结合成较重的元素，例如氦、碳、氧以至铁，同样，这些新形成的原子核的结合能在增加，因而释放出能量。这是原子核的聚变过程。应当注意，由铁聚变成更重的元素的过程不是放热过程，而是吸热过程，因为比铁更重的原子核结合得不如铁原子核紧密。

恒星内部最重要的原子核转变是氢核聚变成氦核。在§7.2中已阐述了有两种重要的反应能完成氢核到氦核的聚变，它们是质子-质子反应和碳氮循环。这两种反应的结果都是四个氢核聚变成一个氦核，质量亏损 $\Delta m = 0.0287$ 原子质量单位。亏损的质量与四个氢核的质量之比可用来量度氢核聚变成氦核时能量产生的效率，它等于0.7%。核反应都很敏感地依赖于反应物质的温度。质子-质子反应的产能率大体上跟温度的四次幂成正比；而碳氮循环的产能率与温度的18次幂成正比。中心温度高于 1.6×10^7 开的恒星，碳氮循环占优势；中心温度较低的恒星，质子-质子反应是主要的产能机制。当温度低于 7×10^6 开时，这两种反应都不起作用。

在恒星演化的各个阶段，其他许多核反应也可以发生。例如温度接近 2×10^8 开时，三个氦核可聚变成一个碳核，并释放出 7.27 兆电子伏的能量：



其中 γ 代表光子。这个反应称为“3 α 反应”，因为 α 粒子是氦原子核的别名。碳核又可通过更复杂的反应聚变成氧、钠、镁……。碳之后的反应对恒星能量的贡献是很微薄的，它们主要的作用在于在恒星内部合成了各种化学元素。在 § 10.6 中将阐述这个问题。

恒星内部的核反应常形象地称为“燃烧”，如氢聚变成氦的反应称为氢燃烧，氦的核反应称为氦燃烧。当然这不是通常意义下的燃烧。一种核反应的开始常叫做“点火”。

处于稳定状态的恒星除了达到流体静力学平衡之外，其表面每秒辐射损失的能量必须与内部每秒产生的能量保持平衡。应当指出，恒星通常是有能力通过自身的调整来达到这种热平衡的。如果恒星产生的能量多于从表面逸出的能量，那么超额的能量会引起星体膨胀，接着，内部温度下降，从而使对温度很敏感的核反应的产能率迅速降低，消除了超额的能量，平衡得以恢复。另一方面，如果内部产生的能量偏少，星体就会收缩，引起内部温度升高，核反应的产能率相应增加，直至能量的得失相等。

三、主序星的质光关系的解释

恒星内部结构的研究是由爱丁顿于二十年代奠定了理论基础的，他也是第一个解释主序星的质光关系的人。比较完美的解释需涉及一组微分方程。为了避开数学的困扰，这里仅通过直观的推理和数量级的估计，对光度大的主序星粗略地阐明这个重要的关系。

如前所述，稳定恒星处于流体静力学平衡状态，在星体内的每一点上引力和压力相平衡。气体的压力是由组成气体的各种粒

子的热运动造成的。气团中粒子的热运动趋于使气团分散，而粒子间的引力使气团聚集。因此，引力和压力的平衡相当于气团的引力势能和动能之间达到平衡。恒星的引力势能正比于 $\frac{M^2}{R}$ ，其中 M 和 R 分别是恒星的质量和半径。一个粒子热运动的动能与温度成正比，星体内包含的所有粒子的总动能应正比于 M 和 $\bar{T}$ 的乘积，这里 $\bar{T}$ 代表星体内的平均温度。根据平衡的条件，得

$$\bar{T} \propto \frac{M}{R}.$$

恒星的能量产生于中心区域进行的核反应，然后输运至表面。这种情况类似于水通过管子的流动，水从管子的一端流出的流量随水管中的压力梯度的增大而增加，但随对流动起阻碍作用的水的粘滞性的增大而减小。在星体内考虑一个单位底面积的柱体，从中心延伸至表面，则从该柱体上端逸出的能流应与辐射压力梯度成正比，与物质的不透明度成反比。按照 (8.22) 式，辐射压力梯度正比于 $\frac{\bar{T}^4}{R}$ ，而单位体积的恒星物质由原子的束缚-自由和自由-自由跃迁引起的不透明度与 $\frac{\rho^2}{\bar{T}^{3.5}}$ 成正比，其中物质的平均密度 $\rho \propto \frac{M}{R^3}$ 。恒星的光度 L 等于通过恒星表面单位面积的能流乘以恒星的表面面积 $4\pi R^2$ ，再利用 $\bar{T} \propto \frac{M}{R}$ ，可以证明

$$L \propto \frac{M^{5.5}}{R^{0.5}}.$$

另一方面，由氢聚变成氦的碳氮循环在单位时间内产生的总能量与 $M\rho\bar{T}^{18}$ 成正比，它必须等于 L 才能达到热平衡。因此

$$L \propto \frac{M^{20}}{R^{21}}$$

从以上两个关系中消去 R ，便得理论的质光关系：

$$L \propto M^{5.15}, \quad (8.24)$$

其中的指数比观测的质光关系(8.19)式中第一个的指数大些。同样，还可得到理论的质量-半径关系：

$$R \propto M^{0.7}. \quad (8.25)$$

按照(8.15)、(8.24)和(8.25)式，经过简单的代数运算，得

$$L \propto T^{5.5}, \quad (8.26)$$

这个光度和有效温度之间的关系代表了赫罗图上光度大的一段主序的理论位置。对光度小的主序星，内部的物理状态跟光度大的主序星不尽相同，不能作完全类似的推导。

以上推出的这些关系都依赖于所采用的不透明度和核反应产能率的表达式。从这种很粗略的讨论可以看出，主序星的质量、光度、半径和有效温度确实不是相互完全独立的量，它们之间存在着一定的关系。

§ 8.7 恒星的自转

自转是星球的一种普遍现象。地球、月球、太阳和太阳系中的各大行星都在自转。通常可以观测太阳和行星圆面上的特征物的周期移动来测定它们的自转。但在望远镜里，恒星的像都是点状的，目前谈不上直接观测象太阳黑子那样的特征物。测定恒星的自转又得借助于光谱分析，利用一种叫做多普勒效应的现象，它对研究天体的运动是十分重要的。

一、多普勒效应

1. 多普勒效应的解释 物体与观测者的连线叫做视线。一个发出声音(或光)的物体,如果相对于观测者在视线方向上有运动,则观测者接收到的声音(或光)的频率(或波长)与在物体相对于观测者为静止的情况下不同,当物体接近观测者时,频率增高(波长变短);当物体远离观测者时,频率降低(波长变长)。奥地利物理学家多普勒(C. Doppler)在1842年正确地解释了这一现象,故称为多普勒效应。

星球都是光源。光具有波动性。解释多普勒效应的关键在于光源(其他的电磁辐射源也一样)发射一个光波需要经历一定的时间——光波的周期。如果光源在运动,那么在发射光波的始末,光源处在不同的位置上,这必将引起光波波长的改变。

图8.19阐明了这种情况:(a)

光源相对于观测者为静止;

(b)光源向着观测者运动,与

静止的情形相比,每秒有更多

的波通过观测者,光波的

波长变短,向光谱区的蓝端

方向稍稍位移,称为蓝移(或

紫移);(c)光源背离观测者

运动,每秒通过观测者的波

比静止的情形少,光波的波

长变长,向光谱区的红端方

向稍稍位移,叫做红移。由

此可见,天体光谱中的谱线

会因天体相对于观测者在视

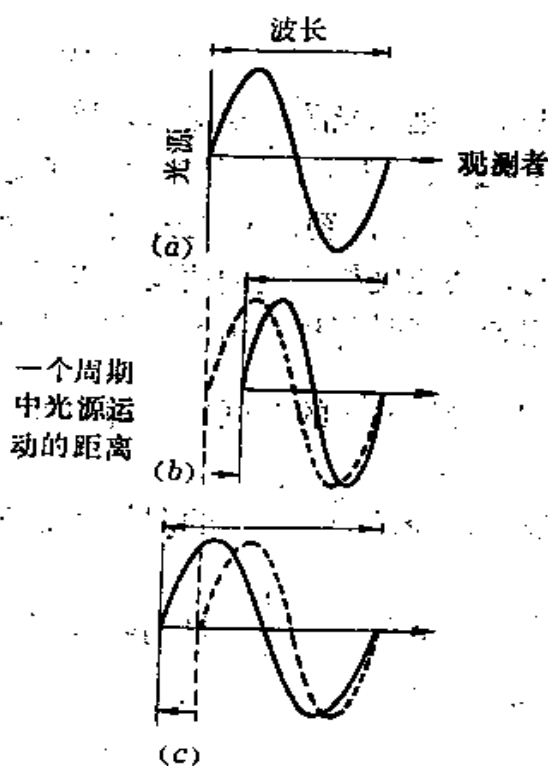


图 8.19 多普勒效应的解释

线方向上有运动而发生位移，这叫做谱线位移，也常称为谱线的多普勒位移。

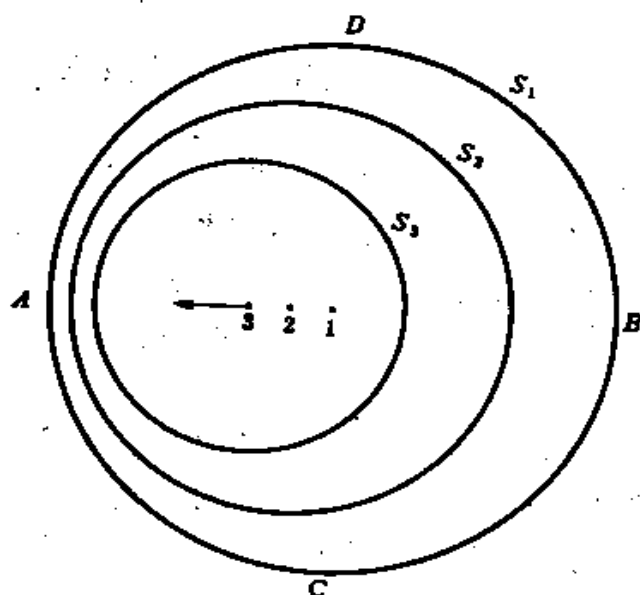


图 8.20 解释多普勒效应的另一种图

图8.20是为了理解多普勒效应而绘的另一种图。1、2、3代表一个运动着的光源在三个不同瞬间的位置，以它们为中心的球面 S_1 、 S_2 、 S_3 分别代表光源在三个瞬间发出的光波。于是，与光源相接近的观测者A观测到的是受到“压缩”的光波，波长

变短；远离光源的观测者B接收到“拉伸”的光波，波长变长；对于观测者C和D，则基本上没有观测到波长的变化。

2. 多普勒效应的公式 物体相对于观测者在视线方向上的运动速度称为视向速度，以 V_r 表示。若光源以速度 V_r 离开观测者，同时每秒发出 n_0 个波，假如这些波的第一个在距离 d 处发出，经过 $\frac{d}{c}$ 的时间到达观测者，则最后一个将从距离 $d+V_r$ 处

发出，经过 $\frac{d+V_r}{c}$ 的时间才能到达。这样，观测者不是在1秒

内，而是在 $1 + \frac{V_r}{c}$ 秒内收到了 n_0 个波，因此对观测者来说，光波的振动频率不是 n_0 ，而是 n ，其值为

$$n = \frac{n_0}{1 + \frac{V_r}{c}},$$

相应的波长是

$$\lambda = \frac{c}{n} = \frac{c(1 + \frac{V_r}{c})}{n_0} = \lambda_0 + \frac{V_r}{c} \lambda_0,$$

其中 λ_0 是光源发出的光波的波长, λ 是观测者接收到的波长。上式改写成

$$\lambda - \lambda_0 = \frac{V_r}{c} \lambda_0, \quad (8.27)$$

或记 $\lambda - \lambda_0 = \Delta \lambda$, 则

$$\frac{\Delta \lambda}{\lambda_0} = \frac{V_r}{c}. \quad (8.28)$$

(8.27)或(8.28)式就是表示多普勒效应的公式。当光源远离观测者时, $\Delta \lambda > 0$, V_r 取正值;当光源接近观测者时, $\Delta \lambda < 0$, V_r 取负值。(8.27)或(8.28)式也同样适用于后一种情况。

二、恒星自转的测定

1. 测定恒星自转速度的原理 1877年, 阿布内 (W. de W. Abney) 首先提出, 在一些恒星的光谱中谱线很宽, 可能是由自转引起的。他正确地指出, 恒星光谱实际上是由恒星朝向观测者的半个表面上的各部分发出的光组合而成的, 由于多普勒效应, 星面上远离观测者转动的部分发出的光的波长应增加, 而接近观测者转动的部分发出的光的波长应减小, 合成的结果谱线致宽了。

阿布内的设想后来成了天文学家测定恒星自转速度的原理, 现用图8.21加以阐明。首先考虑恒星的自转轴与观测者的视线垂直的情况(观测者在垂直于图面向着读者的方向), 设想将恒星圆面平行于自转轴划分成若干个狭条(图8.21a), 每一狭条都产生了一条谱线, 其强度正比于狭条的面积。如果恒星不转, 各个狭条产生的谱线重叠在一起, 观测者获得的是一条窄而深的谱线。如

果恒星按逆时针方向旋转，则狭条 1—4 朝向观测者转动，谱线蓝移，波长比恒星不转时短，变短的程度对各个狭条不一样：位于圆面边缘的狭条 1，其转动速度在视线方向的分量最大，谱线向蓝端位移最大；接近圆面中央的狭条 4，转动速度几乎与视线垂直，谱线几乎保持正常的位置。狭条 5—8 的情况类似，不过它们背向观测者转动，谱线红移，波长变长。这八个狭条形成的、波长受到变化的谱线在强度-波长图上叠加的结果就是图 8.21b 中虚线所示的宽而浅的谱线轮廓。

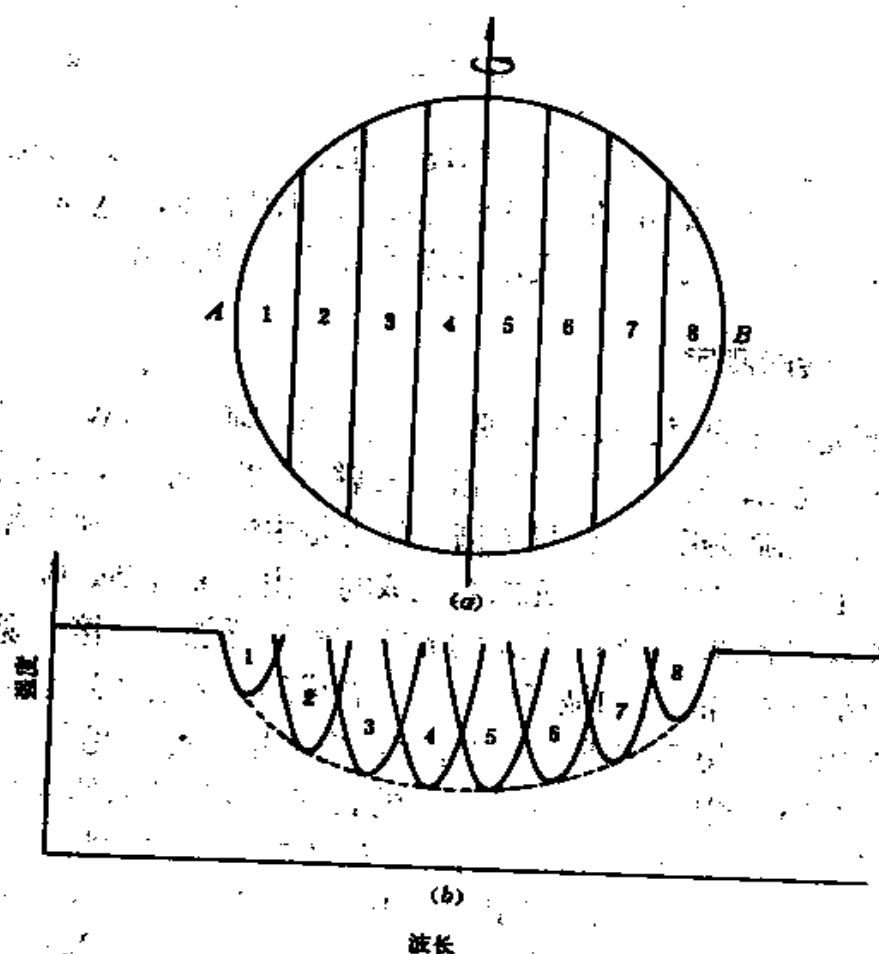


图 8.21 恒星自转使谱线致宽

1929年,苏联天文学家沙因(Г. А. Шайн)和美国天文学家奥托·斯特鲁维(O. Struve)合作,详细研究了由谱线轮廓确定自转速度的方法。对于自转速度不同的数值,计算出一系列理论的谱线轮廓。将观测得到的谱线轮廓与理论轮廓相比较,便可确定自转速度。比较简单但精度较低的方法是直接测量谱线的宽度,因为受自转致宽的谱线的宽度是由恒星圆面上接近和远离观测者部分的转动速度在视线上的最大分量决定的。图8.21 a 中位于圆面边缘的赤道上的A和B点的转动速度与视线平行,在视线上的分量就等于恒星赤道自转速度,它决定了谱线的宽度。

在一般的情形下,恒星的自转轴与观测者的视线并不垂直,两者相交成任意的角度*i*,如图

8.22所示。在该图中,赤道上的A和B点在观测者看来位于恒星圆面的边缘,这两点的赤道自转速度*v*在视线上的分量等于*v*sin*i*,叫做视自转速度。于是,通过测量谱线的轮廓或宽度得出的是*v*sin*i*。交角*i*通常是

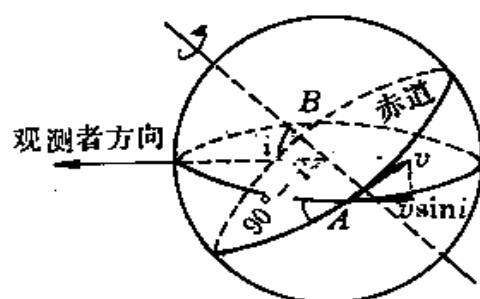


图 8.22 恒星的自转轴与观测者的视线相交成*i*角的情形

无法确定的,因而自转速度*v*不能求出。但对于数目足够多的同一类恒星(例如光谱型相同),如果它们的自转轴在空间的取向是无规则的(这通常是一个合理的假设),那么平均自转速度*v*和平均视自转速度 $\overline{v \sin i}$ 之间有如下的关系:

$$\bar{v} = \frac{4}{\pi} \overline{v \sin i}, \quad (8.29)$$

利用这个关系,就可以从各类恒星的视自转速度的观测资料算出它们的平均自转速度。

2. 恒星自转的发现 然而恒星自转的发现最早却纯属偶

然。1909年，施莱辛格 (F. Schlesinger) 在美国阿列根尼天文台观测了分光食双星天秤 δ ，他注意到在这个食双星食甚前后的瞬间，对应的视向速度曲线上出现了“扭曲” (图8.23b)：食甚之前，视向速度超过预期的数值，而食甚之后，低于预期值。他断定那个被掩食的较亮的子星在自转。在食甚前后偏食的时刻，恒星圆面露出一小部分对于自转轴是不对称的，结果谱线不是被致宽，而是有额外的红移 (图8.23a中位置甲，星面露出的部分由于自转在离开观测者) 或蓝移 (位置乙，星面露出的部分在接近观测者)，叠加在较亮的子星作双星轨道运动的视向速度上，便产生了视向速度曲线上的“扭曲”。图8.24是根据食双星仙王 U 的视向速度观测资料绘出的一个实例，视向速度曲线上的“扭曲”十分明显。

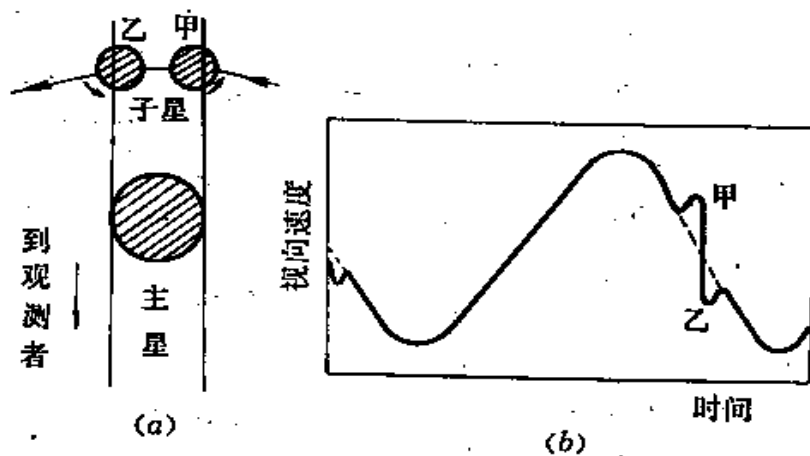


图 8.23 从食双星的观测发现恒星自转的示意图

施莱辛格的发现是除太阳之外第一个令人信服的恒星自转的证据。一年以后，他又发现食双星金牛 λ 有类似的现象。但这种现象只有很少的食双星才会出现。测定恒星自转的普遍方法仍是分析谱线的轮廓或宽度。

3. 测定结果 对各种光谱型的主序星测得的平均自转速

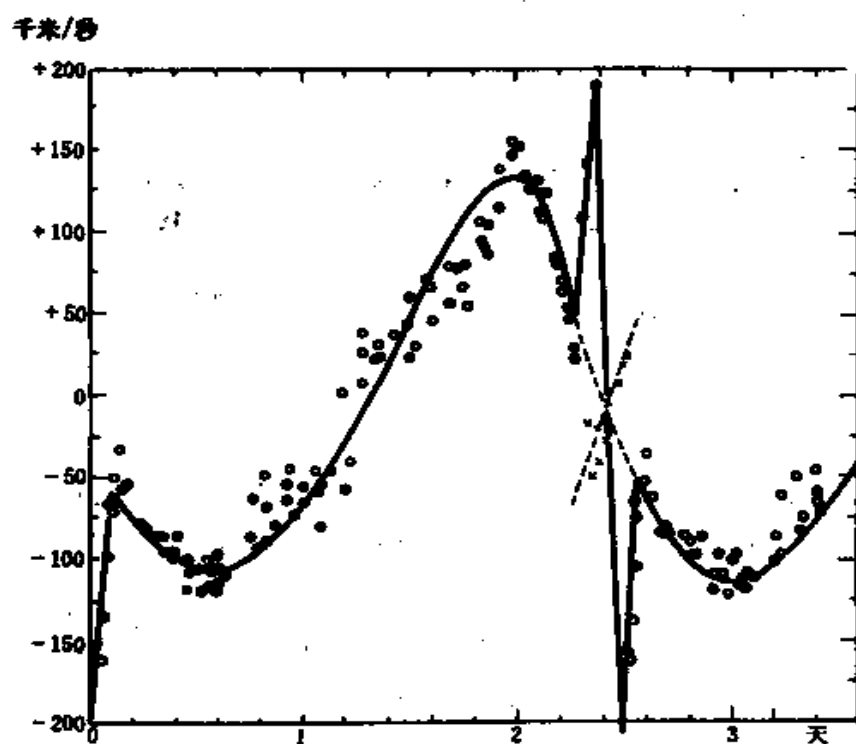


图 8.21 仙王U的视向速度曲线

度列在表8.7中。数据表明，主序星自转速度的总趋势是沿主序下降：最热的O型和B型星自转速度平均达200千米/秒左右，而G型星自转慢得多，平均不足20千米/秒。但在密近双星系统（见§9.13）中的晚型星自转很快的却屡见不鲜。光谱中有发射线的B型星——B型发射星的自转速度很大，达400千米/秒左右（见§9.3）。

表 8.7 主序星的平均自转速度

光谱型	O5	B0	B5	A0	A5	F0	F5	G0
$\bar{v}$ (千米/秒)	190	200	210	190	160	95	25	12

第九章 变星、致密星和双星

§ 9.1 变星的分类

一、变星的发现和观测

凡亮度有变化的恒星，不论其变化原因是属于内在的物理原因，还是外界的几何原因（如双星中两子星的掩食），都称为变星。由于星的亮度的测定依赖于所用探测器（肉眼、照相底片、光电管、电荷耦合器件等）的灵敏度，变星和亮度固定的星之间的界限并不是很明确的。随着观测仪器的不断改进，变星越来越多，如果有朝一日能十分精密地测量星的瞬时的亮度，它们大概都会显现出亮度的微小起伏，在多数情况下，这仅仅是恒星大气中的气体湍流运动的反映。对研究恒星结构有重要价值的无疑是变幅较大或具有一定规律性的亮度变化。从天体演化的观点而言，所谓“变”和“不变”都只是相对的，每一个天体都在演变着，因此没有一颗星的亮度能永远保持固定。这里所说的亮度变化是指在人们的观测时间，譬如几年、几天或更短的时间内所发生的。变星的广义的定义应是物理性质随时间变化的恒星。有些恒星亮度虽然没有变化，但其他物理性质有变化的或光学波段以外的电磁辐射有变化的也归入变星之列，如光谱变星、磁变星、红外变星、X射线新星等。

有些恒星的亮度变化是能够用肉眼察觉的，其中新星和超新星（见§ 9.5和§ 9.6）的出现尤其引人注目。除新星和超新星以外，最早发现的变星是鲸鱼 α （蒭藁增二），1596年法布里休斯(D.

Fabrizius)注意到该星时隐时现。过了60多年,确定它的亮度变化有大约11个月的周期。1667年,蒙塔纳里(G. Montanari)发现英仙 β 是变星。1784年,古德里克(J. Goodricke)发现仙王 δ 的光变,……。然而,在很长一段时期内,发现的变星数目增加十分缓慢,1844年,在阿格兰德(F. Argelander)列的表上只有22颗变星。经过约翰·赫歇耳等人有系统的观测,变星发现的数目才较快地增加。1865年,钱伯斯(G. F. Chambers)已列出了113颗变星。到1900年,变星总数达700颗。

本世纪以来,观测技术的发展大大改进了变星的研究。经长时间曝光,在一张天文照相底片上可以拍摄下几千颗暗弱的星像,然后用闪视镜比较在相同条件下,在不同时间拍摄的同一天区的照相底片,便能找出星像的大小变化的星。通过光瞳光度计测量星像的大小,定出星的亮度。利用光电测光技术测量星的亮度,精度已达到0.001^m,为仔细研究恒星亮度和颜色的变化创造了条件,结果发现了许多亮度只有微小变化的“微变星”(包括太阳在内)。全天的亮星中,如果精密测量,至少有三分之一是变星。分光测量提供了变星的物理性质的重要信息,从光谱中出现的吸收线或发射线,可以获得变星的有效温度、光度、化学成分等数据,而根据谱线的多普勒位移,可以研究变星星体的膨胀和收缩。

本世纪内发现的变星的数目激增。为了及时收集新发现的变星,从1927年开始,德国柏林巴贝斯堡天文台每年出版一本变星表。1943年以后,这种变星表不再出版。第二次世界大战后,编制变星表的任务由国际天文学联合会委托苏联天文委员会担任。1948年,苏联出版了一本《变星总表》,载有10912颗变星的位置、星等、光变幅度、光谱型、类型等资料。《变星总表》每隔10年左右再版一次,每年出版一本补充表。1985年开始陆续出版的第四

版(分四卷)中收集了到1982年为止发现和命名的 28450^①颗变星和变光体,有书籍和磁带两种形式。

二、变星的命名

变星被发现并经证实后,便要定名,编入表内。如果变星原来有专名(如参宿四)或有希腊字母表示(如仙王 δ),则仍然保留原来的符号(这种星一般都是各个星座里较亮的星),否则就以国际上采用的、由1844年阿格兰德建议的变星命名法定名。这种命名法用大写的拉丁字母加上星座名作为变星的符号。对于每一个星座,按变星发现的顺序,从字母R开始依次命名,到字母Z,然后用两个字母,从RR, RS起到ZZ,再用前面的字母AA, AB, ..., 一直到QZ。其中字母J完全不用,共用25个拉丁字母,共有334个符号。这些符号的顺序如下:

1, 2, 9, 10, 11, 18, 19, 20, 26,

R, S, ..., Z, RR, RS, ..., RZ, SS, ST, ..., SZ,

27, 54, 55, 56, 79, 80, 81, 334。

TT, ..., ZZ, AA, AB, ..., AZ, BB, BC, ..., QZ。

有些星座中变星很多,334个符号不够用,再发现的变星以V 335, V 336, ...加上星座名作为符号。

对于还未完全证实的变星,发现它们的天文台可以先给予临时符号。例如,美国哈佛大学天文台以HV加上一个顺序数字,德国班贝尔格天文台以BV加上一个顺序数字,做为临时符号。待亮度变化完全证实以后,再换上拉丁字母的正式符号。

三、变星的分类

在已发现的 2 万多颗变星中,作过光谱观测的仅占25%左右,

① 这是该表第四版第一卷序言中给出的数据,本书作者后来收到该表编者之一提供的数据为28435。

多数变星只作过测光观测。因此,亮度随时间变化的曲线(光变曲线)是变星最基本的资料。光变曲线由它的形状、亮度极大到极小的变幅以及周期(如果变化是规则的)来描述。变星分类首先依赖于光变曲线,其他一些性质,如绝对星等和光谱型(即在赫罗图上的位置)、在银河系内的分布和运动,也需考虑。

变星按其光变的原因是内在的或外在的可以分成内因变星和外因变星。前者的光变是光度的真实变化,光谱和半径也在变,又称物理变星。而后者的光度、光谱和半径不变,它们是双星,光变的原因或者是由于一颗子星被另一颗子星周期地掩食,或者是

表 9.1 内因变星的分类

光变性质	类 型	次 型	符 号
脉 动	长周期造父变星	经典造父变星 室女W型星	DCEP(C) CW
	短周期造父变星	天琴RR型星 仙王 β 型星	RR BCEP(β C)
	矮造父变星	盾牌 δ 型星	DSCT(δ Sc)
	长周期变星	蒭藁型星	M
	半规则变星	半规则变星 金牛RV型星	SR RV
	不规则变星	不规则变星	I
爆 发	灾变变星	超 新 星	SN
	激变变星	新 星 再发新星 类新星变星 矮新星 { 双子座U型星 鹿豹Z型星	N NR NL UG UGZ(Z)
	猎户座变星	金牛 T型星 御夫RW型星	INT(T) IT(RW)
	耀 星	鲸鱼UV型星	UV

由于子星形状相对于自转轴不对称，可见的发光表面的大小随星在轨道上的位置而变化(见§9.10中的椭球双星)。外因变星又称几何变星或光学变星，它们将安排在本章后面的食双星中讲述。

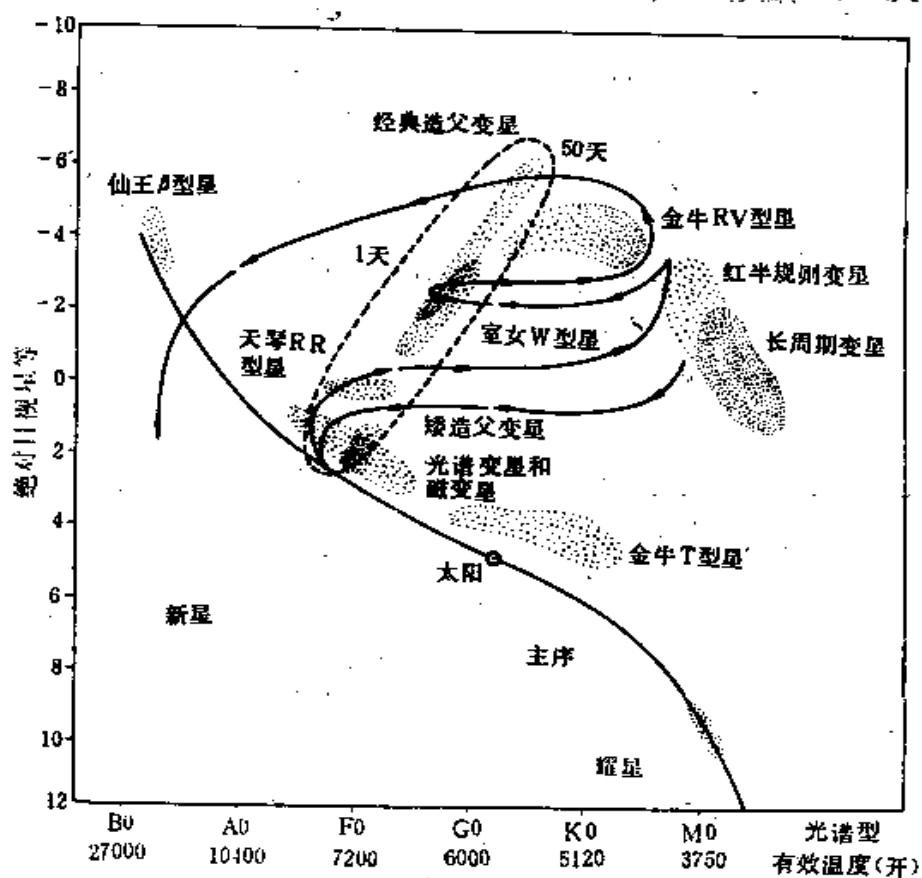


图 9.1 几类内河变星在赫罗图上的位置以及
一个质量为 $2 M_{\odot}$ 的恒星的演化轨迹

名称常取自同类变星中原型或典型星的符号。应当指出，一个完备的分类必须建立在对光变的物理原因透彻了解的基础上，然而，如今对变星的认识还未达到这种境界。现在的分类法并不是完美的，有些变星在这种分类法中还没有立足之地，有些变星在不同的文献中分类不统一。表9.1的最后一栏列出了《变星总表》第四版中采用的次型的符号，括号内注出的是以往文献中常见的符号。

恒星在演化过程中光度和有效温度逐渐改变，在赫罗图上描出了演化的轨迹。为了弄清不同类型的变星处于恒星演化的什么阶段，将变星标在赫罗图上，并与理论上算出的恒星演化轨迹相对照是很有意义的(图9.1)。在以下几节中，将大体按照演化阶段的先后，介绍一些主要类型的变星。

§ 9.2 猎户座变星和耀星

一、猎户座变星

猎户座变星主要包括金牛T型星和御夫RW型星，也有星云变星之称。它们是不规则的爆发变星，常在星云的区域中观测到。

1. 金牛T型星 1945年，乔伊(A. H. Joy)观测到金牛座暗星云内11颗光谱中有H_α发射线的变星，它们都跟星云状物质紧密相联，其中最有代表性的是金牛T。在尔后的物端棱镜巡天观测中，通过搜索光谱中有H_α发射线的特征，发现了更多的同类变星。到1962年，已编目的亮于14.5^m的这类变星有126颗，到七十年代，总数增加到约300颗左右。

金牛T型星的视亮度都较暗，最亮的金牛RY亮度极大时的目视星等为8.6^m。这类变星光变不规则，星等变幅一般为1^m ~ 3^m。以原型金牛T为例，在不同时期，亮度变化差别很大。目视星等变化的最大范围在9.4^m和13.1^m之间，变幅达3.7^m；有

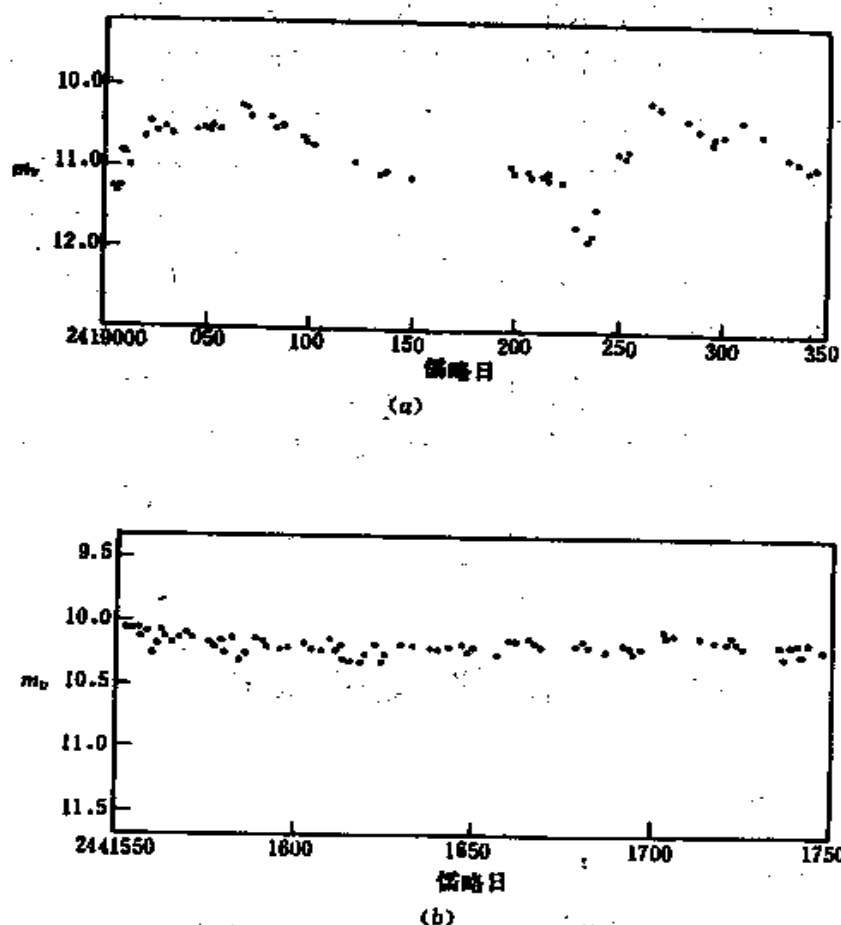


图9.2 金牛T 的光变曲线。(a) 1910年12月~1911年11月的测光资料，星等变幅较大；(b) 1972年7月~1973年3月的测光资料，星等变幅很小

时变幅不到0.5^m (图9.2)。仔细考察光变曲线，发现光变至少由两部分组成：周期约100天的缓变部分和周期1~5天的快变部分。

金牛T型星的质量估计为0.3~3.0 $M_{\odot}$ ，半径和光度分别在1~5 $R_{\odot}$ 和0.6~86 $L_{\odot}$ 的范围内。根据光谱中的吸收线定出的光谱型是F、G和K型。在赫罗图上这类变星分布在靠近主序，但在主序之上的一个较宽的区域内(见图9.1)。光谱中的谱线相当宽，如果是由自转引起，则 $v \sin i$ 大致相当于50千米/秒，但也可能是由大气内大规模的气团运动所造成。

所有这类变星的吸收线光谱上都叠加了H I、Ca II和其他一

些元素的发射线，在光谱的紫区有连续发射。光谱中还出现氧、硫、铁和钛产生的很弱的禁线，这种谱线在地上实验室以及稠密的恒星大气的条件下是不可能产生的，而只能在物质密度十分低的区域(如日冕、星云)中形成。

恒星光谱中出现发射线和禁线是恒星存在十分延伸的大气或恒星近旁存在有物理联系的星云状物质的一种十分可靠的信号(见§10.3中的解释)。观测表明，金牛T型星总是跟亮的或暗的星云在一起，多数位于星云的边缘，少数埋藏在星云的中央。在很多情形中，星云的形状似彗星，这些彗状星云的亮度和结构也在随时间变化，表明它们和近旁的变星有物理联系。这类变星有较强的红外辐射，与黑体辐射或由原子的自由-自由跃迁产生的连续发射的能量分布形式不同，红外辐射能量随波长的分布非常平坦，很可能来源于近旁星云内石墨和硅酸盐之类的微粒的辐射。

许多金牛T型星光谱中的谱线有蓝移，根据多普勒效应，表明星在向外抛射物质，抛射速度达300千米/秒左右。从抛射速度和谱线强度估计物质抛射的数量为每年 $10^{-7} M_{\odot}$ 。在金牛T型星中，有一类占少数的名叫猎户YY的次型，它们的谱线却向红端移动，表明星在吸积物质。按照现在普遍接受的恒星是由星云物质引力收缩而形成的观点，猎户YY型星是十分年轻的，仍处于星云物质向里下落的阶段，而对于多数的金牛T型星，吸积物质业已停止，由于某种原因转变为抛射物质。

在有光谱资料的金牛T型星中，大多数有LiI 波长670.8纳米的很强的谱线，由谱线强度计算出这类变星的大气内锂的丰度至少比太阳大两个数量级，跟球粒陨石和星际物质中锂的丰度差不多。对一些比太阳年轻的G型和M型矮星的光谱分析，也得出锂的丰度比太阳高。

在银河系中金牛T型星分布在一条与银道面^①平行的相当宽

① 关于银道面，见§11.1。

的带内,主要集中在御夫、英仙、金牛、猎户和蝎尾星座。它们成群集结,是T星协(见§10.1)的主要成员。有人推算,在距离太阳一千秒差距之内这类变星大约有12000颗,而整个银河系内的总数达 10^6 颗。

金牛T型星总是和星云状物质在一起,拥有过分丰富的锂以及组成了T星协等事实,表明它们是非常年轻的恒星,处在通过引力收缩向主序星演变的阶段(见§10.5),是主序前的变星,在恒星起源和演化的研究中占有重要的地位。

2. 御夫RW型星 特征与金牛T型星相近,它们同样常和星云状物质相联系,十分年轻,处于主序前的演化阶段。这类变星光变不规则,亮度极大和极小的出现完全不能预言,光变曲线跟金牛T型星略有差异。御夫RW型星的亮度长期保持在中间状态,伴有小的涨落,很少观测到它处于极大或极小状态。它们的光谱与金牛T型星不同,发射线不是普遍存在的,只出现于一部分星的光谱中。光谱型的分布范围很广,从B型至K型,但以G和K型占多数。它们的质量约介于 $2\sim 3.5M_{\odot}$ 之间。

二、耀星

1924年,赫茨普龙在查看他拍摄的船底座方向的底片时,偶尔发现一颗暗星——船底DH——的亮度增加了近两个星等,他仔细比较了以前获得的这颗星的底片,得出亮度是在非同寻常地短的时间间隔内增加的结论,并且意识到这一现象与新星不同。赫茨普龙的发现当时在天文学界并未引起注意。过了二十多年,雷登(W. J. Luyten)在1948年发现鲸鱼UV在三分钟内亮度增加了12倍,这是一种很特殊的现象,即使超新星爆发,亮度在三分钟内增加还不到5%。在雷登的发现之后,开始了有系统的搜索,有亮度突变——称为耀亮——的星接连发现。1959年,国际天文学联合会正式承认有耀亮的星为一种新类型的变星,称为耀星。后来,

天文学家经过细致研究,规定亮度增加率必须达到每分钟0.3^m以上者才能算是耀星。

在太阳邻近已发现了约100颗耀星,其中至少有一半是双星的成员,由于最典型的是鲸鱼UV,故又称鲸鱼UV型星。这100颗左右的鲸鱼UV型星中,离太阳的距离几乎都不超过20秒差距。最近的是半人马V645(即比邻星),距离1.31秒差距。鲸鱼UV的距离为2.7秒差距。距离在20秒差距以外的这类变星,视亮度太暗,难以仔细观测。如果它们在银河系内的分布是均匀的,则总数应有10⁸颗。鲸鱼UV型星都是光度非常低的红矮星,光谱型绝大多数属M型,属于K型的不足10%,在赫罗图上位于主序的下端(见图9.1)。

鲸鱼UV型星的主要特征是亮度有时在几分钟甚至几秒钟内突然增加十分之几至几个星等,个别的可达10个星等,而亮度下降稍缓慢,经过几分钟至几十分钟后回复到正常状态(图9.3)。在射电和X射线波段也观测到了耀亮。耀亮的出现是无规则的。对

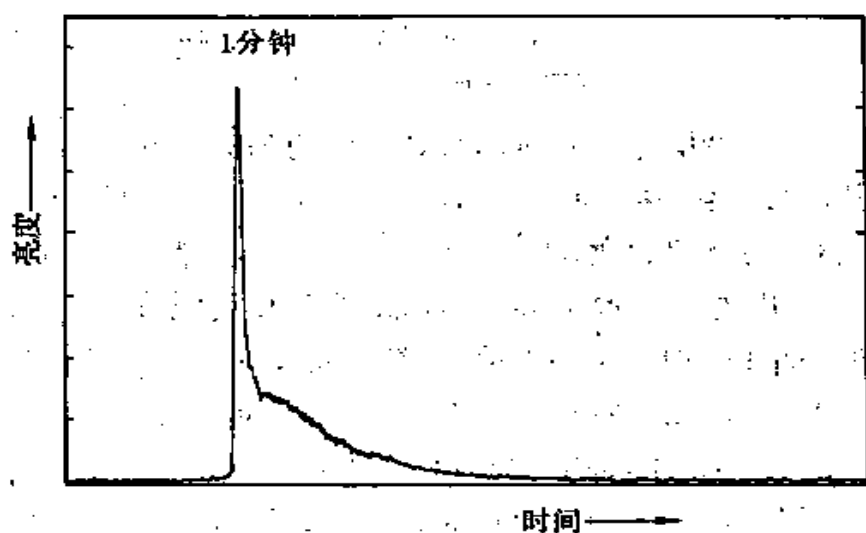


图 9.3 1972年10月17日鲸鱼UV一次耀亮
时在可见光紫区的光变曲线

个别鲸鱼UV型星已进行的光学、射电和X射线波段的联合观测表明,这三个波段的光变曲线具有如图9.4所示的相对形状: X射线耀亮的时间间隔最短,射电耀亮最长,就耀亮开始的时刻而言,射电波段最早,光学波段其次, X射线波段最迟。耀亮的频数与星的光度有关,对于最暗的星(如狮子CN, 鲸鱼UV),在可见光紫区平均每小时有3~4次耀亮;而对于最亮的星(如双子YY, 武仙EQ),平均四小时才有一次。于是,光度越小的星耀亮越频繁。

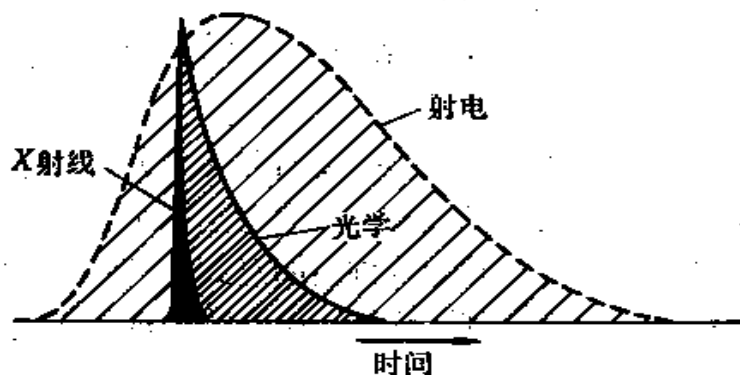


图 9.4 鲸鱼UV型星耀亮时在光学、射电和X射线波段的光变曲线的相对形状

鲸鱼UV型星在宁静时期有效温度约为3000开,光谱中有H I和Ca II的发射线;耀亮时,光谱中还出现了He I和He II的发射线,紫区连续光谱显著增强,吸收线几乎全部消失,相应的温度超过10000开。根据耀亮时亮度变幅的数据以及温度升高引起的星面上单位面积辐射能量的增值,估算出耀亮应发生在约占星面1%的区域里,这与太阳耀斑发生在日面上很小的活动区内很相似。

除了太阳邻近的耀星(鲸鱼UV型星)之外,在一些年轻的星协和疏散星团中已发现了约1000颗有耀亮的变星,这些耀星中有一部分证认为金牛T型星和御夫RW型星,它们是诞生不久的星,比鲸鱼UV型星更年轻。

观测资料表明,耀亮是年轻恒星所特有的现象。虽然耀亮与太阳耀斑有相似之处,但两者之间差别应很大。一个太阳耀斑释放的能量不超过太阳正常辐射能量的1%,而当耀星耀亮时,如果亮度增加 $2^m \sim 3^m$,则在几分钟内释放的能量就超过正常状态辐射能量10倍左右。因此耀星耀亮的相对规模远比太阳耀斑大。有些大的耀亮,如小犬YZ曾出现的,释放的能量达 6.6×10^{27} 焦,比太阳耀斑释放的能量大得多。太阳是一颗中年恒星,它早已过了耀亮活动的年代,取而代之的是相对规模小得多的耀斑活动。

对个别的早型星和大熊W(见§9.14)等类型的双星也观测到了耀亮活动,但资料还很少,有的文献中称之为非经典的耀亮活动,而把具有晚型光谱的鲸鱼UV型星的耀亮称为经典的耀亮活动,以示区别。

§9.3 早型发射星和A型特殊星

早型发射星(或称早型发射线星)是指光谱中有发射线的O型和B型星。通常的恒星光谱是在连续光谱上叠加了吸收线,连续光谱和吸收线都是在恒星表面厚度不超过恒星半径的千分之一的薄层内形成的。然而,对于光谱中出现发射线的恒星,标志着它们拥有延伸大气。所谓“延伸”大气是指厚度与恒星半径差不多、甚至大大超过的大气,实际上它已不能用恒星表面的一个“层”来描述了,而是介于恒星内部和星际物质之间的一个过渡“区域”。在这种稀薄的延伸大气中,由于不存在明亮的连续辐射背景,原子在某些波长上的辐射才得以显露出来,形成了发射线。早型发射星包括沃尔夫-拉叶星、Of型星、天鹅P型星和B型发射星,它们的光谱各有不同的特征。A型特殊星是A型星中具有特殊光谱的一类,光谱中一些吸收线的强度呈周期性变化,它们往往拥有很

强的并且变化的磁场。早型发射星和A型特殊星跟脉动变星或爆发变星不同，它们最显著的特征是光谱的变化或磁场的变化，而不是亮度的变化，虽然它们之中有一些星亮度也有变化，但变幅一般较小。由于它们在性质上与典型的内因变星差别很大，在一般讲述变星的书籍中不作介绍，而把它们纳入诸如有延伸大气的星、与磁场有关的星之类的专著中论述。但按照现代关于变星的广义的定义，凡光谱或磁场有变化的星也可归入变星之列，所以本节介绍早型发射星和A型特殊星仍归在变星的范畴内。

一、沃尔夫-拉叶星

1867年，法国天文学家沃尔夫(G. J. E. Wolf)和拉叶(G. Rayet)发现天鹅座中三颗八等星的光谱内有许多很宽的发射线。此后，具有类似光谱的星称为沃尔夫-拉叶星，符号为WR或W。迄今在银河系和几个邻近的星系中总共发现了约250颗。由于它们的光谱特征容易从物端棱镜的巡天底片中鉴别出来，因此至少到星等12^m或13^m为止，已知的这类星的数目大概已是齐全的了。视亮度最亮的WR星是船帆γ²，视星等为1.7^m。

WR星的光谱几乎全部由发射线组成，而发射线叠加在与O型或B型星相似的连续光谱上，有的光谱中出现很少的吸收线，它们总是位于发射线短波长的一侧。发射线非常宽，宽度可大到几个纳米甚至10纳米。如果谱线是因大气中气团运动的多普勒效应而致宽，则对应的运动速度应为10²千米/秒数量级至2000千米/秒左右。在所有的WR星的光谱中，He I 和He II 线很强，然而有些光谱中出现很强的电离氮线，在另一些光谱中有很强的电离碳和电离氧线。据此，WR星分成两个次型：氮序和碳序，分别记为WN和WC。图9.5中给出了两颗分别属于WC型和WN型的WR星在蓝区的光谱。与普通O型和B型星大气中元素的丰度相比较，WR星大气中氢的含量少50~150倍，WN型星氮的含量超出50~100倍，

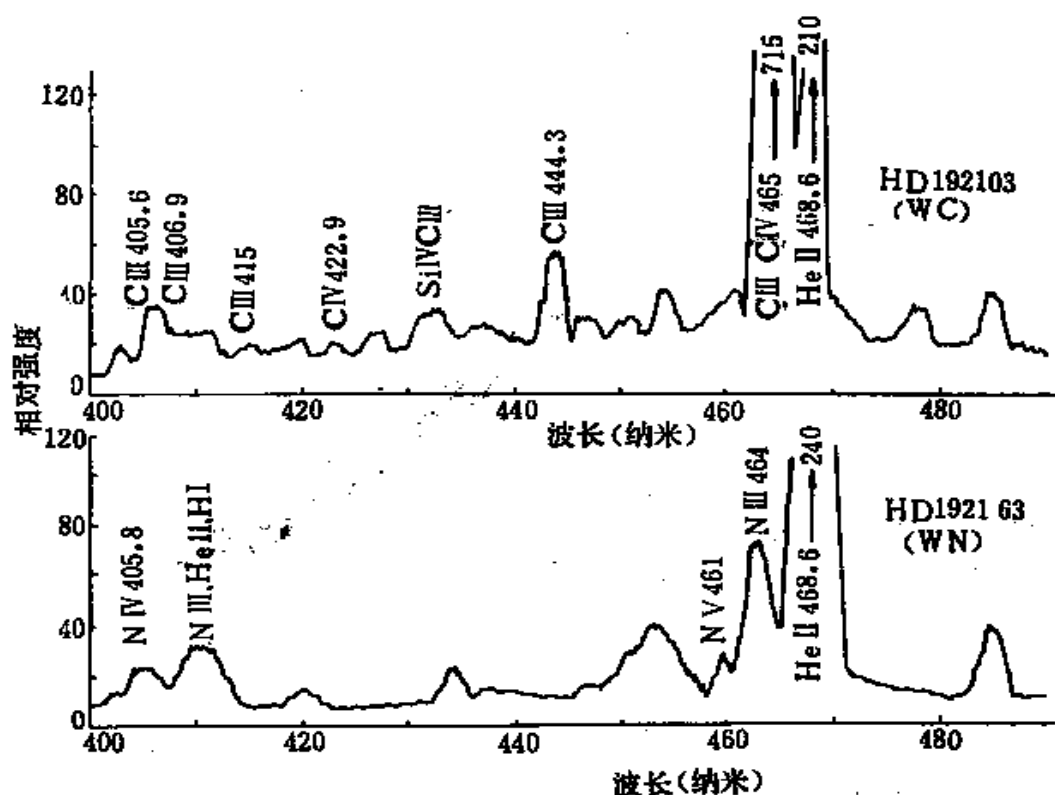


图 9.5 WR星HD192103(WC型)和HD192163(WN型)在蓝区的光谱

而WC型星碳的含量超出400~700倍。

大多数WR星缺乏精确的距离数据，它们的光度难以准确测定。但对位于大麦哲伦云和银河系内一些星协中的WR星，由于距离已知，较可靠地估计了它们的绝对目视星等 M_v ，为 -4^m 左右，但弥散很大。有一些行星状星云(见§10.3)的中央星具有WR星类型的光谱，这种WR星的光度低得多， M_v 在 4^m 和 0^m 之间。WR星的有效温度也难以精确测定，不同的次型相差较大，大致在30000开左右，但出现在行星状星云中央的WR星的有效温度更高，多数接近100000开，只有小部分为30000开左右。已知恒星的绝对目视星等和有效温度的数据，可以计算出它的绝对热星等 M_b 。对于WR星，如果再考虑到由于大量抛射物质所消耗的机械

能, 则表征它们每秒释放的能量的 M_b 为 $-9^m \pm 2^m$ 。在赫罗图上WR星位于主序之上(图9.6)。

有些WR星是双星的成员, 可以估计它们的质量, 数值为 $10M_\odot$ 左右, 但行星状星云中央的WR星的质量又相差很大, 约为 $1M_\odot$ 。用不同方法估计的WR星的半径弥散很大, 从 $3R_\odot$ 至 $40R_\odot$ 。在WR星的延伸大气内, 产生发射线的区域约比产生连续光谱的区域大四倍。

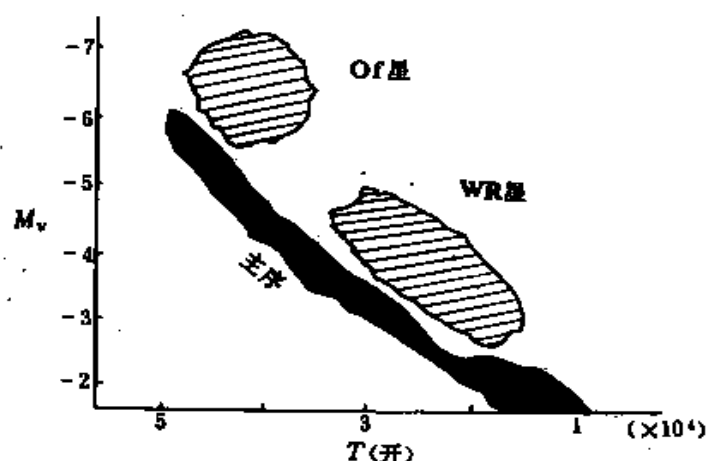


图 9.6 WR星和Of型星在赫罗图上的位置

许多银河系中的WR星位于星云内, 星云的直径2~18秒差距, 但大麦哲伦云中与WR星在一起的星云直径大得多, 最大的可达200秒差距, 两者之间差别的原因不清楚, 也许仅是观测“选择性”的反映。

根据谱线轮廓的分析, 表明WR星有很强的星风, 即有大量物质从星面逸出, 而且星风向外加速。对不同的WR星估计的质量损失率为 $10^{-5} \sim 10^{-4} M_\odot/\text{年}$ 。这样大的质量损失率必定不能维持很久, 说明WR星年龄不大, 它们的初始质量应在 $25M_\odot$ 以上, 经几百万年不断地损失物质, 降低到目前的质量数值。由于大质量恒星演化很快, 寿命短, 尽管WR星年龄不大, 但已经历了大半生, 处在主序后的演化阶段, 氢已大量燃烧掉, 在核心, 甚至在接近星面的壳层中, 正在燃烧的是氦。

二、Of 型星和天鹅P型星

1. Of 型星 这类星的光谱与普通O型星相似,吸收线跟O3至O9型光谱相匹配,不同的是它们的光谱中有N III波长463.4、464.0、464.1纳米以及He II波长468.6纳米的强发射线。Of型星的有效温度介于30000开和55000开之间,绝对热星等在 -8.7^m 和 -12^m 的范围内,在赫罗图上位于主序之上,与WR星相邻(图9.6)。Of型星也有相当强的星风,质量损失率为 $10^{-6} \sim 10^{-5} M_{\odot}/\text{年}$,小于WR星,但比相应的普通O型星的质量损失率大4~100倍。Of型星与WR星之间的区别不很显著,后者的大气也许比前者更延伸。Of型星也出现在一部分行星状星云的中央。

2. 天鹅P型星 天鹅P是一颗相当令人迷惑的星,不同的研究者曾经把它分别归入新星、WR星、B型发射星、密近双星等不下10种不同的类型。对这颗星的观测已逾四个世纪。在1600年,有人发现天鹅P突然增亮 3^m ,引起了注意。它最亮时的绝对热星等达 -11^m 。此后亮度明显起伏,从1715年以后亮度基本上固定(图9.7)。该星具有B1型超巨星的光谱,但附加了发射线。

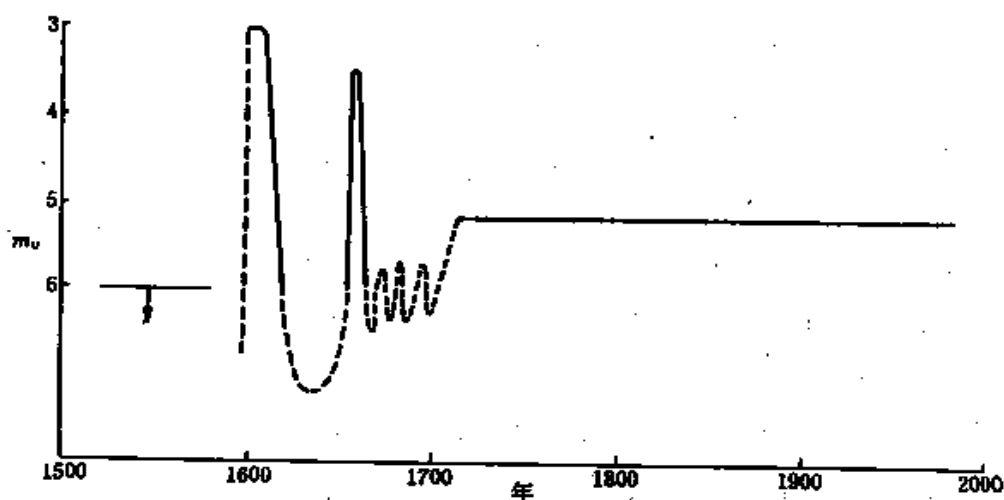


图 9.7 天鹅P在四个多世纪中亮度的变化



图 9.8 天鹅 P 型谱线轮廓

有的谱线的轮廓如图9.8所示，由一条发射线和一条吸收子线组成，发射线通常没有位移，而吸收子线向蓝端位移。这种形状的谱线轮廓称为天鹅P型谱线轮廓。有些WR星的光谱中也出现这类轮廓的谱线。

光谱中至少有两种不同元素的谱线显示出天鹅P型谱线轮廓的星才能算是天鹅P型星，如今仅知几十颗。这类星的光谱型在O6和A1之间，绝对目视星等 M_v 从 -3^m 至 -8.5^m ，有不规则的小幅度光变，其中只有天鹅P和船底AG的变幅超过两个星等。

天鹅P型谱线轮廓可用向外膨胀的气壳来解释。在图9.9中，位于观测者和星之间的气壳的 ab 部分吸收了星光，产生吸收子线，由于 ab 部分朝向观测者运动，吸收子线向蓝端位移。气壳中的 bcd 和 afe 部分没有明亮的星的连续辐射为背景，产生了发射线。由于多普勒位移大小的差异，背向观测者的半个气壳产生的辐射不会被朝向观测者的半个气壳内相同的原子所吸收。气壳的 ed 部分被星挡住，对谱线的形成不起作用。如果气壳是球对称的，气壳内各部分相应的谱线位移叠加的结果仅使发射线致宽，在整体上

则没有位移。

观测表明,激发和电离态较低的吸收子线有较大位移的趋势,由于较低的激发和电离态对应于气壳中远离星的较冷的部分,所以气壳在向外加速膨胀,膨胀速度从几十至数百千米/秒。天鹅P型星的质量损失率很大,为 $10^{-5} \sim 10^{-4} M_{\odot}/\text{年}$ 。

三、B型发射星

1. 光谱和光变特征 凡光谱中出现发射线并具有下面将描述的光谱特征的B型星称为B型发射星,但不包括B型超巨星。

1866年,塞奇(A. Secchi)注意到在仙后 γ 的光谱中 H_{β} 是发射线,从此开始了B型发射星的研究。1922年在罗马举行的国际天文学联合会第一届大会上正式命名,符号为Be。

Be星的光谱中,有的只出现一条发射线,这通常是 H_{α} ,有的出现很多条发射线。这类星数目很多,约占B型星总数的10~20%,其中以次型B3中所占的比率最大。Be星的主要光谱特征列举如下:

(1) 吸收线和连续光谱跟普通B型星类似,但吸收线通常很宽。

(2) 发射线比宽的吸收线窄,常重叠在宽吸收线上。发射线呈单峰或双峰状,偶尔具有更复杂的形状。除宽吸收线外,也有窄吸收线,很锐的吸收线常出现在发射线或宽吸收线的中央。图9.10中绘出了几种谱线轮廓的例子。在光谱紫外区的谱线常呈现

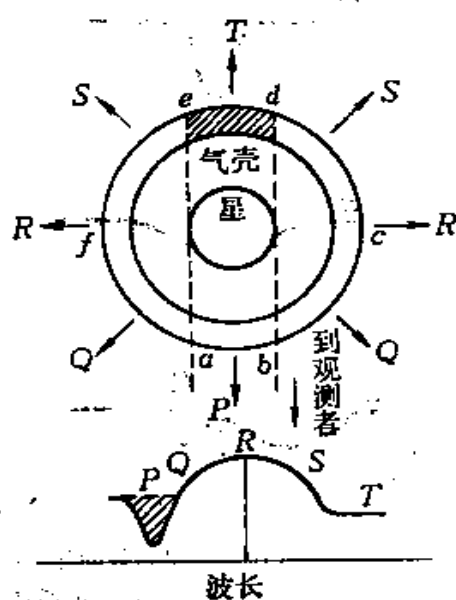


图 9.9 天鹅P型谱线轮廓的解释

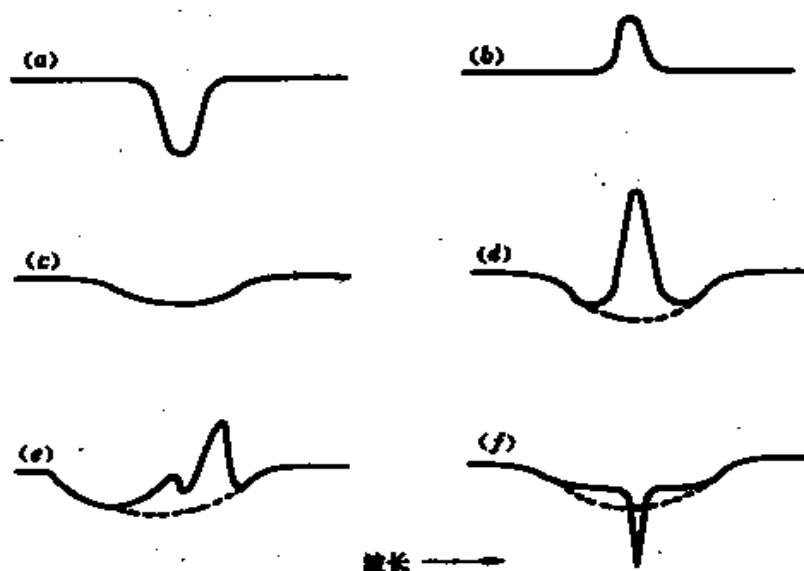


图 9.10 Be星谱线的轮廓: (a)窄吸收线, (b)单峰发射线, (c)宽吸收线, (d)发射线和吸收线对称地重叠, (e)发射线和吸收线不对称地重叠, 发射线呈双峰, (f)宽吸收线的中央有刚出现的发射线和锐吸收线

天鹅P型轮廓。

(3) 双峰发射线中, 波长较长的峰称为红峰, 以R表示; 波长较短的峰称为紫峰, 以V表示。比率 $\frac{V}{R}$ 表示双峰强度之比。通常 $\frac{V}{R}$ 在变化, 变化时标从几分钟至几年, 较大幅度的变化一般至少需时几天或几星期。双峰有时可以变成单峰 ($\frac{V}{R} = 0$ 或 ∞), 单峰有时也可以变为双峰。 $\frac{V}{R}$ 的变化常常是无规则的, 偶尔呈准周期性。

(4) 发射线强度(即它的等值宽度)对近旁连续光谱强度之比 $\frac{E}{C}$ 常按跟 $\frac{V}{R}$ 的变化相似的方式而变化, 但也有例外的情况。

(5) 宽吸收线和窄吸收线变化的方式十分不同, 前者变化很小, 而后者可以发生非常显著的变化, 并与 $\frac{E}{C}$ 的增减同步。

大约70%的B_e星有0.1^m左右的小幅度光变, 变化时标从几分钟到几年。变幅更大的则少见, 但不是没有, 仙后 γ 就是一个例子, 在1937年到1940年间它的光变超过一个星等。B_e星的绝对目视星等 M_v 大约从B2_e的-3^m到B9_e的0^m, 在赫罗图上它们位于主序之上大约一个星等, 在演化上可能是处在脱离主序之后的阶段。

2. 快速自转 对B_e星光谱中宽吸收线的轮廓的分析表明, 这类星都在快速自转, 赤道自转速度可达400~450千米/秒, 比普通B型星的自转速度大得多。如此高的自转速度是否已达到使星破裂的临界自转

速度——使赤道上的离心力等于引力的自转速度? 图9.11中比较了对B型主序星计算的临界自转速度与各个光谱次型的B_e星中视自转速度 $v \sin i$

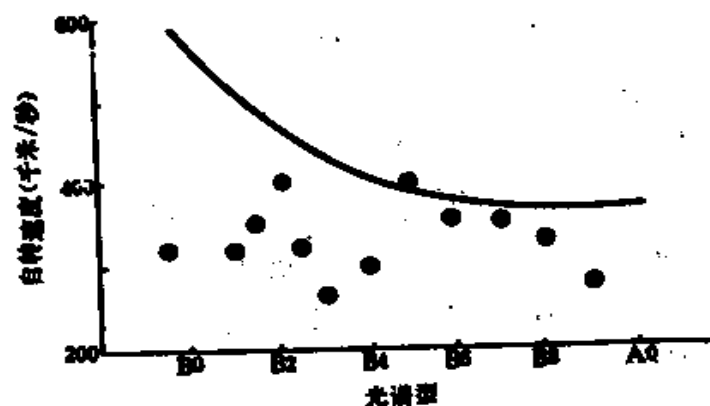


图 9.11 各个光谱次型的B_e星中最大的 $v \sin i$ 观测值(点)与对主序星模型计算的临界自转速度(曲线)的比较

最大的观测值, 虽然后者几乎都没有超过前者, 但仍不能断然下结论, 这是因为对个别的星自转轴和视线的交角 i 通常难以测定, 赤道自转速度 v 就不能完全确定。

理论计算表明, 考虑了快速自转, 在赫罗图上主序的位置应向上移一个星等左右, 致使B_e星可能仍属于主序演化阶段。前述B_e星比普通B型星亮一个星等, 究竟是演化的效应还是快速自转的

影响，尚难断定。

发射线产生于星周稀薄气壳之中。在Be星的情况，如果自转速度超过临界值，物质就从星体流出；如果自转速度低于临界值，则除离心力外，还需其他过程的协助，如辐射压力、双星的相互作用等，才能使物质流出。但无论如何快速自转会促进在星周产生气壳，而且流出的物质大概集中在赤道面附近。当物质从星体流出时，由于角动量守恒，物质绕星的旋转速度应随离星距离的增加而减小，于是宽吸收线应在星的光球里产生，与它们的典型宽度对应的自转速度为400千米/秒；发射线和窄吸收线必定在气壳中形成，它们的典型宽度分别相当于200千米/秒和100千米/秒的旋转速度。很锐的吸收线大概是在20至50倍星的半径的地方形成的。观测表明，Be星的质量损失率一般为 $10^{-10} \sim 10^{-7} M_{\odot}/\text{年}$ 。

3. Be星的模型 为了解释Be星的一些现象，已提出了椭圆气环模型、圆盘模型和双星模型。

椭圆气环模型由奥托·斯特鲁维首先提出，后经黄授书发展。这种模型假定，在Be星周围存在着向赤道面集中的气环，环内气体在偏心率很大的椭圆轨道上作开普勒运动。在近星点，气体的速度最大，密度则最小，在远星点，情况正相反。由于星快速自转，赤道部分隆起，使气环产生了进动，气环作为一个整体在空间的取向不断变化。图9.12定性地阐明了这种模型对Be星双峰发射线的 $\frac{V}{R}$ 变化的解释，只要注意 R 和 V 分别由气环中远离和接近观测者的部分形成，它们的强度取决于气环中相应部分包含的气体的多寡，以及气环内形成中央吸收线部分的位置，就不难理解图中所示的 V 和 R 的强度变化以及中央吸收线的位移。椭圆气环模型虽然能较成功地说明 $\frac{V}{R}$ 的变化，但在说明气环如何形成等问题上遇到了困难。

圆盘模型跟椭圆气环模型有些类似，但假定气壳是圆盘状的，

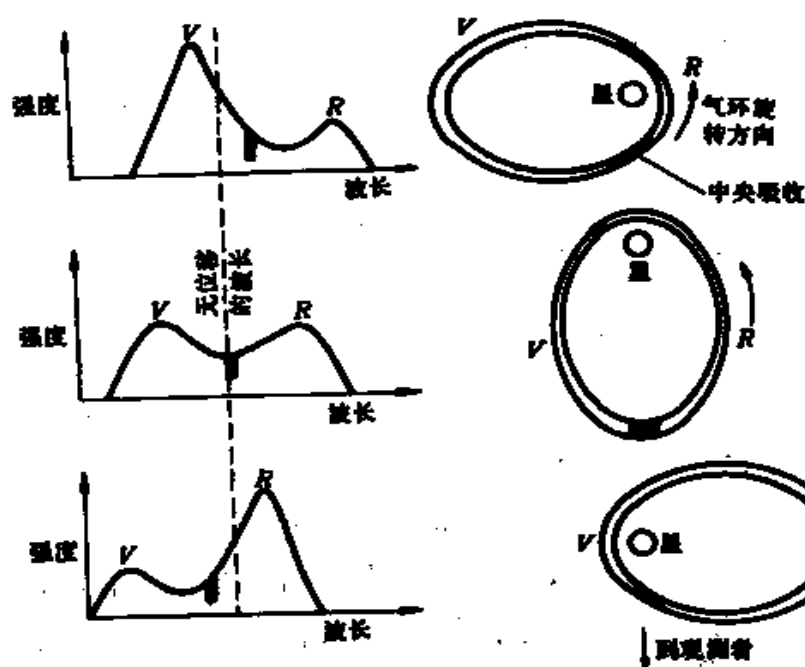


图 9.12 椭圆气环模型对Bc星 $\frac{V}{R}$ 变化的解释

向里延伸到星的表面。一部分Bc星已知是双星的成员，双星模型把Bc星的一些现象用双星中的气流来解释。由于现有的观测资料还不能判别哪种模型更符合实际，致使不同的模型得以并存。

四、A型特殊星

在光谱型B8-F0的恒星中，大约有十分之一的星的光谱与众不同，表现在某些元素的吸收线特别强，这些星多数是早A型星，故获得了A型特殊星的名称，符号为A_p。自从1946年巴布科克开创了恒星磁场的观测以后，发现A_p星有很强的并且变化的磁场，从而进一步揭示了这类星的特殊性。

测量恒星磁场所依据的原理是物理学上的塞曼效应，即谱线在磁场中发生分裂的现象。如果光源发出的光沿磁场方向传播到

达观测者(即磁场方向沿观测者的视线方向), 则观测到谱线分裂

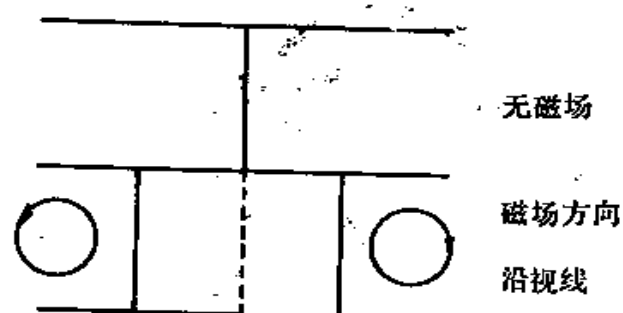


图 9.13 纵向塞曼效应

成与原来的位置对称的两条子线, 而且这两条子线是圆偏振的, 其中一条右旋, 另一条左旋(图9.13), 这称为纵向塞曼效应。两子线间的裂距与磁场强度成正比, 因而测量裂距便可

算出磁场强度。在测定恒星的磁场强度时, 如果磁场强度矢量是从星面朝外指向观测者, 则规定磁场强度取正值, 这可根据向波长增加的方向分裂的子线是右旋的来判断; 在相反的情形, 磁场强度取负值。实际上, 测定恒星磁场只有对于谱线很窄的星才可能实现, 否则谱线的分裂就会被谱线的宽度所掩盖。此外, 恒星的普遍磁场强度的数量级必须不小于 10^{-2} 特, 不然谱线分裂的裂距太小, 也无法测出。

在巴布科克测量到有磁场的恒星中, 以 A_r 星占多数, 它们的磁场强度一般在0.1特以上, 磁场最强的星HD215441有时达到3.44特, 而太阳的普遍磁场只有 $(1 \sim 2) \times 10^{-4}$ 特。大多数 A_r 星的谱线太宽, 使磁场的测量无法进行。这些宽线 A_r 星可能是自转速度大, 并且自转轴与视线的倾角 i 也大的星, 根据它们光谱的特征与窄线 A_r 星基本相同, 有理由假定所有的 A_r 星都有很强的普遍磁场。

跟普通A型星的光谱相比较, 在 A_r 星的光谱中, $Ca II$ 和 $O I$ 的吸收线通常偏弱, H , $Fe I$, $Fe II$, $Ti II$ 和 $Mg II$ 的吸收线接近正常, 而随着有效温度从高到低的次序, 分别出现了异常强的 $Mn II$, $Si II$, $Eu II$, $Cr II$, $Sr II$ 和其他一些稀土族元素的吸收线, 表明 A_r 星的大气中富含这些元素, 其丰度比普通恒星高千倍。按

照某种元素的异常丰度, A_r 星又可分为锰星、硅星和锕-铬-钡星。

A_r 星的磁场似乎都有周期性的变化, 其中一部分还有光度和光谱的变化, 光变周期 $1 \sim 25$ 天, 变幅一般不超过 0.1^m 。典型星是猎犬 α^2 (常陈一), 在 5.469 天的周期内, 磁场强度从 $+0.162$ 特变到 -0.142 特, 亮度改变 0.1^m 。所以亮度在变化着的 A_r 星常称为猎犬 α 型星 (常陈型星)。光谱变化表现在一些谱线的强度有规律地变化, 特别是铬和锕的谱线。有些星磁场与光度的极值在位相上是一致的; 另一些星则正相反, 光度极大与磁场强度极小相对应。

目前能较好地解释 A_r 星磁场和光谱周期变化的是斜转子模型。按照这种模型, A_r 星的磁轴对自转轴倾斜较大的角度, 并假定不同的元素由于某种尚不清楚的原因聚集在星面上不同的区域, 随着星自转, 星面上磁场和元素不同分布的区域轮流朝向观测者, 便观测到磁场和光谱的周期变化。

A_r 星的光度大概比相同光谱型的普通 A 型星稍大一点, 在赫罗图上毗邻主序, 但位于主序之上 (见图 9.1 中光谱变星和磁变星的位置)。 A_r 星的赤道自转速度的平均值比普通 A 型星小得多, 前者为 50 千米/秒, 而 B 8 至 A 7 的普通 A 型星的平均值为 175 千米/秒。这可能是真实的情况, 但也不排除可能是 A_r 星的自转轴与视线的交角平均比普通 A 型星小而引起的“视”现象。

§ 9.4 脉动变星

脉动变星是星体程度不同地发生有节奏的大规模运动的恒星, 这种运动的最简单的形式是径向脉动, 星体交替地膨胀和收缩, 因而引起了半径、光度、温度和视向速度 (有时还有磁场) 等

表 9.2 脉 动 变 星

类 型	特征周期	光谱型范围	绝对星等 (M_p) *	星 族	光 变 特 征	已知数目
矮造父变星	2小时	A2~F6	2~3	I	规则, 有多重周期	205
天琴RR型星	0.5天	A2~F6	0.0~1.0	II	规则, 有多重周期	6113
经典造父变星	5~10天	F6~K2	-0.5~-6	I	规则	813
室女W型星	12~20天	F2~G6	0~-3	II	规则, 周期有缓慢变化	
金牛RV型星	75天	F, G, K	-3	II	有某些不规则	122
半规则变星	100天	K, M, R, N, S	-1~-3	I, II	有某些不规则	3385
长周期变星	270天	Me, Re, Ne, Se	1~-2	I, II	有某些不规则	5829
仙王 β 型星	5小时	B0~B3	-3.5~-4.5	I	规则, 有多重周期, 周期有长期变化	86

* 绝对目视星等在一个光变周期中的平均值。

的变化。脉动变星在赫罗图上不是随机地分布，它们大都位于主序上方的不稳定区域内(见图9.1)。经典造父变星、室女W型星、天琴RR型星和矮造父变星集中在一条跟主序垂直的带上，这条带称为造父变星不稳定带或大序。在大序上端的右下方也有一个不稳定区域，由金牛RV型星、半规则变星和长周期变星占据着。数目极少的仙王 β 型星紧挨着主序的早B型部分。

在银河系内已发现的脉动变星有一万多颗，总数估计有 2×10^6 颗，仅占恒星总数的 $10^{-6} \sim 10^{-5}$ 。脉动变星是恒星演化到某些短暂的不稳定阶段的产物，后面将看到，它们在天文学上占有十分重要的地位。表9.2中列出了脉动变星的主要类型以及它们一些特征和数据，最后一栏内的“已知数目”根据《变星总表》第四版的编者之一提供给本书作者的数据，是指银河系内的，不包括邻近的河外星系中发现的。下面按不同类型分别叙述。

一、经典造父变星和室女W型星

位于赫罗图上造父变星不稳定带的上中部的经典造父变星和室女W型星是长周期造父变星的两个次型，它们也统称为造父变星，因仙王 δ (中名造父一)而得名。由于早先发现的造父变星的特征跟仙王 δ 相似，而室女W型星是后来发现的一种次型，故前者又称经典造父变星。

1. 经典造父变星的概况 1784年，古德里克发现了仙王 δ 的光变。1894年，俄国天文学家贝洛波尔斯基(А.А.Белопольский)首先观测到该星光谱中谱线有周期位移，在当时这种现象被认为是仙王 δ 在绕一颗看不见的伴星作轨道运动。1914年，沙普利阐明了这类变星的亮度、有效温度和视向速度的周期变化(图9.14)不可能是由于双星的轨道运动产生的，最好的解释是星体在脉动。

银河系中的经典造父变星的光变周期大都在1~50天范围内，

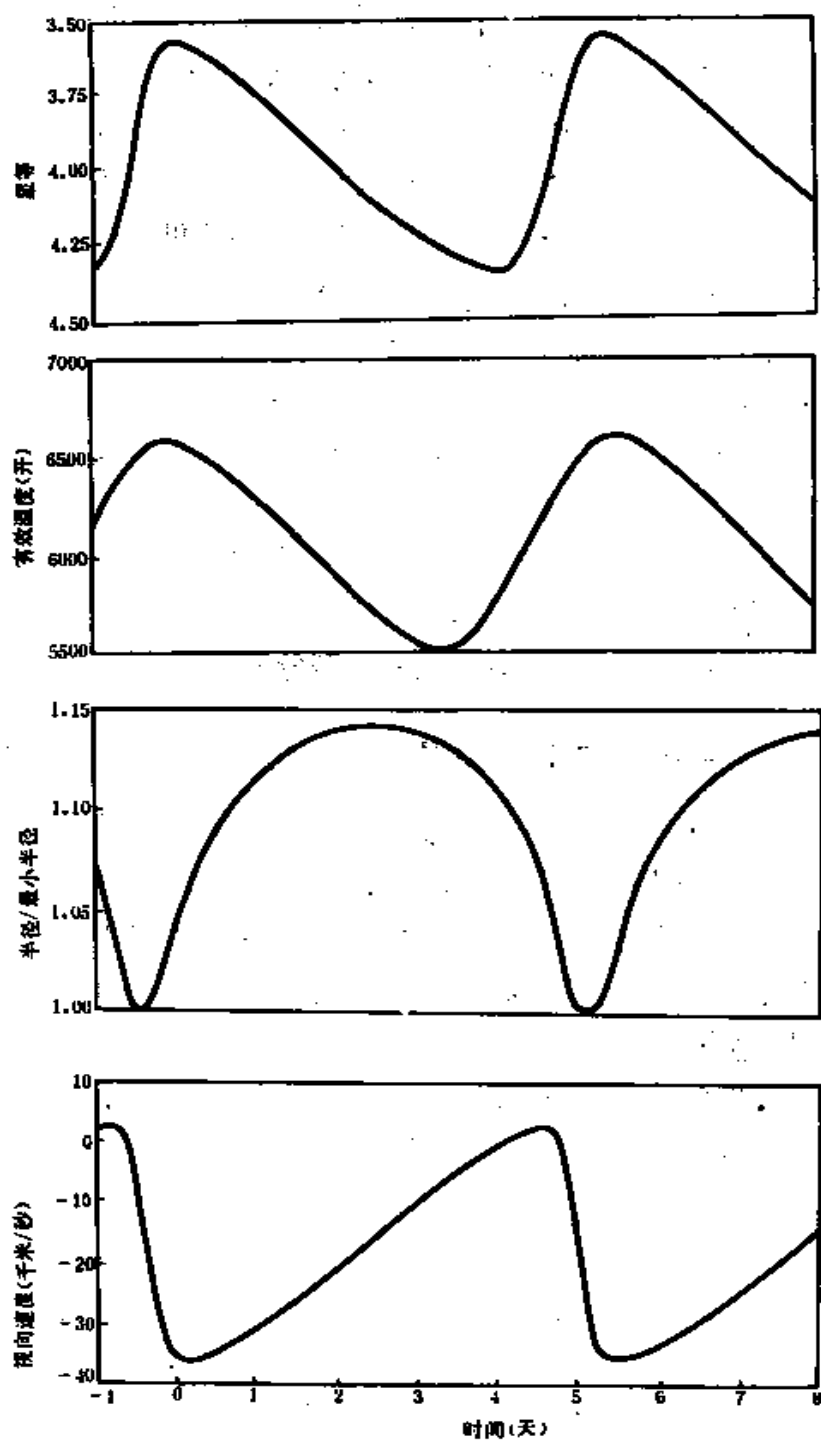


图 9.14 仙王 δ 的亮度、有效温度、半径和视向速度的变化曲线

周期最长的是武仙BP, 为83.1天。光变幅一般为一个星等左右, 少数的变幅小得多, 其中著名的是小熊 α (北极星), 小于0.1^m。1926年, 赫茨普龙注意到经典造父变星光变曲线的形状随光变周期作系统的变化。周期短于六天时, 光变曲线平滑但不对称, 亮度上升比下降快。周期在6.5天左右时, 光变曲线的下降部分出现副极大。副极大随周期增加向主极大靠拢, 且变得更显著, 发展成两个大致相等的极大。周期在10天左右时, 两个极大合并成一个, 光变曲线大致对称。周期再增加, 光变曲线很快上升, 在主极大之前出现很小的副极大, 到周期为20天左右时, 副极大完全消失。周期更长时, 光变曲线又趋于平滑而不对称。经典造父变星光变曲线的形状与周期长度之间的这种对应关系常称为赫氏关系, 这仅是一种统计的关系, 例外也不少。

经典造父变星是黄色的巨星和超巨星, 质量为太阳的几倍至10倍左右, 它们的光度很大, 以致在大约30个河外星系中已观测到这类变星。它们的光谱在亮度极大时一般为F型, 亮度极小时为G型或K型。原型星仙王 δ 在5.366天的周期内视星等在3.6^m和4.3^m之间、光谱型在F5和G2之间变化, 有效温度的相应变化超过1000开。这类变星半径的变幅不大, 约为5~10%, 因而亮度的变化主要由有效温度的改变所引起, 半径变化对光变曲线的影响较小。

2. 周光关系 1908年, 美国哈佛大学天文台的女天文学家勒维特在检查该天文台设在秘鲁阿利奎帕的南半球观测站从1893年至1906年用口径60厘米折射望远镜对小麦哲伦云拍摄的许多底片时, 发现了16颗造父变星, 周期从1.25天至127天。她注意到, 这些变星周期越长, 亮度就越大。经过四年的继续搜寻, 她又发现了小麦哲伦云内另外九颗周期测定的造父变星。总共25颗造父变星资料已表明了这些星的视星等几乎线性地随周期的对数的增加而减小。1912年, 勒维特公布了她的发现。虽然在那时

尚不知小麦哲伦云位于银河系之外，但已认为同一个星云内的星到太阳的距离近似相等；因而视星等和周期对数的线性关系实际上反映了绝对星等和周期对数之间存在线性关系。这种关系后来称为造父变星的周期-光度关系，简称周光关系，它对于测量恒星和恒星系统的距离的重要性是不言而喻的。

由造父变星的视星等和周期的关系转化为绝对星等和周期的关系天文学上称为周光关系的零点问题或定标问题。原则上只要知道一颗造父变星的光度，即只要能精确测定任何一颗造父变星的距离，就能解决这个问题。可是，造父变星离太阳都相当远，没有一颗能用三角法测出距离，使问题变得棘手了。几十年来许多天文学家从事周光关系零点问题的研究。起初，测定造父变星距离的唯一的办法是统计法（见 § 11.2），分析太阳相对于一组邻近的造父变星的运动，得到这组星的平均视差，结果不是很精确可靠的。自从五十年代以来，在疏散星团和星协中发现了13颗经典造父变星，由于疏散星团和星协距离的测定有若干种较可靠的方法（见 § 10.1），使得周光关系有了较大的改进。细致分析表明，周光关系还应与星的颜色（色指数）有关。对银河系的经典造父变星可采用如下的周光关系。

$$M_V = -3.425 \lg P + 2.52 (B - V) - 2.459, \quad (9.1)$$

$$M_B = -3.425 \lg P + 3.52 (B - V) - 2.459, \quad (9.2)$$

其中 M_V 和 M_B 分别为一个光变周期中绝对目视星等和绝对照相星等的平均值， V 和 B 分别为作过星际红化^①改正的目视和照相视星等的平均值， P 是以天为单位的周期。

深入研究表明，河外星系中的造父变星的一些特征跟银河系中的不完全一致。例如，大、小麦哲伦云中已发现的造父变星各有一千多颗，它们之中最长的光变周期分别达100天和200天，比

^① 星际红化见 § 10.4。

银河系中的长；周期短于三天的很多，但银河系中却少有；赫氏关系以及周光关系也跟银河系中的有所不同。因此上面特别指明了(9.1)和(9.2)式是对银河系经典造父变星而言的周光关系，严格地说它们不是普适的。

在很多星团和河外星系中已发现了许多造父变星。它们的光变曲线和周期容易通过观测确定，利用周光关系从某一颗造父变星的光变周期得出其平均绝对星等，从平均绝对星等和观测到的平均视星等就可以按照(8.9)或(8.10)式算出那颗星的距离或视差。星团或河外星系的大小与它们到太阳的距离相比较一般说来是很小的，因此可以把该星的距离取为它所在的星团或河外星系的距离。利用周光关系定出的视差称为造父视差。这种方法是测定河外星系和星团距离的一个主要方法，因此造父变星有“量天尺”之美誉。

1917年，爱丁顿首先奠定了脉动变星理论的数学基础。在脉动变星内部，向外的压力和向里的引力失去了平衡，星体膨胀时压力减小，引力超过压力使星体收缩，收缩造成压力增加，占优势的压力又使星体膨胀，这样，星体就在平衡半径附近脉动。爱丁顿建立了描述星体脉动的波动方程，并从波动方程推导出一个联系周期 P 和星的平均密度 $\bar{\rho}$ 的著名的关系：

$$P \propto \sqrt{\bar{\rho}} = \sqrt{\text{常数}}, \quad (9.3)$$

于是，体积大的造父变星因平均密度比较小，脉动周期应较长。由于 $\bar{\rho} \propto R^{-3}$ 和 $L \propto R^2 T^4$ ，根据(9.3)式，消去星的半径 R ，便得周期 P 、光度 L 和有效温度 T 之间的关系，从理论上解释了造父变星存在着周期-光度-颜色(色指数)关系。

3. 位相滞后 经典造父变星视向速度的周期变化反映出星体脉动速度的幅度，典型值为40千米/秒，在少数情况中可达200千米/秒。视向速度曲线的形状大致是光变曲线的镜像反映(见

图9.14), 这意味着亮度极大出现在星体膨胀通过平衡半径的时刻 (视向速度为最大的负值, 即膨胀速度最大时), 而不是按照通常简单的理解应发生在星体收缩到最小, 因而有效温度最高的时刻; 亮度极小出现在收缩速度最大而不是半径最大的时刻。如果光变曲线和视向速度曲线都是正弦曲线, 则亮度极大的位相应落后于半径最小的位相 $\frac{1}{4}$ 个周期。实际上, 由于曲线偏离正弦曲线, 位相差约为 $0.1 \sim 0.2$ 个周期。这种叫做“位相滞后矛盾”的极大亮度落后于最小半径的现象曾使天文学家困惑了几十年, 直至六十年代才找到了理论解释。位相滞后本质上是星面以下薄薄的电离氢区在脉动过程中跟辐射进行复杂的相互作用而引起的现象。

4. 室女W型星 巴德 (W. Baade) 在四十年代提出了两个星族的概念 (见 § 11.4), 并发现存在两类造父变星, 分别属于不

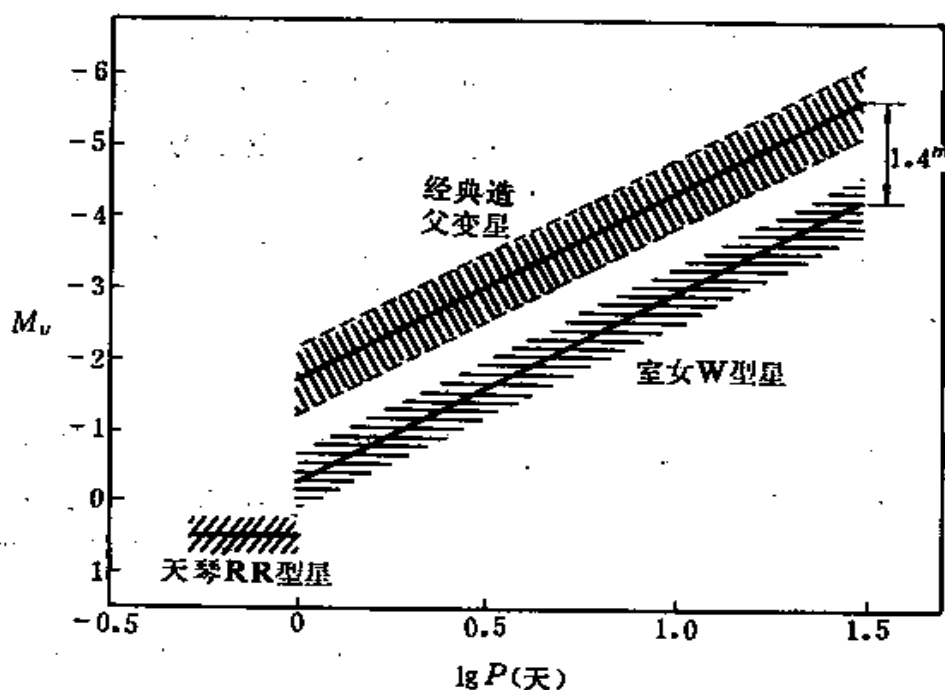


图 9.15 经典造父变星、室女W型星和天琴RR型星的周光关系 (从观测资料得出)

同的星族。在银河系内，经典造父变星分布在银道面近旁，属于星族Ⅰ。以室女W为代表的另一些造父变星远离银道面，有的出现在球状星团里，是属于星族Ⅱ的恒星。室女W型星比经典造父变星年龄大，光变曲线虽然类似，但对于相同的周期，前者的光度比后者小 1.4^m 左右，因而两类造父变星的周光关系是不同的（图9.15）。经典造父变星也称为星族Ⅰ造父变星，而室女W型星有星族Ⅱ造父变星之别名。

二、天琴RR型星、矮造父变星和仙王 β 型星

1. 天琴RR型星 这类变星在赫罗图上位于造父变星不稳定带的下部，它们的光谱型绝大多数属于A型，一小部分是F型，光变周期 $0.05\sim 1.5$ 天，变幅 $0.5^m\sim 1.5^m$ 。光变曲线有三种典型的形状（图9.16），据此，天琴RR型星又分为RR_a，RR_b和RR_c三类。RR_a和RR_b的周期较长，平均分别为0.5天和0.7天，光变曲线很不对称，前者亮度上升很快，下降较慢；后者变幅较小，亮度极大较平坦。RR_c的周期较短，平均为0.3天，光变曲线几乎对称，常接近正弦曲线，变幅更小。

已知天琴RR型星的数目约占脉动变星的四分之一。最初这类变星都是在球状星团里发现的，故又有星团变星之称。后来又发现了许多不属于球状星团的特征相同的变星，其中天琴RR是最亮的一颗，便以它的名字命名这一类变星。天琴RR型星的质量、半径和光度弥散很小，平均分别为 $0.5M_{\odot}$ 、 $5R_{\odot}$ 和绝对目视星等 0.6^m 。光度弥散小，与周期无关，这一特性使天琴RR型星象造父变星那样能指示距离，在天文学上也占有重要地位。但由于天琴RR型星的光度比造父变星小，仅在离银河系250千秒差距以内的几个河外星系中能看到它们，因而这类变星对于测定河外星系距离所起的作用不如造父变星大。

2. 矮造父变星 这类变星在赫罗图上占据了造父变星不

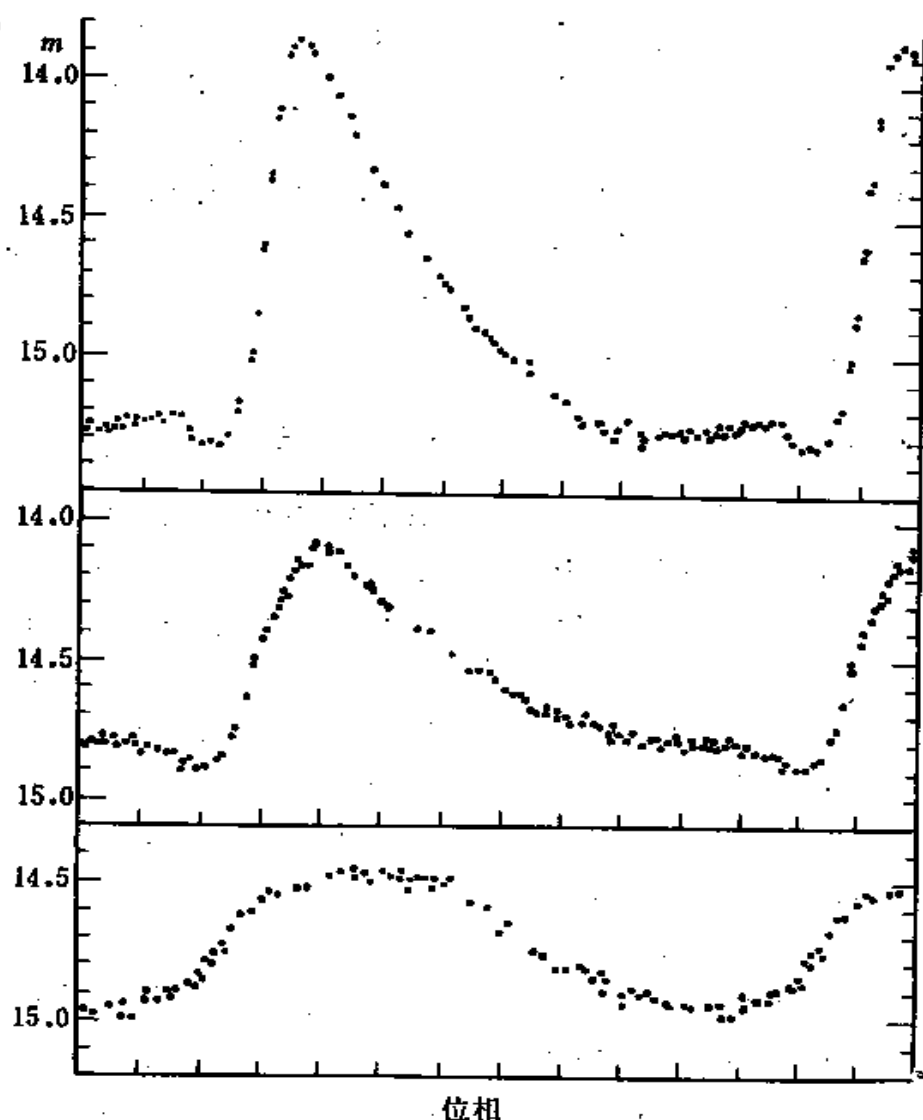


图 9.16 天琴RR型星的三种典型的光变曲线，
(上)RR₁型，(中)RR₂型，(下)RR₃型

稳定带的下端，光谱型在A2至F5范围内。矮造父变星包括盾牌 δ 型星和船帆AI型星，它们的光变周期介于0.05天和0.3天之间。两者的主要区别在于光变幅，盾牌 δ 型星小于0.2^m；而船帆AI型星在0.3^m和0.8^m之间。有些矮造父变星光变曲线的变幅在缓慢变化，这是由于星体同时以两种周期脉动，互相叠加的结果。已

发现有10颗盾牌 δ 型星是毕星团和后发星团的成员,它们的质量约为 $1.5M_{\odot}$,年龄为 4×10^8 年,在演化上应处于脱离主序向巨星区域移动的阶段。船帆AI型星的质量很不确定,有些观测资料表明可能只有 $0.2M_{\odot}$ 左右,它们所处的演化阶段还不清楚。

3. 仙王 β 型星 又名大犬 β 型星,它们是一小群B型光谱的脉动变星,引人注目的是一些亮星,包括室女 α (角宿一),南十字 β (十字架三)和半人马 β (马腹一)也属于这类变星。

仙王 β 型星的光变周期约3~7小时,变幅在目视区通常小于 0.1^m ,视向速度大多小于20千米/秒。光变曲线的形状接近正弦曲线。跟造父变星和天琴RR型星不同,仙王 β 型星的亮度极大对应于半径最小,亮度极小对应于半径最大,因此不存在“位相滞后矛盾”。这类变星中大约有一半在光变曲线和视向速度曲线中反映出两个脉动周期,另一半是单周期脉动。

三、半规则变星、不规则变星和长周期变星

造父变星不稳定带上端的右下方是赫罗图上的一个更大的不稳定区域,在那里聚集了为数众多的半规则、不规则^①和长周期变星,这些变星中多数具有晚型光谱,呈红色,有红变星之泛称。红变星的各种类型还缺乏精确的定义,以致在不同文献中对次型的名称以及某些星的分类出现混淆。

1. 半规则变星和不规则变星 半规则变星包括金牛RV型星、黄半规则变星和红半规则变星。金牛RV型星在赫罗图上位于造父变星和红半规则变星之间的区域(见图9.1),光变周期约30~150天,周期和光变曲线的形状有很大变化,亮度极小的深度不固定,深浅交替出现(图9.17)。单凭光变曲线不足以识别这类变星,还必须加上光谱的资料。金牛RV型星是F、G和K型超巨星,在

^① 这里指具有晚型光谱的不规则变星(它们占不规则变星的大多数),不包括少数光谱型较早(A、F型)的不规则变星。

亮度极小附近光谱中常出现TiO吸收带，亮度增加时出现氢的发射线，不然很易误认为是普通的G或K型光谱。在赫罗图上与金牛RV型星占据着同一区域的还有黄半规则变星，它们的光变曲线有时出现双极大，极小深浅交替，难以判别。

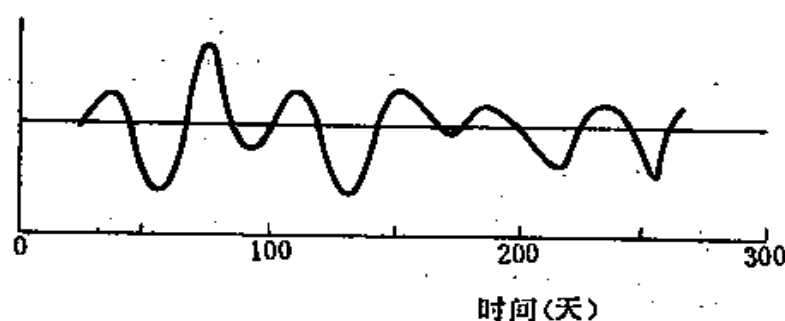


图 9.17 金牛RV的光变曲线

红半规则变星和不规则变星都是巨星或超巨星，它们的光变很不规则，光变曲线的形状多种多样，变幅通常小于 $1^m \sim 2^m$ ，光谱大都属于M，S，R和N型，K型极少，在变光过程中光谱可能改变1~2个次型。红半规则变星和不规则变星的区别在于前者尚有周期性的证据，后者则无周期性可言。但实际上这些红变星如果有一定的周期性，周期都很长，需多年的观测方能揭示出，由于观测资料不足，有可能许多本应属于半规则变星的恒星错划成不规则变星。红半规则变星的周期从30天到1000天以上。M型星的周期多数集中在100~200天，N型星以350天左右占优势。周期和光度之间没有明显的关系。仙王 μ 是一颗研究得最多的红半规则变星，它有两个基本的周期，分别为2年和10年。猎户 α （参宿四）是不规则变星的突出例子。

2. 长周期变星 系各类变星中已知数目最多的一类。光变周期的范围从70天到700天左右。以目视星等变幅 2.5^m 为界，超过此值的大变幅的星又称为蒭藁型星，因典型星鲸鱼 α （中名蒭藁增二）而得名。个别的目视星等变幅甚至可达10个星等。当星的亮

度极小时，有效温度最低，大部分的辐射从光谱的可见区移至红外区，成为在可见区大幅度光变的部分原因。大部分长周期变星的周期和变幅有不规则变化，偏离平均值可达15%。光变曲线是多种多样的，有的很对称，有的上升比下降快，有的出现双极大。长周期变星是晚型的巨星和超巨星，光谱大都属于M型，少数属于S，N和R型，光谱中有发射线，而无光变的正常红巨星只有在强吸收线的中央有微弱的发射子线。

鲸鱼 α 的光变周期在320~370天内变化，平均332天，光谱型在M5_e~M9_e之间变化。亮度极大时有时候达1.7^m，有时候只到

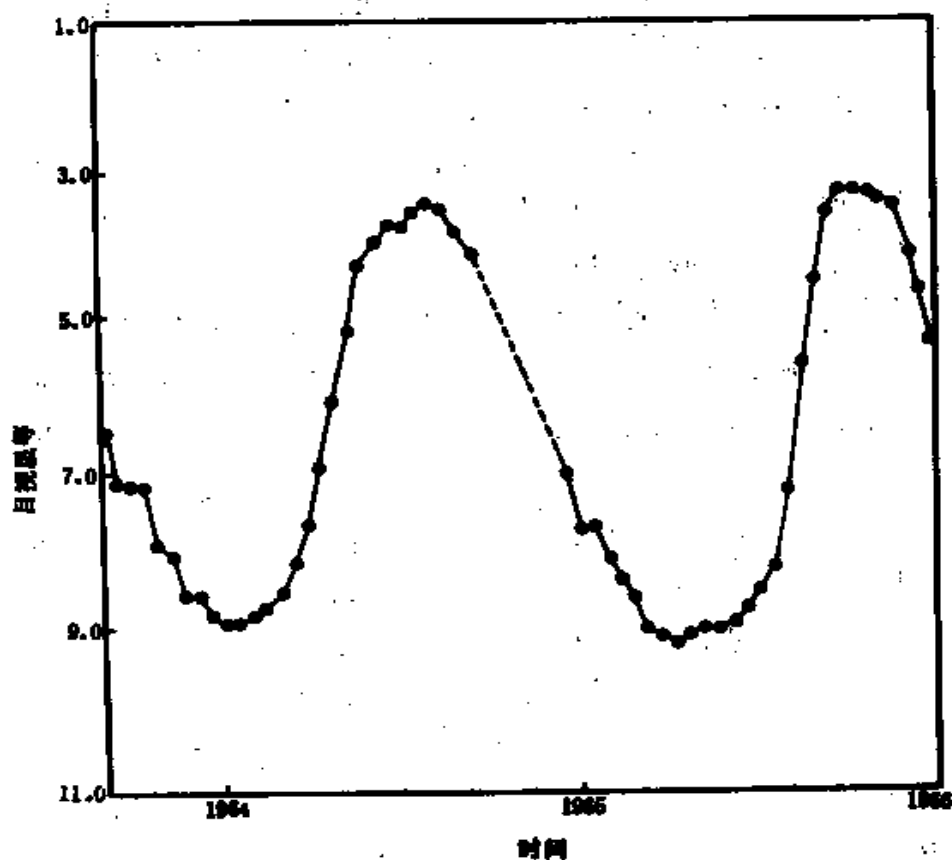


图 9.18 鲸鱼 α 在1964~1965年期间的光变曲线，每一个点对应于10天的平均

4.7^m，亮度极小在10^m左右，变幅达八个星等。图9.18是它在1964~1965年期间的光变曲线。鲸鱼 α 是光度级为Ⅲ的巨星，直径约为390 $R_{\odot}$ ，离太阳40秒差距。它有一颗B型光谱的伴星，也是变星，绝对星等为8^m，可能是白矮星。

四、脉动原因

脉动变星在赫罗图上不是随机分布，而是聚集在某些区域，这一事实表明恒星的光度和有效温度只有在某些组合的情况下星体才会出现脉动，在其他场合脉动不会发生。爱丁顿从描述星体脉动的波动方程证明了脉动的相对振幅随着密度增加从星面向中心迅速减小，于是，脉动应发生在恒星的外层，不涉及恒星的核心，核心内进行的核反应也不会是脉动的直接原因。

为了使恒星开始脉动并将脉动维持下去，星体必须获得机械能以补偿摩擦等耗散力消耗的能量。因此，恒星必须具备类似于热机的功能，星体收缩时（温度增加），吸收超额的热能，并在膨胀时释放，总的效果是恒星的一小部分辐射能转化为机械运动的能量。爱丁顿设想，星面附近如果有一“阀门”，当星体收缩温度升到最高时，“阀门”关闭，阻止热能流出；当星体膨胀温度降到最低时，“阀门”打开，让热能释放出去，恒星就能起着热机的作用。他提出原子的不透明度可以充当这种“阀门”，但限于当时天体物理学的水平，他未能进一步正确地揭示脉动的具体机制。问题的真正解决是近30年以来的事。

在通常情况下，当星体收缩时，原子对辐射变得更加透明，热能更易逃逸，起不了“阀门”的作用，因此大多数恒星并不脉动。然而在特殊情况下，在某种元素的原子处于部分电离状态的区域内，当星体收缩时，原子变得对辐射更不透明，挡住了一部分热能的散失。在恒星内部能起重要作用的元素应当是最丰富的氢和氦，它们的电离区既应接近星面，使脉动振幅较大，又应位于离星面有

相当深度的地方,使包含的物质足够多,方能引起明显的脉动。详细计算表明,满足这些条件的正是在赫罗图上位于脉动变星区域内的恒星。对于造父变星不稳定带上的恒星,星面以下的二次电离氦区(He II 电离成 He III , 而 He III 又复合成 He II 的区域)是致使星体脉动的根源。对于金牛 RV 型星和红变星,脉动的根源是一次电离氦区、电离氢区或氢分子离解区。至于仙王 β 型星,脉动原因还没有找到答案。

§ 9.5 激变变星

激变变星主要包括新星、再发新星、类新星变星和矮新星,按其光变的原因,属于爆发变星。

一、新星

新星是亮度在很短的时间内(几小时至几天)突然剧增,然后缓慢减弱的恒星,增亮幅度多数在 $9^m \sim 14^m$ 之间。个别的新星亮度最大时可与天上的一等明星争辉,引起人们的注意;而很多新星必须通过望远镜方能发现,它们发亮之前甚至暗到连最大的望远镜也看不见。“新星”这个名词容易引起误解,实际上,它并不是“新”诞生的星,恰好相反,它是已演化到老年阶段的星,在未发亮以前只不过是一颗很微弱的星,亮度突然增加时才被人们“新”发现。

1. 记录和命名 新星和下一节将讲述的超新星在我国古代的天象记录中常称为客星。席泽宗和薄树人考证了中国、朝鲜和日本的古书资料,最早从公元前十四世纪殷墟甲骨文的记载开始,最迟到公元1700年为止,整理出新星和超新星的记录90条,其中我国观测到的有68次,远比阿拉伯和欧洲国家多。在西方,最

早记录下来的新星是出现于公元前134年的“喜帕恰斯新星”。这颗新星在我国有很详细的记录，不仅记录了年份，而且记录了月份和方位。《汉书·天文志》记有：“元光元年六月客星见于房”。房宿就是天蝎座。

新星出现以后，首先以发亮年份加上星座名字来命名，例如，1934年武仙座新星，1975年天鹅座新星。如果同一年在同一个星座里出现了两颗或更多颗新星，就在“新星”之前加上“第一”、“第二”、……例如1936年天鹰座第二新星。随后，新星又纳入变星的命名系统，给予变星的符号，例如，1934年武仙座新星获得了武仙DQ的名字，1975年天鹅座新星又名天鹅V1500，即在天鹅座中发现的第1500颗变星。

迄今在银河系中总共记录到的新星约200颗。但由于银道面附近星际气体和尘埃的遮掩，大多数出现的新星应观测不到，因此，难以精确估计新星的发生率。观测邻近的河外星系中出现的新星，估计每个星系每年平均出现10~40颗。

本世纪以来，银河系内出现的新星中最亮的是1918年天鹰座新星（天鹰V603），亮度极大时的目视星等达 -1.1^m ，一度成为星空中仅次于天狼星的恒星。1901年英仙座新星（英仙GK），1925年绘架座新星（绘架RR），1934年武仙座新星和1975年天鹅座新星最亮时达到 1^m 左右。1975年天鹅座新星是一颗很特殊的新星，它于是年8月29日突然发亮，最亮时目视星等为 1.8^m ，接近天鹅 α （天津四）的亮度。美国帕洛玛山天文台的巡天照片上在该新星的位置处没有亮于 21^m 的星（图9.19），这表明这颗新星增亮的幅度超过19个星等！对于新星来说，这是创记录的。但根据光谱特征、亮度极大时的绝对星等约 -10^m 以及其他方面的观测资料，确认它是新星而不是超新星。

2. 光变特征 新星的光变曲线（图9.20）有下列特征：

（1）亮度最初增加十分迅速，幅度通常达 $12^m \sim 13^m$ ，也可

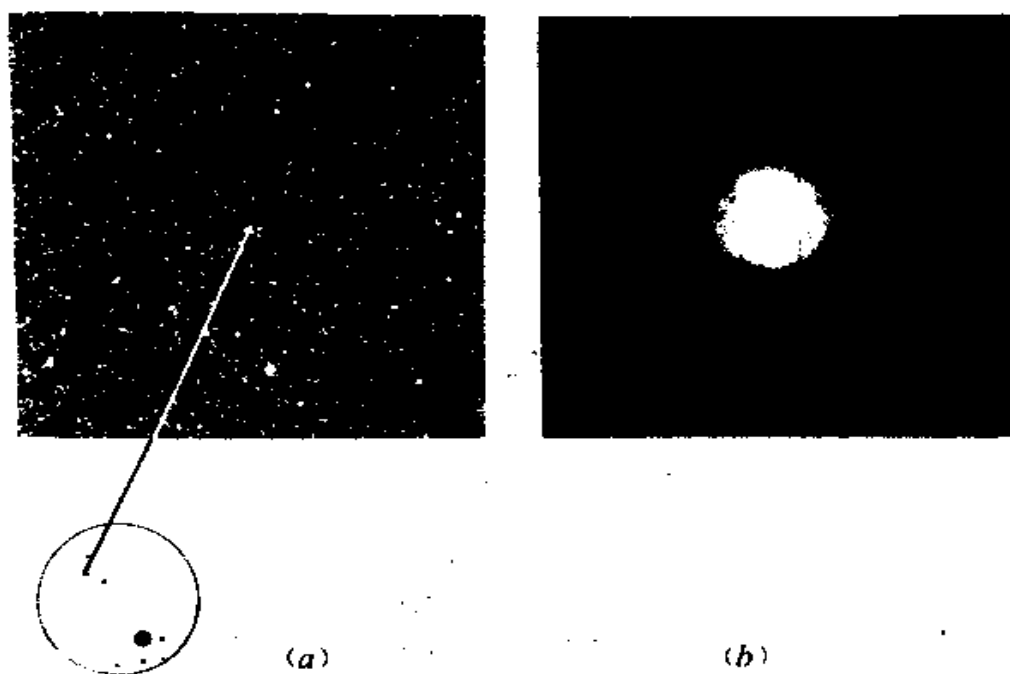


图 9.19 1975年天鹅座新星所在天区的照片。(a)发亮前在该新星的位置上看不到星,(b)该新星亮度极大时的照片

更大。

(2) 亮度登上顶峰之前的最后一个或两个星等上升较慢,许多新星在此刻亮度可能完全停止上升,甚至略有下降,随后才达到极大。这叫做极大前的停滞。

(3) 极大过后,亮度迅速下降。下降速率以时间 t_2 和 t_3 表示,它们分别是极大开始亮度降低两个和三个星等所经历的以天表示的时间。根据 t_2 和 t_3 的长短,新星分为快新星和慢新星。前者 t_2 和 t_3 只有几天,后者为几个月甚至一年。统计银河系、仙女星系和麦哲伦云中许多新星的观测资料,发现 t_2 和 t_3 跟亮度极大时的绝对星等有关,光度越大,下降越快(图9.21)。由于 t_2 和 t_3 可以精确测定,所以这个关系对于估计出现新星的星系的距离是十分有用的。

(4) 光变曲线上接近迅速初降部分的终点处,亮度出现起

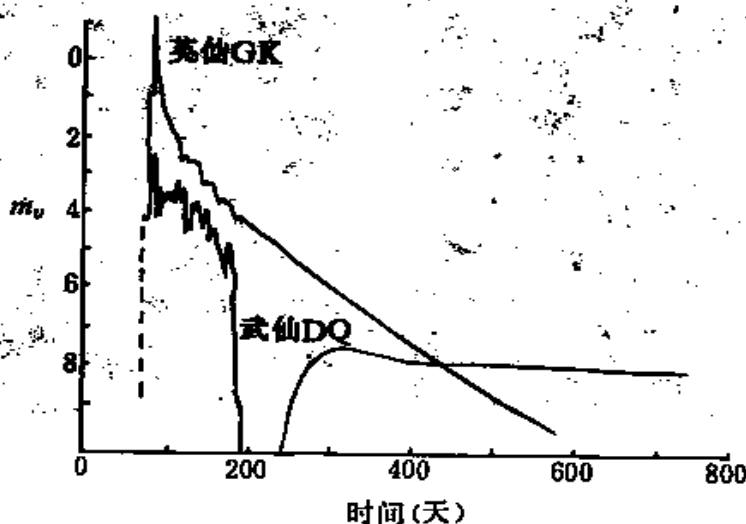


图 9.20 1901年英仙座新星(快新星)和1934年武仙座新星(慢新星)的光变曲线

伏,有时起伏可达几个星等,称为过渡阶段。

(5) 过渡阶段之后,进入了终降阶段,亮度缓慢地减弱。

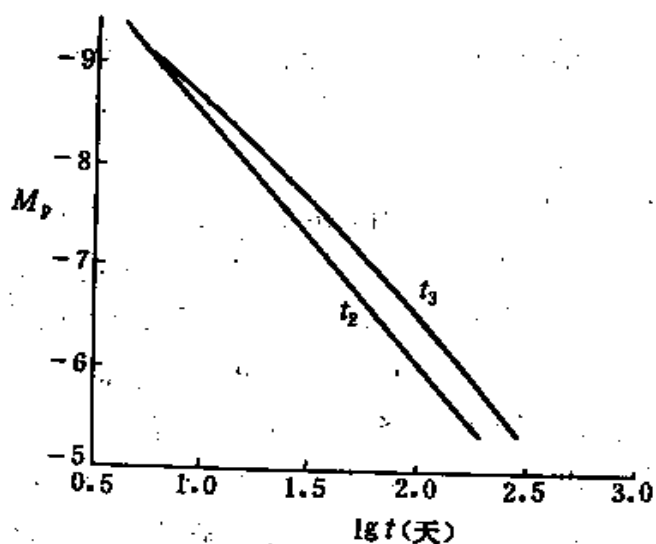


图 9.21 新星亮度极大时的绝对照相星等 M_p 与 t_2, t_3 的关系

紫外和红外区的光变行为与上述的目视区有所不同,在目视区亮度极大之后,紫外辐射和红外辐射继续上升一段时间。对于红外辐射,继续上升的时间达100~300天。

新星最终基本上恢复到发亮前的亮度,这时它进入了新星后阶段,而在发

亮以前称为新星前阶段。在这两个阶段恒星所处的状态是类似的。大多数新星从发亮到进入新星后阶段的全过程中辐射出 $10^{38} \sim 10^{39}$ 焦的能量,作为对照,太阳每年辐射的能量为 10^{34} 焦数量级。新星恢复到原先状态之后,有的亮度保持稳定,有的亮度有一至两个星等的缓变或快变。

3. 光谱变化 新星发亮以前的光谱资料很少,只有几个用低色散的物端棱镜获得的光谱。在海豚HR的光谱中,没有谱线,只有连续谱。根据连续辐射能量随波长的分布,它是一颗O型或早B型星。新星后阶段的光谱资料较多,主要特征是有氢以及电离氢、钙、氮、碳的发射线。氢和氮线一般很宽,谱线强度随亮度而变化,表明星面上的活动在继续进行。

新星发亮以后,随着亮度的变化光谱也经历了五个阶段的变化:

(1) 极大前谱。谱线大部分是吸收线,对应于B型和A型光谱。谱线向蓝端位移,相应的速度达1000千米/秒。碳、氮和氧的谱线增强,几乎肯定是由于这些元素的丰度增加的缘故,超过宇宙丰度几十倍至上千倍。氮的丰度可能是宇宙丰度的三倍。这一阶段是非常短的,至多持续一、二天。

(2) 主谱。这是亮度极大时的光谱,与A型或F型超巨星的光谱类似。吸收线仍然向蓝端位移,速度达1000千米/秒。当亮度减小时,出现了第二套吸收线,向蓝端位移对应于1500千米/秒的速度,逐渐取代原先的光谱。与此同时,在一些吸收线(尤其是H I, Ca II, Na I 和Fe II 的谱线)的红端出现发射子线,形成了天鹅P型谱线轮廓。连续谱迅速减弱,发射子线以及氧、氮的发射线开始占主导地位,在紫外区出现Mg II 和Fe II 的发射线。

(3) 漫强谱。紧接着亮度极大之后出现,这时候主谱还很显著。谱线向蓝端的位移约为主谱的两倍,原先宽而模糊的H I, Ca II, Mg II, Fe II, Na I 和O I 吸收线增强且变窄。然后,这些吸收线

减弱,几天之后(短于或等于 t_3)便消失。

(4) 猎户谱。这种光谱在漫强谱发展到顶峰时出现,并经历了光变曲线上的过渡阶段。主要的谱线是H I, N II和O II的吸收线,谱线位移至少跟漫强谱同样大。有模糊的发射线,波长464.0纳米附近的宽发射线大概是由N III和C III产生的。在此阶段,快新星有N III 409.7纳米和410.3纳米吸收线,但在慢新星的光谱中这两条谱线很弱或不存在。

(5) 星云谱。与行星状星云(见§ 10.3)的光谱很相似,以发射线为主,并有氮、氧、铁等元素的离子产生的禁线。

4. 气壳 亮度和光谱的变化特征表明在新星的外层发生了爆发过程,有气壳向外抛出,抛射速度达1000千米/秒或更高。亮度极大时,气壳脱离星体不久,体积尚小,密度较大,类似于超巨星的大气。由于气壳在膨胀,气壳中介于星和观测者之间的部分所产生的吸收线向蓝端位移,而气壳的两侧部分产生了宽的发射子线(见图9.9)。当气壳的密度变得十分小时,出现了典型的发射星云的光谱。新星爆发以后几年,有时能通过望远镜在它们的周围看到星云状的气壳(图9.22)。观测气壳角直径的增长率,并根据谱线的多普勒位移确定的气壳膨胀速度,便能算出新星的距离。

新星的质量难以精确测定,在大多数情况下需作某种假设才能估算,所得的数据一般在 $0.3 \sim 1.0 M_{\odot}$ 的范围内。新星抛射的气壳的质量更难确定,用不同方法估计的结果大致为 $10^{-5} \sim 10^{-3} M_{\odot}$ 的数量级。在赫罗图上爆发后的新星大概位于主序和白矮星之间的区域内(见图9.1)。

5. 爆发原因 在探讨新星爆发原因的进程中,关键的一步是在五十年代迈出的。1954年,沃尔克(M.F.Walker)发现武仙DQ是食双星,每隔4小时39分发生一次交食。这样短的周期表明两颗子星是靠得很近的。随后,克拉夫特(R.F.Kraft)观测了10颗

老新星(新星后阶段的星),其中七颗有确凿的证据表明是双星,它们的绕转周期都不到一天。如果双星的轨道平面与观测者视线的交角很大,克拉夫特的观测就不可能发现它们是双星。因此,有理由假定新星都是双星。

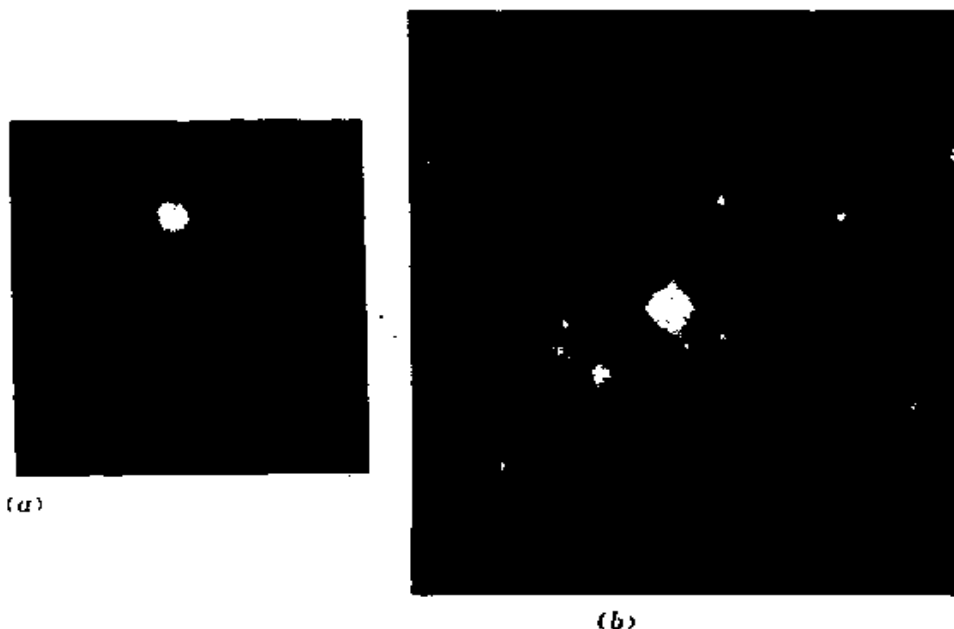


图 9.22 新星抛射的气壳: (a) 1951 年拍摄到的 1934 年武仙座新星周围的气壳; (b) 1901 年英仙座新星周围的气壳在 1949 年的形状。这是已观测到的新星气壳中最大的一个, 膨胀速度为 3000 千米/秒

从轨道运动速度和交食持续时间的观测可算出恒星的大小, 从而发现新星所属的双星系统中都有一顆非常小的恒星。现在普遍认为, 新星是由一颗体积很小, 密度很大的矮星(可以认为是白矮星)和一颗较冷的(表面温度低)主序星或巨星组成的双星系统, 两颗子星很靠近。冷星体积大, 外层受引力的束缚弱, 在近旁的白矮星的潮汐力作用下, 气体被拉向白矮星。白矮星是垂死的恒星, 它已耗尽了核燃料的供应, 由很密的氮(或更重的元素)核心和很薄的富氢外层构成。在白矮星的表面附近引力场很强, 下落

的气体获得很大的动能,当气体掉入白矮星时,动能转化成热能,使白矮星表面温度升高。来自巨星或主序星外层的气体主要成分是氢,因此为白矮星提供了核反应的新鲜燃料。当白矮星表面大约积累了 $10^{-4}M_{\odot}$ 的氢时,温度和密度便高到足以发生氢核聚变反应,致使白矮星外层爆发,产生了观测到的新星。

6. X 射线新星 上述的新星的亮度激增都是在可见光波段。自六十年代后期以来,还发现了X 射线新星,或常称作暂现X 射线源,但它们的光学对应天体并不是新星。它们在一天左右的时间内从以前不知道有X 射线源存在的地方突然出现,在几天之内X 射线波段上的亮度保持着可与最亮的X 射线源匹敌,然后逐渐衰退,经几个月亮度减小几百倍而消失。半人马X-2和半人马X-4是最早发现的暂现X 射线源。到七十年代末,发现的数目已逾40个,都位于银道面附近。

二、再发新星和类新星变星

1. 再发新星 这是指已观测到不止一次爆发的新星。它们大体上每隔10~100年爆发一次,已观测到十几颗。其中罗盘T和人马V 2905已各有五次爆发记录。为了将新星和各种类似于新星的变星加以区别,新星又常称作经典新星。

再发新星和经典新星的光变曲线很相似,不可能凭光变曲线来区别它们,只有当出现了第二次或更多次爆发时方能确定为再发新星。再发新星爆发时,可见光波段的亮度变幅为 $7^m \sim 9^m$,一般比经典新星的变幅小;每次爆发总共释放出 $10^{36} \sim 10^{37}$ 焦的能量,约抛射出 $10^{-6}M_{\odot}$ 的物质,也比经典新星的小;爆发过后的行为与新星后的星十分相似。

经典新星和再发新星之间看来并没有根本的不同,有证据表明所有的经典新星都是再发新星。如果新星只爆发一次,以银河系中平均每年出现25颗新星作估算,那么自银河系诞生至今大约

应有 2×10^{11} 颗恒星经历了新星爆发，这个数目与银河系内恒星的总数相当。但是大多数恒星的质量较小，演化缓慢，还不可能演变成新星。只有在每颗新星重复爆发很多次的情况下，才能与平均每年出现的新星数目相符。有人估计，一颗新星两次爆发之间的平均间隔为 10^5 年，总共大约应经历 160~660 次爆发。因此，经典新星可能是爆发周期很长的再发新星，只观测到一次爆发而已，而再发新星是爆发周期最短的新星。

2. 类新星变星 系某些特征与新星类似的变星。光变曲线的上升部分比下降部分陡，光变幅约三个星等，比经典新星和再发新星小得多，每隔数年发亮一次。亮度下降时光谱中出现发射线和禁线，表明有气壳抛出。

类新星变星中一部分是爆发后的老新星，另一部分是共生星。共生星是具有共生光谱的恒星，光谱中既有低温恒星的吸收线又有高激发发射线。前者以 TiO 分子带、Ca I 和 Ca II 谱线为代表，后者包括 He II，O III 和更高次电离原子的发射线和禁线。发亮时还出现 B 型气壳光谱。已发现共生星约 50 颗。现在普遍认为，共生星是双星，低温子星一般是红巨星，高温子星为 B 型或 O 型的亚矮星，两颗子星被一个共同的气壳包裹着。著名的共生星有仙女 Z、飞马 AG、天鹅 V1016 等。

类新星变星还缺乏严密的定义，以致在分类上出现了重叠。例如，北冕 T 和蛇夫 RS 既属于再发新星又划归为共生星。这也反映了类新星变星与再发新星的类似性。

三、矮新星

矮新星是爆发规模比经典新星小得多、爆发周期很短、但发亮的突然和迅速跟经典新星有所相似的激变变星。与再发新星和类新星变星相比，矮新星与经典新星的差别较大。矮新星发亮时，亮度增加 $2^m \sim 6^m$ ，一天左右就上升到极大。极大以后亮度几乎

直线下降,经2~10天回复到爆发前的状态。爆发的频次很高,通常每隔20~50天就爆发一次,但间隔可以短至10天,长到400天。一次爆发辐射的总能量为 $10^{31} \sim 10^{32}$ 焦。对于某一颗矮新星而言,通常每次爆发的方式与以前各次爆发相似,两次爆发之间的时间间隔虽然有所变化,但变得不多,基本上可以确定一个爆发间隔的特征时标。

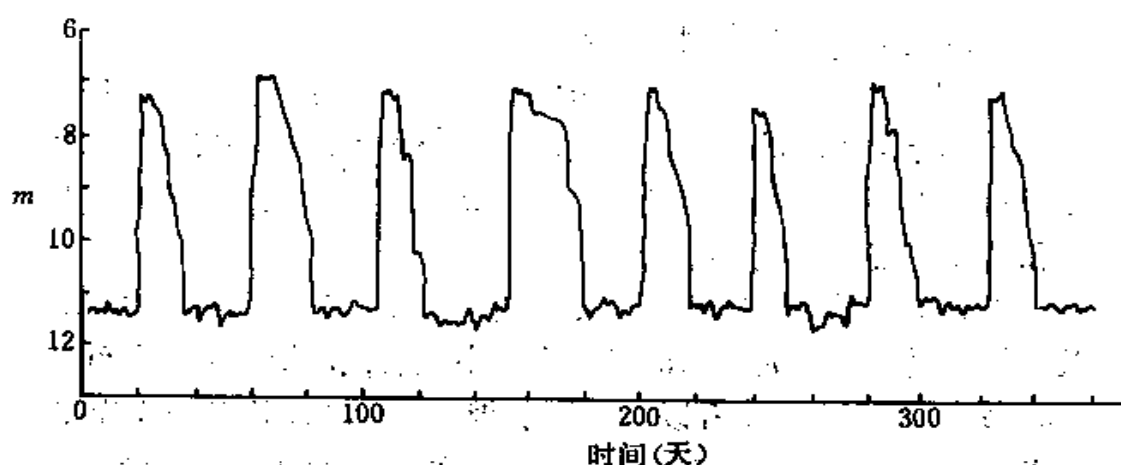


图 9.23 双子U型星的光变曲线

按照光变曲线的形状,矮新星主要可分为双子U型和鹿豹Z型两个次型。大多数矮新星属于双子U型,已知的数目接近300颗,光变曲线如图9.23所示。已知的鹿豹Z型星有40多颗,这类变星的光变曲线(图9.24)的主要特征是有时会出出现长时间的停滞,这些停滞几乎总是在亮度下降到相同的星等时出现,在少数情况,停滞可持续几年。而两次爆发之间的间隔通常短于50天。

大多数矮新星已证实是双星,有可能全是双星。矮新星天鹅EM由一颗白矮星和一颗红星(大概是主序星)组成,它是激变变星中唯一的一颗双谱分光食双星,即可观测到两颗子星的光谱和交食,在这种情况下两子星的质量能够可靠地测定,结果是:白矮星的质量为 $0.70 \pm 0.18 M_{\odot}$,红星为 $0.90 \pm 0.17 M_{\odot}$,与用间接方法估计的经典新星和再发新星的质量范围相符合。在亮度极小

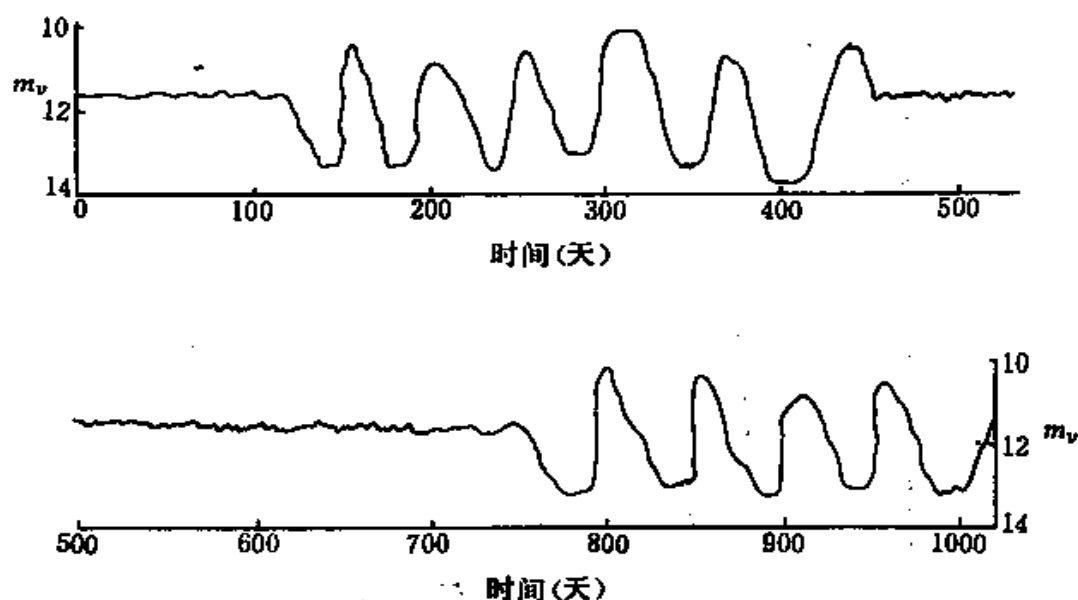


图 9.24 鹿豹 Z 型星的光变曲线

时期，经典新星、再发新星和类新星变星的绝对目视星等平均约为 4.5^m ，而矮新星光度较小，平均约为 7.5^m 。有关矮新星的情况在§ 9.13中还将进一步讲到。

四、北冕 R 型星

这是一类很奇特的变星，虽然并不归入激变变星之列，但它们的光变与新星正相反，因而在本节最后简单提一下。

北冕 R 型星在很长的时间间隔内亮度处于极大，亮度极大似乎是它们的正常状态。但有时亮度会突然下降，变幅 $5^m \sim 9^m$ (图9.25)。典型星北冕 R 已有一百余年的观测历史，它处于亮度极大的时间可长达10年，亮度下降时在一个月中目视星等从 5.8^m 增加到 14.8^m 。到1976年，已发现这类变星30多颗。它们的光谱型很弥散，O，B，F，G，K 和 R 型均有。这类变星中所有表面温度较低的星都富含碳。从星面抛出的气体云冷却后凝结成大量

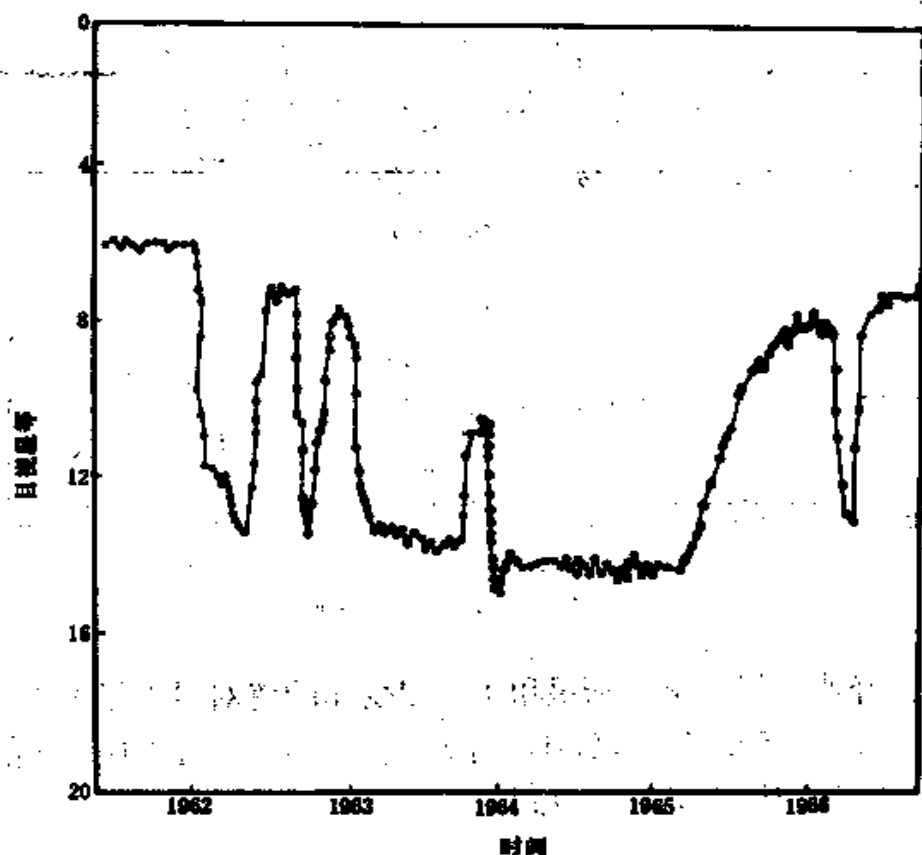


图 9.25 北冕 R 从1962至1966年的光变曲线

的碳的微粒，形成了一道消光的烟幕，这可能是北冕 R 型星亮度大幅度减弱的原因。

§ 9.6 超 新 星

超新星是爆发规模比新星更大的变星，它们发亮时亮度的增幅为新星的数百至数千倍，抛出的气壳速度可超过10000千米/秒。毫无疑问，超新星是所有变星中最壮观的一类，是恒星所能经历的规模最大的灾难性爆发，在变星分类中属于灾变变星唯一的一

个类型。

一、概况

1. 历史上的超新星 在银河系内超新星出现的次数比新星少得多,是十分罕见的天象。距今最近的超新星出现于公元1604年,尚在望远镜发明之前。古人用肉眼看到了天上突然出现的非常明亮的星,用文字记载在古书中。这些记载对于现代研究银河系内出现的超新星提供了十分宝贵的线索,在这方面我国古代的记录作出了最重要的贡献。

据现代中外天文学史专家对东方、阿拉伯和欧洲大量古书的分析,认为记录可靠的超新星有七颗,它们出现的公元年份和星座是:185年于半人马座,393年于天蝎座,1006年于豺狼座,1054年于金牛座,1181年于仙后座,1572年于仙后座,1604年于蛇夫座。这七颗超新星在我国都有记载。公元185年超新星是历史上记载最早的超新星,全世界唯一的资料记录在我国的《后汉书·天文志》中:“中平二年十月癸亥,客星出南门中,大如半筵,五色喜怒,稍小,至后年六月消。”公元393年超新星出现在东晋孝武帝太元年间,也只在我国有记载。公元1006年超新星是最明亮的一颗,根据对我国、日本、朝鲜、阿拉伯和欧洲地区的许多资料的分析,可以断定它最亮时的目视星等为 -9.5^m ,精度在一个星等以内。公元1572年超新星和公元1604年超新星在欧洲分别由著名天文学家第谷和开普勒作过大量精细的观测,根据他们的观测资料以及其他国家的资料可以定出这两颗超新星的光变曲线。前者世称第谷超新星,后者名叫开普勒超新星。

2. 河外星系中的超新星 超新星爆发时,光度剧增,光度极大值甚至可以跟整个星系的光度相当。因而用大望远镜不难发现河外星系中出现的超新星(图9.26)。1885年在仙女星系中发现了第一颗河外超新星,纳入变星命名系统,它就是仙女S。后来,

世界上几个大天文台用大视场的施密特望远镜对几百个邻近的河外星系进行系统的搜寻，到1985年共发现了将近600颗河外超新星。由这些资料得出每个亮星系平均每290年出现一颗超新星。当然，这仅是一个统计的结果，并不能用来预言银河系中何时将出现超新星。

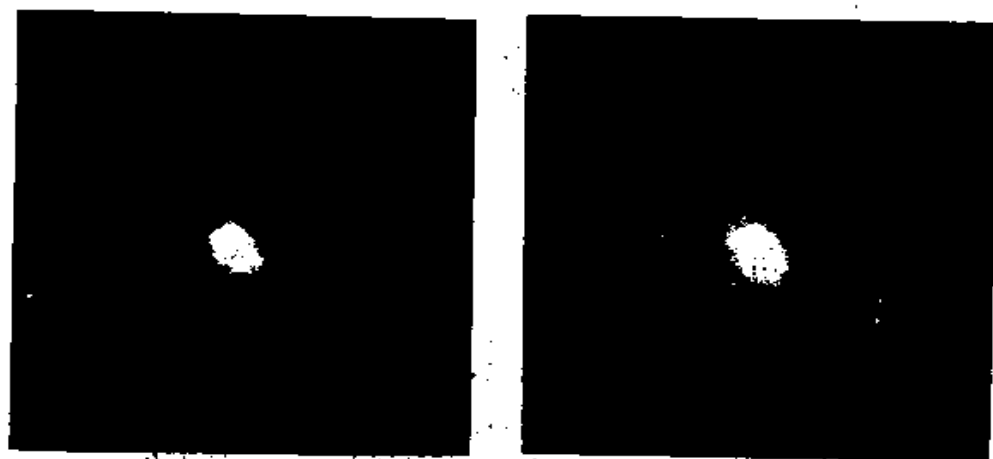


图 9.26 星系 NGC 4725 (位于后发座) 的两张照片，右图的线条指示出现的超新星

3. 超新星遗迹 对于银河系中的超新星，如今只能通过观测它们爆发后留下的遗迹加以研究。超新星遗迹有光学上膨胀的星云状物质、射电展源、X 射线展源和脉冲星。但只有公元1054年超新星和船帆座超新星上述四种遗迹俱全。射电展源似乎是超新星很普遍的遗迹，已证认出120余个；而光学上观测到属于超新星遗迹的膨胀星云只有20多个。已知的总共150余个超新星遗迹中绝大多数是在人类有文字记载以前爆发的超新星的碎片，无法从古书中考证，主要是根据它们的辐射特征等现代观测资料来判断的。

图9.27是名叫天鹅座圈的幕状星云(或称网状星云)的光学照片，它也是一个射电展源。天鹅座圈大致呈球对称，角直径达 3° ，

线直径为40秒差距，距离770秒差距。圈的不同部分的膨胀速度略有差异，为100千米/秒左右。估计它是大约5万年以前的一颗超新星爆发的遗迹。气壳抛出后由于受到星际物质的阻碍，膨胀速度逐渐减小，到如今已降到很低的数值了。



图 9.27 天鹅座圈——一颗超新星的遗迹(用对红光敏感的底片拍摄)

仙后A是天空中除太阳以外最强的射电源(图9.28)，角直径4.2'。在该源的位置上没有明亮的星云，但有许多微弱的纤维和星云碎片。碎片以7400千米/秒的速度离开一个中心点。仔细分析

碎片位置随时间的变化，得出仙后A应是公元1700年左右一颗超新星爆发的遗迹的结论。虽然这是一个最年轻的超新星遗迹，但离太阳很远，距离3400秒差距，由于受到星际物质的遮掩，大部分遗迹在光学波段上不能看到。这颗超新星爆发时，视亮度必定较暗，没有引起人们的注意，因而历史上没有关于它的记载。



图 9.28 仙后A的射电亮度分布(曲线)和用光学望远镜拍摄的同一天区的照片的重叠图。黑点是星，黑斑是星云物质。右上角的方框表示测量射电望远镜分辨本领的射束宽度。

超新星抛出速度很高的气壳，在星际气体中产生激波，气体加热到几百万度以上的温度便发射X射线。用卫星携带的X射线探测器已观测到了从一些超新星遗迹发射的X射线。天鹅座圈比仙后A年龄大得多，前者发射的X射线的能量(频率)比后者低，因

为对于前者气壳的膨胀速度已很小了。

二、两类超新星

根据河外超新星亮度变化和光谱的观测资料，超新星明显地可以分为两类，以Ⅰ型和Ⅱ型标记。

Ⅰ型超新星的光变曲线的形状彼此很相似(图9.29)。亮度上升很快，极大时典型的绝对星等为 -19^m 。极大过后20~30天亮度下降 $2^m \sim 3^m$ ，这一段亮度初降的曲线近似具有指数函数的形状。然后亮度下降变得较缓慢。在可见光区爆发辐射出的能量为 $10^{42} \sim 10^{43}$ 焦。在Ⅰ型超新星的光谱中连续谱是主要成分，此外有非常宽的发射带和吸收带，这些带难以辨认，可能是由一些谱线重叠而成。光谱中缺乏氢线，表明这类超新星氢含量很低，主要由重元素组成。气壳的膨胀速度可达12000千米/秒。Ⅰ型超新星常在椭圆星系中观测到，属于星族Ⅱ。第谷超新星已确定是Ⅰ型。

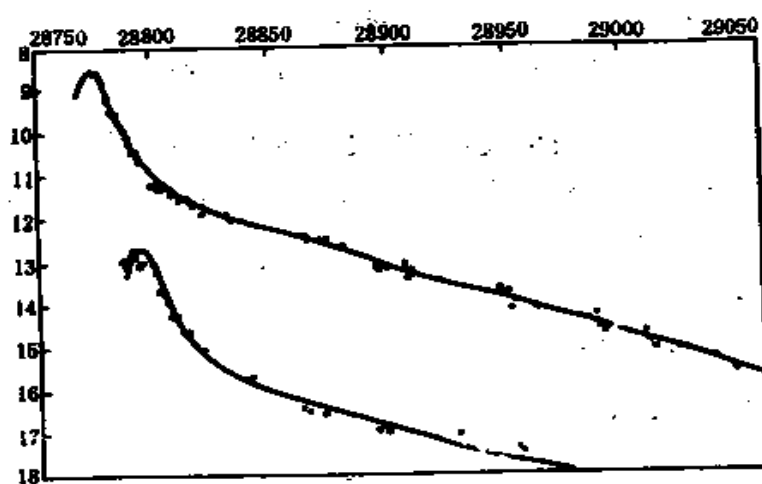


图 9.29 星系IC4182(上)和NGC1003(下)中出现的两颗Ⅰ型超新星的光变曲线，纵座标是照相星等，横座标为儒略日

Ⅱ型超新星的光变曲线的形状彼此差别较大(图9.30)。亮度

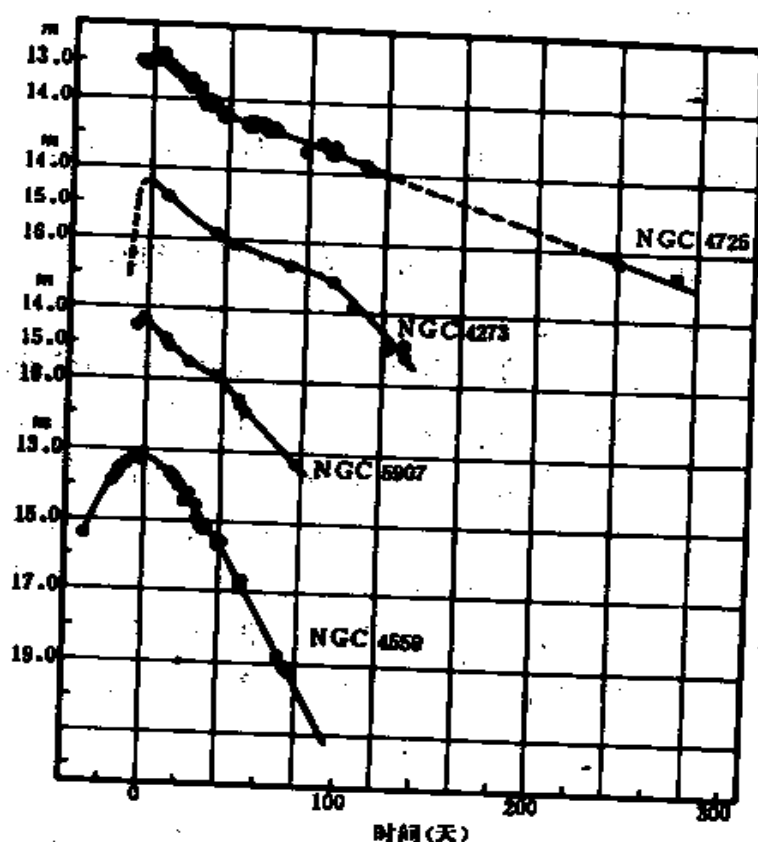


图 9.30 四颗 II 型超新星的光变曲线

上升和初降跟 I 型超新星类似,极大时典型的绝对星等为 -17^m , 比 I 型暗两个星等。区别于 I 型的主要特征是极大以后亮度大约下降 1.5^m 时光变曲线上出现一个向上凸的“肩膀”,在这之后光变曲线下降比 I 型陡。可见光区辐射的能量比 I 型超新星大约低一个数量级。II 型超新星的光谱在亮度极大时是连续谱,没有吸收线和发射线,连续谱的强度分布相当于 O 型星。极大过后一星期,在氢的 H_α 和 H_β 线附近出现由弱到强的发射带。此后,紫外区的连续谱逐渐减弱,而宽的发射和吸收带很显著,与新星的光谱类似,但带的宽度比新星宽得多,膨胀速度达 7000 千米/秒左右。II 型超新星氢含量高,常出现在星系的旋臂区域,属于星族 I。

超新星抛出的物质的质量估计为 $1 \sim 10M_{\odot}$ ，动能达 $10^{43} \sim 10^{44}$ 焦，加上辐射能量，一颗超新星释放的总能量可达 10^{44} 焦。如此大的爆发规模对一颗恒星来说是灾难性的，它的结构将发生很大的变化，甚至整颗星被炸毁。而新星爆发时只损失很小一部分质量，它们可以再次爆发。因此超新星与新星有本质上的区别。与新星类似，可以利用超新星亮度极大时绝对星等的统计资料来测定它们所在的星系的距离。

三、蟹状星云

1. 简短的历史回顾 在众多的超新星遗迹中，研究最广泛、对现代天文学产生最深远影响的当推金牛座中的蟹状星云（彩照 9），它是公元 1054 年超新星的遗迹。关于这颗超新星的出现全世界只有我国和日本有记载，其中我国的记载较详细。

宋朝的司天监（宫廷天文学家）在前后一百多年时间内，相继于公元 1006、1054 和 1181 年记录的三颗客星，尤其是公元 1054 年记录的客星，在九个世纪以后为我国赢得了世界的声誉。当今，国际上几乎所有论述蟹状星云或超新星及其遗迹的专著和通俗文章少不了要提到中国的记载。关于公元 1054 年超新星我国古书上有多次记录。例如，《宋史·天文志》记载“至和元年五月己丑，（客星）出天关东南可数寸，岁余稍没。”《宋史·仁宗本纪》记有：“嘉祐元年三月辛未司天监言：自至和元年五月，客星晨出东方，守天关，至是没。”《宋会要》中的记录是：“嘉祐元年三月，司天监言：‘客星没，客去之兆也。’初，至和元年五月，晨出东方，守天关。昼见如太白，芒角四出，色赤白，凡见二十三日。”从这些记录可知：这颗超新星于 1054 年 7 月 4 日（至和元年五月己丑）出现，位置在金牛 ζ （天关）附近，有二十三天在白天能见到，象金星（太白）那样亮，由此估计它最亮时的目视星等约为 -5^m 。到 1056 年 4 月 6 日（嘉祐元年三月辛未）消失。故用肉眼能看到的时间达 21 个月。

令人感到奇怪的是这样一个明亮的天界不速之客在阿拉伯和欧洲竟没有任何的记载。发现这颗超新星留下的遗迹必须等到望远镜发明之后。1731年，英国一位内科医生、业余天文学家比维斯(J. Bevis)首先用望远镜在金牛 ϵ 近旁看到了一个模糊的云雾状天体，当然他并不知道公元1054年的客星。法国天文学家梅西耶(C. Messier)从1771年起陆续发表了他的星云和星团观测资料，把蟹状星云列为第一号天体，称为M1。十九世纪中叶英国人罗斯用自制的大望远镜看到了蟹状星云的纤维状结构，它酷似蟹钳，从此蟹状星云的名字就叫开了。1921年，美国洛威尔天文台的兰普兰特(C. D. Lampland)比较相隔八年以上拍摄的蟹状星云照片，威尔逊山天文台的邓肯(J. C. Duncan)利用两张由口径1.5米反射望远镜相隔11.5年拍摄的照片，互相独立地发现蟹状星云在膨胀。美国天文学家哈勃注意到，按照蟹状星云的膨胀速率，膨胀大约开始于900年之前，他于1928年首先提出蟹状星云是公元1054年客星事件的产物。对蟹状星云研究的黄金时代是在五十年代以后到来的。

2. 概况 蟹状星云离太阳2000秒差距，光学区域的角大小为 $7' \times 4.8'$ ，相应的线大小为4秒差距 $\times$ 3秒差距。质量难以精确估计，大概为 $2 \sim 3 M_{\odot}$ 。由距离的数据以及根据我国的记录判断的公元1054年超新星亮度极大时目视星等为 -5^m ，并考虑到星际物质消光的影响，估计该超新星亮度极大时绝对星等约为 -18^m 。

在彩色照片上可以清晰地看出蟹状星云的结构，里面部分呈弥漫的星云状，发蓝色的光辉；外面部分由红色的纤维构成。蓝色区域的光谱是连续谱。纤维的光谱中有强发射线，主要是氢的巴耳末线以及O II、O III、N II、Ne III和S II的禁线。由于在 $H\alpha$ 谱线中的辐射占上风，所以纤维呈红色。纤维中原子的电离是由蓝色区域的紫外辐射引起的。从发射线的多普勒位移得出纤维在膨

胀, 最大的速度达1500千米/秒。

四十年代末, 证认了强射电源金牛A 的光学天体就是蟹状星云。实际上, 强射电辐射是从蟹状星云的蓝色区域发出的。六十年代中, 观测到该星云中央角直径2'的区域发射X 射线。六十年代末, 接收到它的红外辐射和 γ 射线。从这些发现不仅可以得到在不同波段上蟹状星云的辐射谱, 而且估计出在整个电磁频谱它的辐射功率为 1.0×10^{31} 瓦。图9.31是根据观测资料绘出的蟹状星云的辐射谱, 频率 ν 以赫为单位, $S(\nu)$ 表示在地球上接收到的单色辐射流量密度, 以瓦/(米²·赫)为单位。在以对数为标度的这张图上, 射电、红外和光学、X 射线波段的辐射谱都是直线, 也就是说蟹状星云的辐射谱是幂律谱, 可表示成

$$S(\nu) \propto \nu^{\alpha}, \quad (9.4)$$

其中 α 称为频谱指数。在射电波段, $\alpha = -0.26$; 在红外和光学波段, $\alpha = -0.9$; 在X 射线波段, $\alpha = -1.2$ 。

3. 同步加速辐射 现在普遍认为, 幂律谱产生的机制是同步加速辐射。四十年代中期, 原子核物理学家研制了一种名叫同

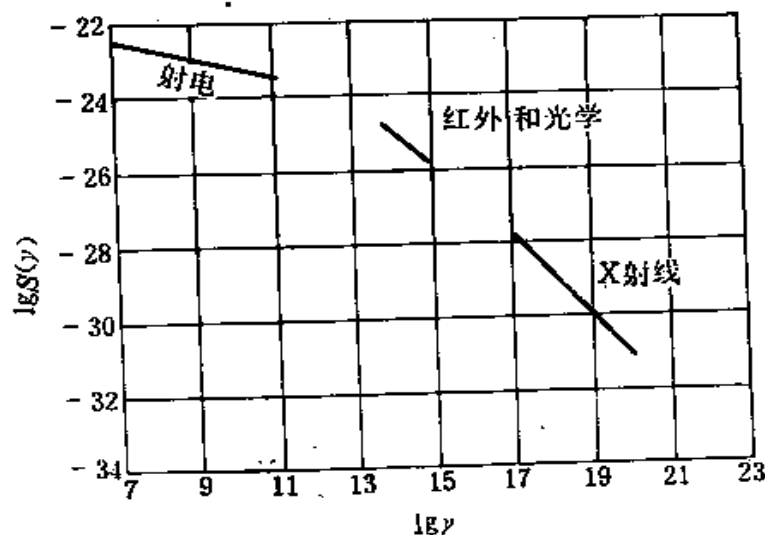


图 9.31 蟹状星云的辐射谱

步加速器的新型加速器,能加速粒子达到 10^8 电子伏的能量。美国的一组科学家通过一台产生高能电子的同步加速器的玻璃窗看到了一种迷人的现象:高速运动着的电子在其运动的方向上发射出很强的光,当电子的能量为 3×10^7 电子伏时,光呈暗红色;能量达到 8×10^7 电子伏时,光呈蓝白色。通过偏振器观察,当偏振器取某一个方向时可以看到很强的光,在它旋转了 90° 后就几乎看不到光了。表明这种光是偏振的。最初在同步加速器中发现的这种光遂取名为同步加速辐射,又叫做磁轳致辐射,它是在磁场中的相对论性电子(速度接近光速的电子)绕磁力线作螺旋运动时发射的。辐射集中在沿电子运动方向的很窄的角度内,成束状。辐射的频率(波长)依赖于电子的速度和磁场强度,因而这种机制可以产生任何频率(波长)的辐射,而且辐射是偏振的(图9.32)。

对于蟹状星云,发蓝色可见光的里面区域的连续辐射机制,从

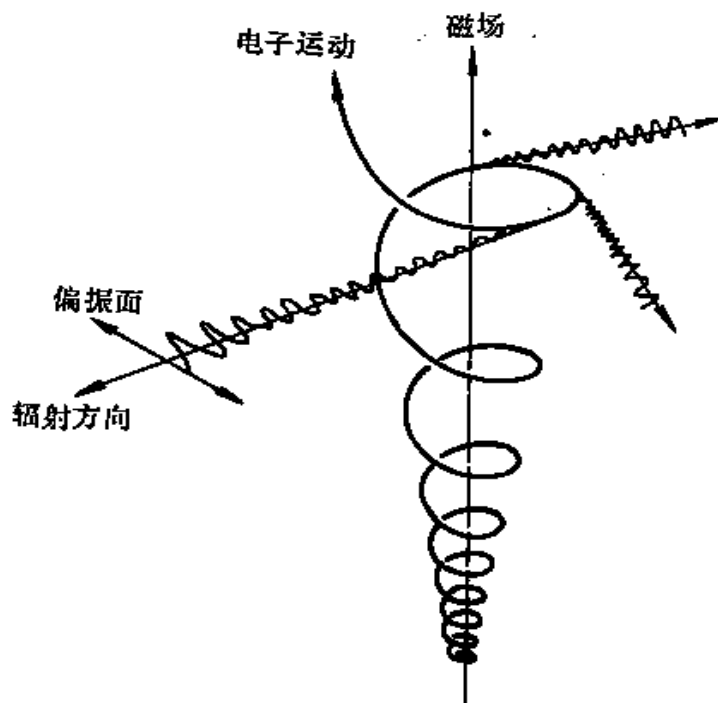


图 9.32 磁场中相对论性电子的同步加速辐射

射电波到X射线甚至 γ 射线，都是电子的同步加速辐射。详细计算表明，在强度为 $10^{-8} \sim 10^{-9}$ 特的磁场中运动的相对论性电子可以产生观测到的辐射。而且，蟹状星云内磁场的方向只要不是完全无规则，偏振面的取向便有序，辐射带有一定程度的偏振。当辐射通过偏振器，随偏振器取向不同，强度发生变化，在最强和最弱的两个方向上强度之差与强度之和的比率称为偏振度，用以衡量辐射的偏振程度。观测已证实了蟹状星云的辐射是偏振的，光学偏振度在局部区域大于50%，X射线偏振度约为15%，射电偏振度小于10%。偏振的存在是同步加速辐射的有力证据，因为其他的连续辐射机制，如黑体辐射以及自由电子在离子电场中的自由-自由跃迁，都不具有偏振的性质。

应当指出，蟹状星云是唯一被确证具有同步加速辐射的超新星遗迹，其他超新星遗迹的辐射认为是由于激波加热星际气体而产生的。蟹状星云的这种特有的性质使它不能代表超新星遗迹的普遍性质。

虽然同步加速辐射能解释蟹状星云的连续谱，但又提出了发射高能光子的电子能维持多久的问题。电子静质量的能量为0.51兆电子伏，尽管速度接近光速时能量可以大大增加，但它辐射的损失也是可观的。在蟹状星云的磁场强度的条件下，发射X射线的电子估计一年左右就消耗了大部分能量，而发射光学和射电辐射了。一年仅占蟹状星云年龄的0.1%。因此蟹状星云内必须有一个不断补充高能电子的源，或者存在一种机制使电子重新获得加速。这个谜直到六十年代发现蟹状星云中央的一颗星是脉冲星后才开始揭开。关于脉冲星将在§9.8中专门介绍。

蟹状星云和位于它中央的脉冲星一起，集射电、红外、光学、X射线和 γ 射线辐射于一身，是天文学上独一无二的珍品。一位著名的天文学家在评论现代天文学时，曾认为蟹状星云占了一半，所有其他的领域占另一半。虽然这是过分的夸张，但可以看到蟹状

星云在国际天文界受到重视的程度。

四、爆发原因

无论从释放的能量还是从损失的质量来衡量，超新星爆发的规模远比新星大，因而不可能象新星那样爆发发生在外层，必须从核心找原因。探索超新星爆发的原因和详细过程跟天文学上很多问题的研究一样，是通过计算许多模拟的模型进行的，模型是否正确，必须受观测资料检验。由于超新星的观测资料很贫乏以及爆发过程极其迅速、涉及的物理因素十分复杂，对这个问题还没有取得确定的答案。

超新星爆发之前属于什么类型的恒星？观测没有提供任何资料。重要的质量数据也是不明确的，主要依据Ⅰ型超新星属于星族Ⅱ，Ⅱ型超新星属于星族Ⅰ的线索，从统计上来说，Ⅱ型超新星是大质量恒星，而Ⅰ型超新星质量较小。

对Ⅱ型超新星的模型，一般取质量大于 $8 M_{\odot}$ ，爆发发生在大质量恒星演化到形成了由铁构成的核心以后的阶段（关于恒星演化见§10.6）。这时中心温度和密度分别达 10^9 开和 10^{11} 千克/米³的数量级。铁原子核有一个根本不同于其他元素的原子核的性质，即它的结合能最大，当铁原子核进行聚变或裂变反应时，不是释放能量，而是吸收能量。大约在 5×10^9 开的核心温度下，光子有很高的能量能穿入铁原子核，使铁裂变成氦。在此过程中，星核消耗了大量能量，不能维持足够高的压力来抗衡引力，星核便坍缩，温度和密度很快升高，导致电子和质子结合形成中子，并伴随产生了中微子。中微子逃逸又带走了大量能量，使星核坍缩进行得非常快，最大坍缩速度可达 10^7 米/秒以上。这种快速坍缩过程称为暴缩。由于越靠近星核中心，坍缩速度越小，当中心区域的密度数值高达原子核密度以上时，坍缩突然被阻止，但星核的外区仍在自由下落，便出现了反弹，产生向外传播的激波。激波

携带着大量的能量，如果它传播到星核表面时，使得原先向内下落的星核表面壳层发生速度反转，并达到逃逸速度，则壳层就被抛射出去，形成了Ⅱ型超新星爆发。

I型超新星的质量估计与太阳相差不大，但却也能产生如此激烈的爆发，曾使人感到费解。现在倾向于用双星模型解释。I型超新星是由一颗白矮星和一颗普通恒星组成的双星系统，该白矮星的质量很接近于它的极限值(见§9.7)，并拥有一个由碳和氧构成的核心。气体从普通恒星流向白矮星，后者的质量增加。当白矮星的质量超过极限值时，星体便坍缩，核心温度上升，发生了碳原子核的聚变反应。这种核反应是爆炸性的，引起了星体爆发。这类爆发大都把星体炸毁，没有留下致密的星核。

现在普遍认为，许多重元素只能在超新星内部的条件下通过核反应形成(见§10.6)。随着超新星爆发，各种重元素被抛入星际空间，成为以后形成的星球的一部分原料。按照这种观点，地球上存在的、包括组成人体的重元素中有很多原先是在超新星内形成的。

自从公元1604年开普勒超新星问世以来，人类已将近400年没有看到银河系内的超新星了。毫无疑问，凭借现代的观测技术，一颗新的银河超新星的出现，将使天文学家获得无可估量的重大成果。无论是专业人员还是门外汉，如果在一生中能目睹超新星爆发这种银河系内最壮丽的天象，都将是一件很幸运的事。

超新星爆发对一颗恒星来说是毁灭性的事件。构成星体的大部分甚至全部物质被炸散了，留下的可能有体积极小密度极高的星核——可能是中子星或黑洞。以下三节将分别叙述处于恒星演化的最后阶段的三类致密天体：白矮星、中子星和黑洞。

§9.7 白矮星

一、概况

在赫罗图下方远离主序的广阔区域内散布着一些恒星，它们

的光度低，表面温度大都较高，呈白色。这些星就是白矮星。

1844年，贝塞耳根据天狼星移动路径中出现的波浪形推断它必定有一颗没有看见的伴星（图9.33）。1862年，美国人克拉克（A. Clark）用他自己制造的当时最大的口径47厘米折射望远镜看到了这颗伴星。原来，天上最亮的天狼星是一个双星系统，绕转周期50年，亮的主星遂称为天狼A，暗的伴星叫天狼B（图9.34）。天狼B

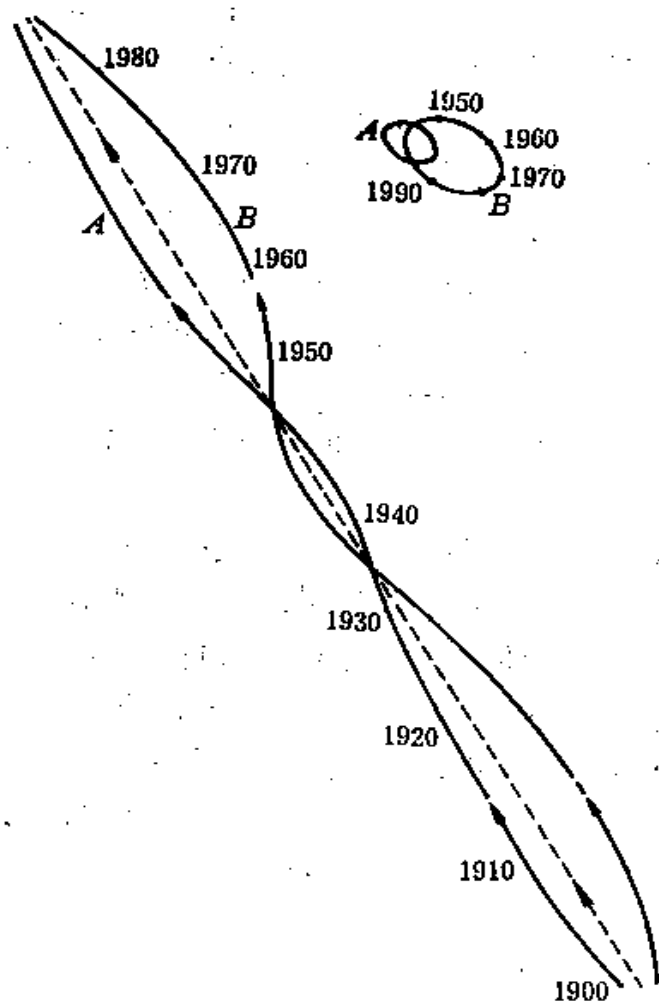


图 9.33 天狼 A 和 B 自本世纪以来描出的轨迹（实线），虚线是这个双星系统质心的轨迹。右上表示，天狼 A 和 B 相对于它们质心的轨道



图 9.34 天狼 A 和 B 的像。天狼 A 的特殊形状是因光阑的衍射造成的。右边的小亮点是天狼 B

的目视星等为 8.68^m，天狼 A 为 -1.45^m，两者相差 10 个星等，即亮度相差一万倍，这对天狼 B 的观测带来不小的困难。到 1915 年才确定天狼 B 不是一颗普通的主序星，它呈白色，表面温度与天狼 A 相差不大，因此亮度的很大差异主要是由表面积的不同引起的。七十年代中期，通过观测紫外辐射的卫星发现在光谱的这一波段上天狼 B 与比它亮得多的天狼 A 的辐射可以区分开来，于是测得天狼 B 的连续辐射能量的峰值落在 110.0 纳米波长处，对应的有效温度为 26000 开，再由光度数据，算出半径等于 0.0073 $R_{\odot}$ 。根据天狼 B 的轨道运动，最新测定的质量数据是 1.05 $M_{\odot}$ 。因而天狼 B 的质量跟太阳差不多，但体积只有地球的一半，它的平均密度达 3.8×10^9 千克/米³，比水的密度大 3.8×10^6 倍。

天狼 B 是最早被发现的白矮星。继它之后陆续又有不少发现，有的是双星成员，有的是单星。至今已观测到 1000 多颗白矮星。它们的光度很低，绝对目视星等在 8^m ~ 16^m 的范围内，因此只有离太阳不太远的白矮星才能观测到。除天狼 B 之外，小犬 α （南河三）

为 $10^8 \sim 10^{12}$ 千克/米³。

二、简并电子气和钱德拉塞卡极限

1. 简并电子气 白矮星是一类与主序星不同的稳定恒星。在主序星内部，跟指向中心的引力相抗衡的向外的力是气体压力或辐射压力的梯度，这两种压力都具有热的性质，是靠星核内进行的核聚变反应释放的热能来维持的。但当星体内核燃料用完，核反应停止时，引力必定要占上风，星体便收缩，直至有另外的力能抵抗住引力，星体才能稳定下来。白矮星正是代表了核反应停止后恒星的一种稳定结构，它们不遵守主序星的质光关系和质量-半径关系，它们的密度比主序星大得多，在结构上必定与主序星差别很大。那么，在白矮星内跟引力相抗衡的是什么力呢？

1924年爱丁顿认为，在白矮星内部的高温条件下原子失去了电子，裸原子核得以挤在一起，造成了白矮星的高密度。在费米(E. Fermi)和狄拉克(P. Dirac)提出了电子气的量子统计理论后，紧接着福勒(R. H. Fowler)于1926年指出，在白矮星内部电子气的简并压力可以抗衡引力。这种压力是量子力学中泡利不相容原理的直接结果。该原理说，在同一个状态只能由一个电子占有，而不允许容纳两个或两个以上的电子(对于质子和中子也同样)。电子的状态是由它的位置和动量决定的。考虑一个小体元并向它注入电子，先注入的电子首先占满了动量最低的状态，后注入的电子只能占据动量越来越高的状态。因此，当电子的密度很高时，必定有一些电子具有很高的动量，它们的速度甚至可以接近光速。电子运动对周围的粒子施加了压力，正如在通常的气体中压力是由原子或分子的热运动产生的。但不同的是，在现在的情形中电子获得很高的动量不是由足够高的温度激发的，而是泡利不相容原理对同一状态上电子数的限制所引起。这种电子不再遵守理想气体的规律，称为简并电子，它们的压力称为简并压力。

2. 简并电子气的物态方程 微观粒子并不是经典力学所描述的位置和动量都能确定的粒子,由于既有粒子性又有波动性,它们的位置和动量是不能同时精确测定的,位置和动量的不确定由海森伯(W. Heisenberg)的测不准关系描述:

$$(\text{位置的不确定量}) \times (\text{动量的不确定量}) = h,$$

其中 h 是普朗克常数。由此得出,粒子所占的体积越小,它的动量不确定量越大。

利用测不准关系可以定性地推导出简并电子气的物态方程——简并压力和密度之间的关系。压力 P 近似表为 $p = nm_e v^2$,其中 n 是单位体积中的电子数, m_e 是电子的质量, v 是电子的平均速度。若在体积 V 内有 N 个原子,则 $n \propto \frac{N}{V}$,比例系数跟气体的化学组成有关,因为不同元素的原子电离时提供的电子数是不等的。作为数量级估计,每个电子被限制的体积 $\propto \frac{V}{N}$,所以位置

的不确定量 $\propto (\frac{V}{N})^{\frac{1}{3}}$ 。动量的不确定量取为与 $m_e v$ 同数量级。由测不准关系,得

$$v \propto \frac{h}{m_e} \left(\frac{N}{V} \right)^{\frac{1}{3}},$$

于是

$$P \propto \left(\frac{N}{V} \right)^{\frac{5}{3}} \propto \rho^{\frac{5}{3}}, \quad (9.5)$$

其中 ρ 是气体的密度。跟理想气体的物态方程(8.21)式不同,简并压力与温度无关。对于理想气体,温度固定时,压力与密度成正比;但对于简并电子气,压力依赖于密度的 $\frac{5}{3}$ 次幂。因而在密度很高的情况下,简并压力可以远远超过通常的气体压力。当密

度更高时,许多电子具有非常大的动量,速度接近光速,这些电子成为相对论性的。相对论性电子气的简并压力跟密度的关系为

$$P \propto \left(\frac{N}{V}\right)^{\frac{4}{3}} \propto \rho^{\frac{4}{3}} \quad (9.6)$$

与温度仍无关。

3. 钱德拉塞卡极限 白矮星的稳定结构就是由向外的电子气的简并压力的梯度与向里的引力相平衡造成的。引力 $F \propto \frac{\rho M}{R^2} \propto \frac{M^2}{R^5}$, 其中 M 和 R 分别为白矮星的质量和半径。对于非相对论性简并电子气, 压力梯度 $\propto \frac{P}{R} \propto \frac{\rho^{\frac{4}{3}}}{R} \propto \frac{M^{\frac{4}{3}}}{R^6}$ 。在这两个力相平衡的情况下, 得到白矮星的质量-半径关系:

$$R \propto M^{-\frac{1}{3}} \quad (9.7)$$

这就说明了白矮星的质量越大, 半径则越小的特性。

随着白矮星质量增加和半径减小, 电子被局限于更小的空间区域内, 有更多的电子占据了动量很大的状态, 成为相对论性的。此时需应用相对论性电子气的简并压力的公式, 压力梯度 $\propto \frac{P}{R} \propto \frac{\rho^{\frac{4}{3}}}{R} \propto \frac{M^{\frac{4}{3}}}{R^5}$ 。令压力梯度与引力相等, 半径 R 便约去。这意味着已不可能适当调节白矮星的半径来达到平衡状态了。于是, 白矮星的质量存在一个上限, 超过此上限, 电子气的简并压力不再能跟引力抗衡。1932年, 苏联物理学家朗道预言了白矮星存在极限质量。1935年, 印度出生的美国天文学家钱德拉塞卡计算了白矮星的内部结构, 得出了这个极限质量为 $1.44M_{\odot}$, 世称钱德拉塞卡极限。由于计算了白矮星的极限质量以及其他方面的许多杰出成就, 钱德拉塞卡获得了1983年诺贝尔物理学奖。白矮星的极限质量与白矮星的化学组成有关。根据恒星演化的理论, 白矮星

内部氢已全部枯竭， $1.44M_{\odot}$ 的极限值是对氢丰度为零的化学组成计算的结果。

三、其他几个问题

应当指出，钱德拉塞卡极限是在假定白矮星不自转的条件下得出的，如果白矮星自转很快，离心力抵消了一部分引力，白矮星的最大质量就能大大超过钱德拉塞卡极限。然而，除了在某些特殊的双星中的白矮星之外，大多数白矮星自转并不快，视自转速度 $v \sin i$ 都小于50~60千米/秒。

根据光谱中氢、氦或其他元素的谱线的塞曼分裂，或者通过对辐射的偏振观测，到七十年代末已发现了13颗磁白矮星(单星)，表面磁场强度为 $3 \times 10^2 \sim 10^4$ 特；另外发现四颗磁白矮星是双星的成员，包括武仙DQ和武仙AM，前者即1934年武仙座新星，后者是一颗著名的矮新星，在§9.15中将较详细讲它。强磁场的存在也有助于抗衡引力，因而会提高极限质量的数值。

白矮星的质量存在上限，意味着只有质量小于钱德拉塞卡极限的恒星，或者质量虽然大于该极限，但在演化过程中损失了多余质量的恒星才能演变成白矮星。行星状星云(见§10.3)是它的中央星抛出气体形成的，中央星正在损失质量，现在普遍认为它们是大多数白矮星的前身。其他被认为可能是白矮星前身的星是O型和B型亚矮星，特别是其中表面重力较高的星。由于电子简并压力的抗衡，白矮星不会再收缩释放引力势能。对于孤立的白矮星已丧失了产能的手段，仅靠内部贮藏的热能来维持辐射，它们逐渐冷却，经过几十亿年的时间便不发光，成为“黑”矮星。然而对于双星中的白矮星，如果另一子星有物质流向其表面，便有相当可观的引力势能转化成热能辐射出去，白矮星就显得较明亮。在§9.4中提到的鲸鱼 α 的伴星就是一例，它比一般的白矮星的光度大。白矮星跟新星和I型超新星爆发的关系在前两节中已讲到，

不再赘述。

白矮星表面具有很强的引力场。按照爱因斯坦的广义相对论,时钟走动的快慢与它所处的引力场的强弱有关,引力场越强,时钟走动越慢。原子发光是一种周期过程,即在一定的时间间隔内发射一个光波。于是,地球上的观测者看来,具有强引力场的天体发射的光的周期变长,即频率降低了。在光谱中的反映是谱线与正常位置相比向红端位移,这一现象称为引力红移。它也可以理解为光子脱离天体时因克服引力场而丧失了一部分能量,致使频率变低。在白矮星的强引力场的条件下,谱线的引力红移达到可以测量的程度,成为广义相对论的三大天文验证之一。对天狼B和波江40B进行过这种验证,在可能的误差范围内(由于白矮星质量和半径测定得不精确)观测与理论的预言是符合的。

§ 9.8 中子星和脉冲星

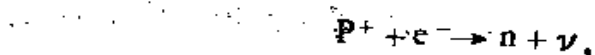
一、中子星的概念

质量超过钱德拉塞卡极限的恒星,如果在演化过程中不损失质量,一旦核燃料耗尽后会发生什么过程呢?在这种情况下,恒星坍缩到白矮星的体积,电子气的简并压力仍不能跟引力相抗衡,星体继续坍缩,密度越来越高,直至出现另外的力能支撑住星体时,坍缩才会停止。

1. 逆 β 衰变和中子星 一个孤立的中子会衰变成一个质子、一个电子和一个反中微子,这是一种 β 衰变过程¹,半衰期为12分钟。然而,当电子的速度接近光速时,可以发生如下的逆 β

¹ 上世纪末在研究铀的天然放射性时,发现它发射的射线中有一种称为 β 射线的成分是带负电的粒子,后来证实就是电子。 β 衰变是这样一个过程,在这个过程中原子核的电荷减小或增加一个单位而质量数不变。

衰变过程:



即一个高能电子(e^-)跟一个质子(p^+)碰撞,形成了一个中子(n),并发射出一个中微子(ν)。随着星体内密度升高,由于简并性,越来越多的电子获得了很大的动量。如果物质由氢组成,当密度达到 10^{10} 千克/米³时,开始出现上述的逆 β 衰变;如果物质由铁组成,则在 10^{12} 千克/米³的密度下,电子和铁原子核中的质子之间的逆 β 衰变开始发生。通常这样形成的一个富含中子的原子核会进行 β 衰变,将电子抛出。但是在高密度的情况下,由于泡利不相容原理,存在于原子核外的自由电子已占满了各种状态,阻止了原子核抛出电子。在逆 β 衰变的进程中,一方面由于电子密度减小引起电子压力降低,另一方面由于中子不带电荷引起静电斥力的丧失,星体进一步坍缩,原子核内的中子数与质子数之比率继续增大。可是,这样引起了原子核的结合力减弱。当密度大约达到 4×10^{14} 千克/米³时,中子开始从原子核内“滴出”,形成原子核外的中子流体。密度升到 10^{17} 千克/米³时,原子核便完全离解,除了混杂很少量的质子和电子外,物质几乎全部由自由中子组成。跟简并的电子类似,此时的中子也是简并的,其简并压力可以跟引力相抗衡,星体进入了一种新的平衡状态。这种主要由中子组成的稳定恒星就是中子星。

关于在极高密度下存在简并中子流体的理论预言最早是朗道在1932年作出的。巴德和兹威基(F. Zwicky)紧接着于1934年提出超新星爆发后留下的星核可能就是中子星。

2. 中子星的质量极限 与白矮星质量的钱德拉塞卡极限相对应,由中子的简并压力支撑的中子星也应有一个质量上限,超过此上限引力仍压倒了中子的简并压力,平衡结构不存在。这个质量上限是与物态方程密切相关的。1939年,奥本海默(J. R. Oppenheimer)和沃尔科夫(G. M. Volkoff)首先计算了中子星的模

型,他们采用没有相互作用的简并中子气的物态方程,这种物态方程完全与简并电子气的物态方程(9.5)式类似,只不过将中子的质量代替了电子的质量。然而,在中子星内部的高密条件下,中子之间的相互作用已不能忽略,密度达到 10^{18} 千克/米³(与原子核密度相当)时,超子的形成已很重要,而且从表面到中心密度相差悬殊,不同的区域应有不同的物态方程,所以实际情况比单纯的中子气的简并压力复杂得多。七十年代以来,一些研究者更严格地计算了中子星模型,但由于对物质在极高密度下的物态方程了解得不很可靠,关于中子星质量的理论极限至今仍不如白矮星质量的极限那么确定,其上限估计在 $2 \sim 3 M_{\odot}$ 之间。

必须指出,从理论上来说,质量小于钱德拉塞卡极限但大于 $0.15 M_{\odot}$ ^①的恒星也容许具有稳定中子星的结构,这种低质量的中子星可能在超新星暴缩的过程中星核受到强大的压缩而形成。质量超过钱德拉塞卡极限的中子星,既可以通过超新星暴缩产生,也有可能不经历爆发过程而形成。比如,双星中的白矮星如果从另一子星获得足够多的物质,质量超过了钱德拉塞卡极限,也许会通过缓慢的非爆发性的坍缩过程变成中子星。

中子星也有与白矮星类似的质量-半径关系,质量越大,半径越小。由于中子的质量是电子的1840倍,质量大的粒子必须在更高的密度下才能成为简并的,所以中子星的半径比白矮星小得多,只有10~20千米,精确的数值依赖于质量。

二、脉冲星的发现和命名

1. 发现经过 三十年代关于中子星的理论探讨在当时看来完全是纸上谈兵,似乎并没有希望能得到观测验证,因而对中子星的研究后来就沉默下来了。过了三十年,随着脉冲星的发现,

^① 一般认为, $0.15 M_{\odot}$ 是中子星质量的下限,质量小于此值的恒星不能紧密地束缚成为中子星。

中子星成了现代天文学中最热门的研究对象之一。

1967年7月，在英国剑桥大学卡文迪许实验室所属的穆拉德射电天文台里，休伊什领导的一个小组研制成了一架用于观测小角直径射电源的行星际闪烁的射电望远镜。如所周知，恒星的光线受到地球大气的折射后，恒星看起来在闪烁，而角直径比恒星大得多的行星，由于视面上各点的闪烁互相叠加的结果，看起来不闪烁。与此类似，天体发射的射电波在到达观测者之前穿越了电离气体会受到比穿过中性气体大得多的折射，对于角直径很小的射电源就有闪烁现象，角直径大的则没有。在射电源和观测者之间有三种电离气体：恒星际空间的电离气体，弥散在行星际空间的太阳风以及地球大气中的电离层，其中行星际的太阳风对射电源的闪烁影响最大。通过观测射电源闪烁现象可以分析射电源

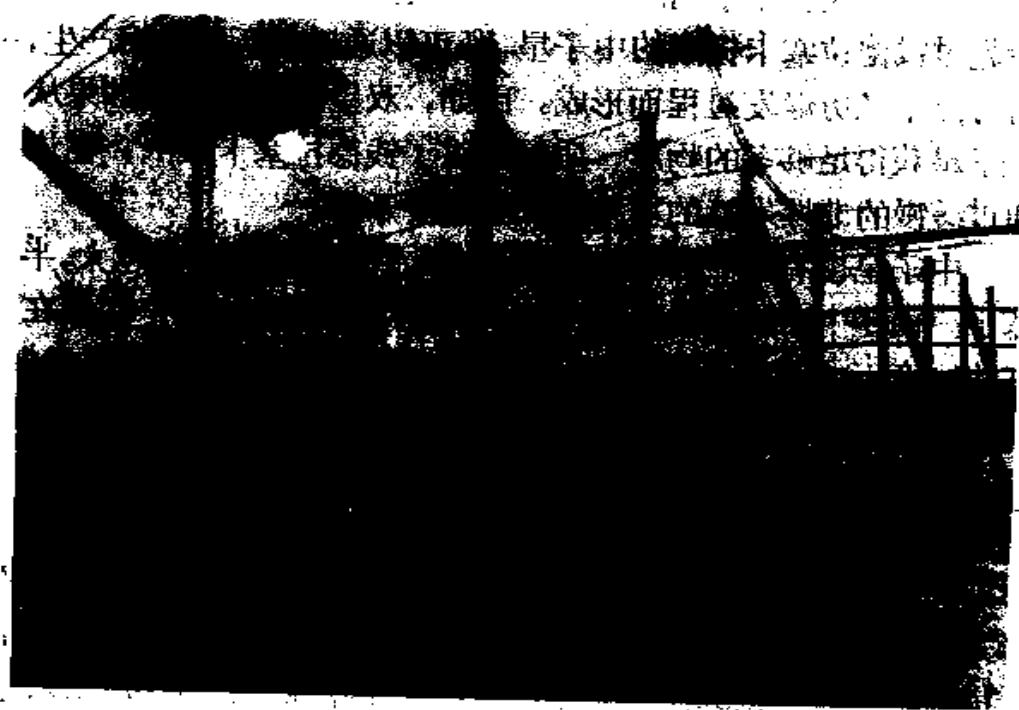


图 9.36 剑桥大学穆拉德射电天文台的一架射电望远镜的天线阵，脉冲星就是用这架望远镜发现的

角直径的大小，区分射电源是致密的还是延展的。

休伊什和他的同事设计的望远镜由安装在田野上的长方形天线阵(图9.36)和中央接收机组成，工作波长3.7米(频率81.5兆赫)，在此波长上行星际闪烁很显著。跟世界上其他的大射电望远镜相比，这架独特的望远镜的主要优点是其接收机有记录信号快变的能力。由于射电天文学家在当时并不知道有快变的射电源，为了平滑掉随机的噪声起伏，接收机普遍设计成只能接收经过几秒钟积分的平均信号，不具备发现短于一秒的信号快变的能力。此外，休伊什小组的这架望远镜的天线阵占地21150米²，这样大的接收面积使它非常灵敏，相当于一架直径165米的抛物面天线射电望远镜。

休伊什的研究生贝尔(女)被安排负责使用这架望远镜。8月6日子夜她记录到一组很强的信号起伏，而通常太阳风引起的射电源闪烁在子夜是很弱的。经过一个月的监测，信号时隐时现，但出现时的恒星时都相同，于是排除了地球上的干扰或来自太阳的可能。休伊什小组随即安装了一台能记录到信号强度更快变化的接收机，于11月28日首次看到了这个奇怪的信号源发射的信号是由一系列规则的脉冲组成的(图9.37)，脉冲的周期(两个相邻脉冲之间的时间间隔)为1.3373秒。不久，贝尔又发现另外三个源，脉冲周期都是一秒左右。

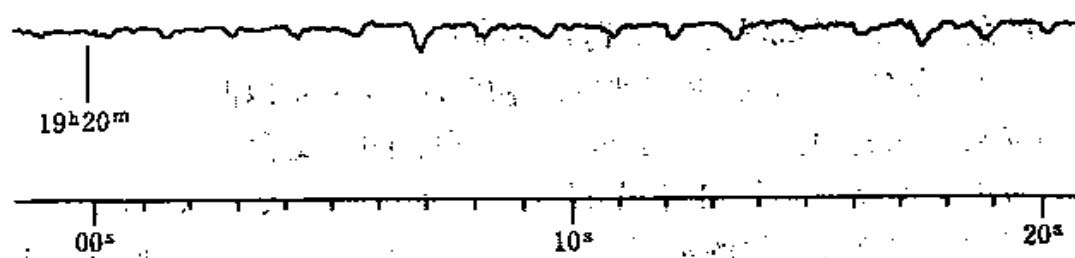


图 9.37 1967年11月28日第一颗脉冲星CP1919
的射电脉冲观测记录(强度向下增加)

休伊什和他的同事一度曾设想他们观测到的规则的射电脉冲是从地外文明世界发出的信号，但这种引人入胜的想法很快放弃了。因为任何外星人都应居住在绕某颗恒星运动的行星上，作了地球绕太阳公转的改正后，没有探测到脉冲有多普勒效应。此外，脉冲的能量是在相当宽的波段中发射的，高度智慧的外星人不会如此愚蠢地浪费他们的能量。这些脉冲射电源必定是太阳系以外的天体，后来被称为脉冲星。

1968年2月24日在英国出版的一期《自然》杂志上发表了休伊什和他的同事的论文：“一个快速脉冲射电源的观测”，在这篇著名的论文中作者宣布了他们的发现，并分析了脉冲射电源的性质，提出了建立在白矮星或中子星基础上的模型。剑桥天文学家的这一发现震动了国际天文界，许多天文学家投入到研究脉冲星的洪流之中。观测上的新发现和理论上不断深入的研究成果纷至沓来。

在新发现的脉冲星中，特别重要的是1968年冬发现的位于船帆座超新星遗迹中的脉冲星和位于蟹状星云中的脉冲星，它们的脉冲周期分别为0.0892秒和0.0331秒。1969年和1970年又先后发现蟹状星云射电脉冲星的光学、X射线和 γ 射线脉冲，周期与射电脉冲的周期一致。它发射的能量主要集中在X射线波段。在光学上，它是一颗15^m的星，光谱很特殊，只有连续谱，没有吸收线，很久以来就怀疑它是公元1054年超新星爆发后留下的星核。1977年，发现了船帆座射电脉冲星的光学脉冲。然而，对所有其他的射电脉冲星都没有观测到光学脉冲。

2. 命名 在脉冲星研究的初期，脉冲星是以两个字母附上四位数字取名的。第一个字母标志发现它的天文台，第二个字母P为英文词“Pulsar”（脉冲星）的词头，四位数字表示以1950.0年为历元^①的该脉冲星的赤经的小时和分。例如，CP代表剑桥脉冲

① 由于岁差和章动（见§13.4）的影响，天球坐标系在随时间变化，因此天体的坐标应指明是对什么时刻（历元）而言的。

星, 休伊什小组发现的第一颗脉冲星名叫CP1919, 它的赤经是 $19^h 19^m$ 。HP为美国哈佛大学发现的脉冲星; NP系美国国家射电天文台发现的脉冲星, 蟹状星云脉冲星名叫NP0531¹; AP代表美国康奈尔大学设在波多黎各的阿雷西博射电天文台发现的脉冲星; MP为澳大利亚悉尼大学莫隆洛射电天文台发现的脉冲星。后来, 为了有一个统一的命名法, 采用了三个字母PSR (“Pulsar”的缩写), 并附以赤经的数字、赤纬的正负号和度数来命名。例如, 第一颗发现的脉冲星名为PSR 1919 + 21, 蟹状星云脉冲星和船帆座脉冲星分别为PSR0531 + 21和PSR0833 - 45。

三、脉冲星的主要观测特征

到1986年初已发现了约450颗脉冲星, 从它们大量的观测资料中列举出如下的主要特征。

(1) 在1982年以前, 观测到的脉冲星的周期在0.03~4.3秒范围内, 其中周期大于两秒的很少。PSR0531 + 21的周期最短, PSR0833 - 45是第三颗周期最短的脉冲星。脉冲持续时间多数在0.001~0.05秒之间。

1982年9月在阿雷西博射电天文台发现了一颗脉冲星PSR 1937 + 214, 周期为1.5578毫秒。1983年发现的PSR1953 + 29, 周期为6.1337毫秒。这两颗脉冲星的周期短到只有毫秒的数量级, 称为毫秒脉冲星。毫秒脉冲星比以往发现的脉冲星周期短一个数量级以上, 它们的发现在脉冲星的研究史上是重大的事件, 带来了新的研究热潮。

(2) 脉冲星的周期是极其稳定的。但是相隔一段时间, 比如几天至一年, 进行精密的测量, 发现周期也有变化, 变化的基本特征是所有脉冲星的周期变率 P (周期对时间的导数) 大于零 (即

¹ 由于定位的不确定, 在早期的文献中该脉冲星也常称为NP 0532。

周期在增长), 其数量级为 $10^{-13} \sim 10^{-15}$ 。与原子钟的周期变率 $10^{-12} \sim 10^{-13}$ 相比较, 脉冲星的守时性更佳。周期最短的脉冲星周期增长得比周期最长的脉冲星快。PSR0531+21的 $\dot{P}$ 是最大的, 为 4.2×10^{-13} , 或 3.6×10^{-8} 秒/天。然而毫秒脉冲星却不同, 例如PSR1937+214的 $\dot{P}$ 仅为 1.2×10^{-19} , 守时性比一般的脉冲星更精确得多。

个别脉冲星, 除了很规则的周期增长外, 还观测到不规则的

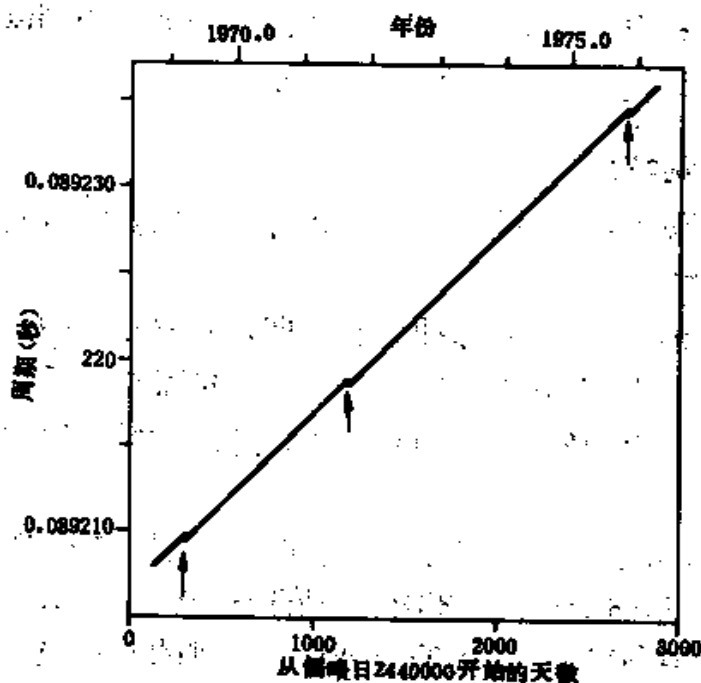


图 9.38 PSR 0833-45 (船帆座脉冲星) 从1968年至1976年间的周期变化, 其中有三处突变(箭头所示)

周期突然减小。

PSR0833-45 在1969年2月24日到3月3日之间周期大约减小了 2×10^{-7} 秒, 随后在几星期内恢复到接近正常的周期。在1971年和1975年又出现类似的突变(图9.38)。这颗脉冲星规则的周期变率是 1.1×10^{-8}

秒/天, 比突变

时的周期变率小, 而且两者变化的方向相反。PSR0531+21在1969年9月、1971年10月和1975年2月也经历了突变, 但周期减小的幅度比PSR0833-45约小100倍。这种现象称为自转突快, 因为周期突然减小是由自转突然加快引起的。

必须强调指出, 本节讲述的脉冲星是射电脉冲星, 在§9.15中将介绍的X射线脉冲星跟射电脉冲星不同, 它们的周期一般是

在变短。

(3) 脉冲星的单个脉冲辐射常常是高度偏振的，有的偏振度达100%。各个脉冲的强度和形状彼此都不相同，呈现混乱的变化。但把几百个脉冲的系列叠加起来得出的累积脉冲轮廓是相当稳定的，有单峰、双峰和多峰(图9.39)。每颗脉冲星的累积脉冲轮廓与其他脉冲星都不同，一般说来，周期短于一秒的脉冲星，多为单峰；周期长于一秒的，双峰或多峰居多。

(4) 脉冲星的射电辐射功率在 $10^{18} \sim 10^{24}$ 瓦范围内，辐射频谱具有幂律谱的形式(见(9.4)式)，频谱指数 α 一般在 $-1 \sim -3$ 之间，其中以 -1.5 左右最常见。有的频谱曲线由两段斜率不同的直线组成，则低频段的 α 很接近于 -1 (图9.40)。

(5) 由于星际物质中存在自由电子，射电脉冲的群速度略小于真空中的光速，并且跟频率有关。这种色散现象使得频率较低的脉冲的到达时间比频率较高的脉冲迟一些。测量不同频率的脉冲到达时间之差，可以估计从脉冲星到观测者的路程上自由电子的总数。如果从其他方面的研究得出了星际空间中自由电子的平

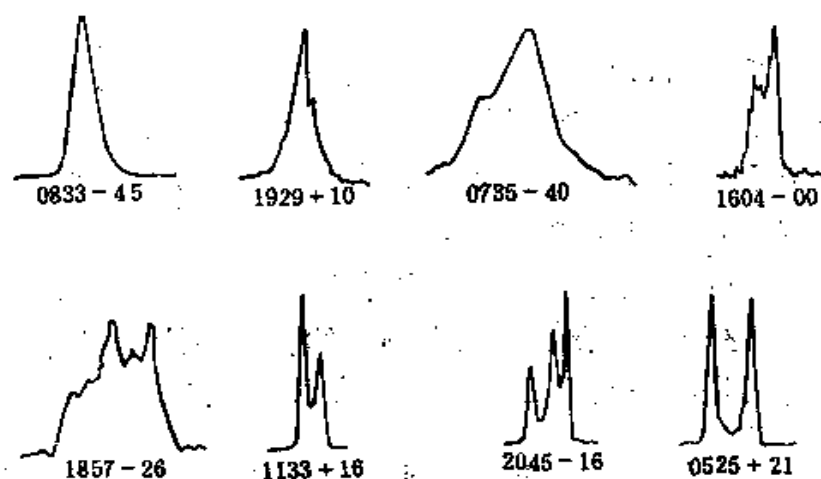


图 9.39 脉冲星的累积脉冲轮廓示例

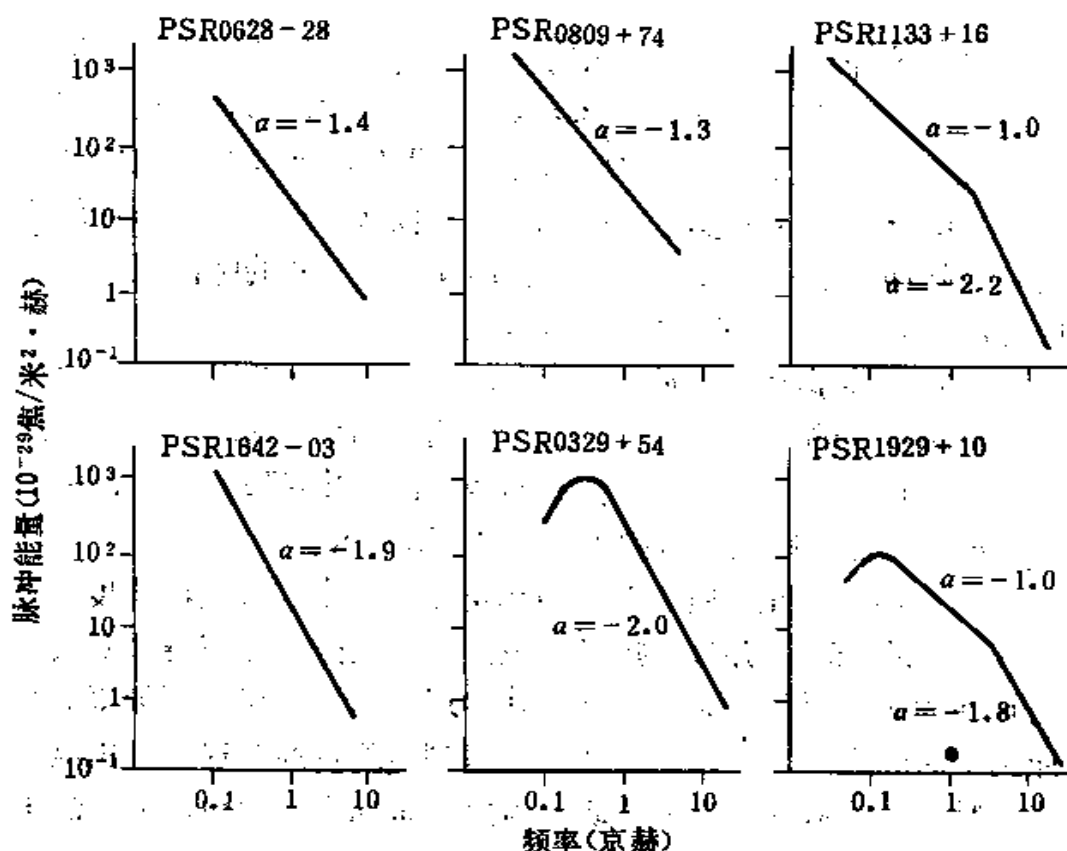


图 9.40 六颗脉冲星射电辐射的频谱曲线

均密度^①，便可近似地定出脉冲星的距离。色散测量是估计脉冲星距离的主要方法。然而应当清醒地看到，由于这种方法中包含着自由电子在星际空间中的分布到处一样的假设，所定出的脉冲星的距离不是很可靠的。

(6) 从脉冲星在天球上的位置的统计得知，它们集中在银道面的近旁。这一事实表明，已观测到的脉冲星位于银河系内^②，因为如果它们是河外的天体，其分布应是均匀的。

① 例如，对于 PSR0531+21，由于蟹状星云的距离已由光学的方法测定，它的距离是已知的，根据色散测量可以得到星际空间中自由电子的平均密度的数据。

② 已发现了一颗脉冲星在大麦哲伦云内。

(7) 在约450颗已知的脉冲星中，只有七颗是双星系统的成员，其中包括毫秒脉冲星PSR1953+29，其余都是单星。

第一颗双星脉冲星PSR1913+16发现于1974年7月，它的脉冲周期为0.059秒，除了毫秒脉冲星之外，是第二颗周期最短的。从脉冲周期很大的周期性变化，得出了它在绕另一颗星运动的结论，绕转周期为7.75小时(参阅§9.10中图9.48)。两颗子星光学上都看不见。PSR1913+16的轨道半长径与太阳半径差不多，由此可以推断另一颗星不是普通的主序星，它的体积必定很小。

四、脉冲星证认为中子星

根据脉冲星的观测资料，理论分析很快得出了脉冲星是自转中子星的结论。

首先，脉冲周期的极端规则性表明，脉冲不可能来自恒星大气中局部的扰动，而应与恒星整体的性质有关。而且，脉冲星的脉冲持续时间都只有几毫秒至几十毫秒，由此可以获悉脉冲星是体积很小的天体，其大小至多与行星相当。因为一个辐射强度呈现快变的天体，其大小不应超过在变化的时标内光传播的距离，不然，天体各部分的辐射到达观测者时强度的起伏相互平滑掉了，便显不出快变。这个结论是光速有限的结果，而不依赖于天体的性质。于是，大小不超过行星的恒星候选者只剩下白矮星和中子星。

在宇宙中，具有精确周期性的恒星的运动有三种可能的方式：双星轨道运动、星体的脉动和自转。

对于轨道运动的情况，如果两颗白矮星以几十毫秒那样短的周期绕转，则它们之间的距离应比白矮星的半径小得多。如果两颗中子星相互绕转，按照广义相对论，会产生以引力波为形式的引力辐射，在这过程中损失了能量，导致两星之间的距离减小，从而轨道运动的周期很快减小，这与观测事实不符。因此，白矮星或中子星的轨道运动都不能成立。

根据恒星脉动理论得出的脉动周期与平均密度的关系(9.3)式,用白矮星密度的数据计算,脉动周期为10秒的数量级,决不可能短于一秒;对于中子星,如果星体在脉动,周期应在1~10毫秒范围内,跟观测到的绝大多数脉冲星的脉冲周期相比又太短了。因而星体脉动也应摒弃。

恒星自转的角速度不应超过一个临界值 ω ,它由赤道上物质所受的引力与离心力相平衡的条件决定。在将星体当作球形的近似下,该条件为

$$\omega^2 R = \frac{GM}{R^2}. \quad (9.8)$$

由(9.8)式得出,对于力学上稳定的自转星,自转周期 P 必须受下式的限制:

$$P \geq (3\pi)^{1/2} (G\rho)^{-1/2}. \quad (9.9)$$

对于白矮星,自转周期至多容许短到一秒的数量级,而很多脉冲星的周期比一秒短。对于中子星,自转周期容许短到一毫秒。毫秒脉冲星虽然很接近这个临界周期,但并未超越。

由以上简短的分析可见,为了解释脉冲星非常规则又十分短的周期性,除了自转中子星(对于周期较长的情况,不能排除自转白矮星)以外,别无其他选择的余地。因此,脉冲星是自转中子星已成为公认的结论。

五、脉冲星的能源和辐射

在脉冲星证认为自转中子星之后,接着应说明自转中子星辐射能量的来源以及怎样产生了脉冲辐射。

1. 能源 脉冲星的周期就是中子星的自转周期。脉冲星的周期都在增长的观测事实表明中子星自转在变慢,因而转动能减小。对于一颗以角速度 Ω 旋转的球形中子星,转动能 W_r 可表为

$$W_r = \frac{1}{2} I \Omega^2, \quad (9.10)$$

式中, I 为转动惯量^①, 对于密度均匀分布的球体有简单的表示式

$$I = \frac{2}{5} M R^2, \quad (9.11)$$

其中 M 和 R 分别为中子星的质量和半径。 I 的数量级为 $10^{37} \sim 10^{38}$ 千克·米²。(9.10)式两边对时间求导数便得转动能的损失率为

$$\dot{W}_r = I \dot{\Omega} \dot{\Omega} = -\frac{4\pi^2 I \dot{P}}{P^3}. \quad (9.12)$$

对于 PSR0531+21, $|\dot{W}_r| \simeq 4.7 \times 10^{31}$ 瓦。而蟹状星云的辐射功率为 1×10^{31} 瓦。所以, PSR0531+21 减小的转动能足以提供蟹状星云和它自身的辐射所需的能量。如今, 脉冲星的辐射能是由中子星的转动能转化而来的看法已普遍被接受。

2. 灯塔效应 脉冲持续的时间比脉冲周期短得多使人联想起灯塔。中子星的射电辐射不是从整个星面各向同性地发出的, 而是产生于某个区域内, 而且这种辐射成束状。随着中子星自转, 辐射束指向不同的方向, 当它扫过地球的方向时, 就观测到一个脉冲。中子星每自转一周, 辐射束扫过地球一次, 因此脉冲周期就是中子星的自转周期。显然, 在这种“灯塔效应”中 (图 9.41), 辐射束越宽, 观测到的脉冲的持续时间便越长。灯塔效应又意味着已发现的 400 多颗脉冲星都是辐射束正好扫过地球的自转中子星, 必定还有许多中子星, 它们的辐射束在旋转过程中不指向地球的方向, 因而不能被发现。此外, 对于离地球太远的脉冲星, 脉冲信号很弱, 加上射电波受到大量的星际空间中自由电子的色散后, 脉冲的特征变得模糊, 以致难以发现。因此银河系内实际存在的脉冲星数目应比已发现的多得多, 估计有 10^6 颗。

3. 磁场 脉冲星的辐射为什么会成束状的? 转动能是通过什么机制转化成辐射能的呢? 这些问题远未圆满地解决。从脉冲

^① 或称惯性矩。

辐射高度偏振的观测事实以及辐射成束使人很自然地想到脉冲星

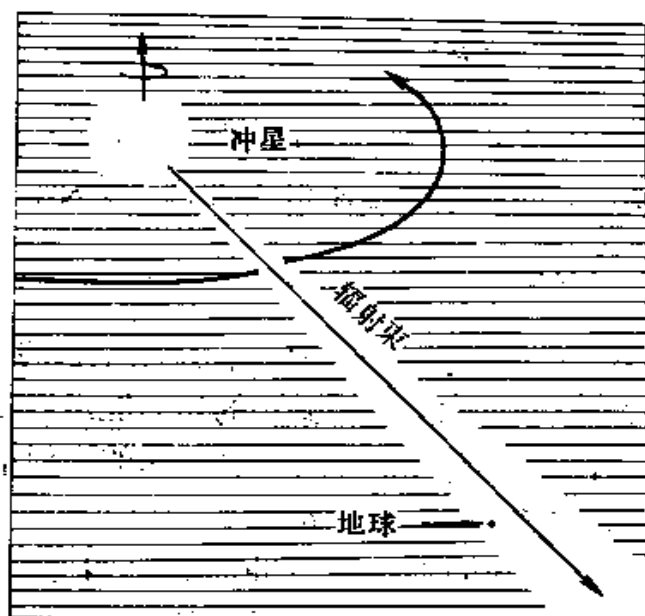


图 9.41 灯塔效应示意图

有很强的磁场，因为磁场会产生这些特性，比如，在磁场中相对论性电子的同步加速辐射具有很强的偏振性和方向性。一颗快速旋转的磁化中子星会以频率等于自转频率的电磁波的形式辐射出能量。对于 PSR0531+21 的计算表明，为了使

这种电磁波的辐射能等于中子星损失的转动能，星面的磁场强度必须为 10^8 特的数量级！如此强的磁场似乎令人难以置信，其实，按照中子星是从普通恒星坍缩演变而来的观点这是不难理解的。例如，考虑一颗原先半径为 10^6 千米的恒星坍缩到半径为 10 千米的中子星。由于恒星内部的原子都已电离，磁力线冻结在等离子体中，星体坍缩时磁通量不变，即 $4\pi R^2 B$ 保持为常数 (R 为星的半径， B 为星面的磁场强度)，则半径缩小了 10^5 倍，磁场强度便增加 10^{10} 倍。于是，只要恒星原先的表面磁场强度有 10^{-2} 特，坍缩形成的中子星就可获得 10^8 特的表面磁场。与此类似，由于星体在坍缩过程中角动量守恒，随着转动惯量减小，自转角速度相应地增加，达到中子星那样的快速自转也是容易理解的。

4. 倾斜自转磁中子星模型 关于具有极强磁场并且快速自转的中子星如何加速粒子，成束的辐射是在中子星的什么区域发射的等问题都是有争议的。例如，上一段提到的频率等于中子

星自转频率的电磁波是一种波长十分长的波，能有效地将电子加速到很大的速度，并发出同步加速辐射。又如，一个旋转的磁场可以产生电场。在中子星的表面之上应有 10^{14} 伏/米的电场，这样强的电场足以克服引力，将电子和质子拉出去，在中子星周围形成了等离子体。等离子体受强磁场控制，随磁力线一起绕中子星的自转轴转动，转动的线速度与离中子星的距离成正比。在距离

$$r_c = \frac{c}{\Omega} \approx 5 \times 10^4 P \text{ 千米} \quad (9.13)$$

处，带电粒子的转动速度达到了光速 c 。半径为 r_c 的圆柱叫做光速圆柱。对于PSR 0531+21， $r_c \approx 1600$ 千米。在光速圆柱的外面，带电粒子不再受中子星磁场控制，脱离了中子星，成为宇宙线的一种可能的来源。在光速圆柱与中子星磁赤道面相交的区域中的高速电子，沿电子运动方向发出的成束状的同步加速辐射扫过地球时便产生了脉冲辐射。另一种看法是辐射束产生于中子星表面磁极区域，并沿着磁轴发射。辐射束不论沿着磁轴发射，还是在光速圆柱处沿着磁赤道面发射，都必须假定中子星的磁轴跟自转轴不重合——倾斜自转磁中子星模型(图9.42)，方能产生灯塔效应。

六、中子星的内部结构和形成

中子星内的粒子是简并的，由于粒子的简并压力远大于热压力，温度对中子星的结构不产生影响^①，起关键作用的是密度。

中子星内部密度的分布取决于它的质量，根据理论推测，从表面的 10^9 千克/米³增加到中心的 $10^{17} \sim 10^{18}$ 千克/米³，变化达八、九个数量级。表面之上如果有大气的话，厚度只有 10^{-2} 米的数量级。表面之下是固态的外壳，由铁原子核和简并电子组成，原

① 即使中子星内的温度高达 10^{10} 开，相当于粒子的热能为一兆电子伏，但简并中子的能量达50兆电子伏，在此意义下中子星仍算是“冷”的，可以当作零温度处理

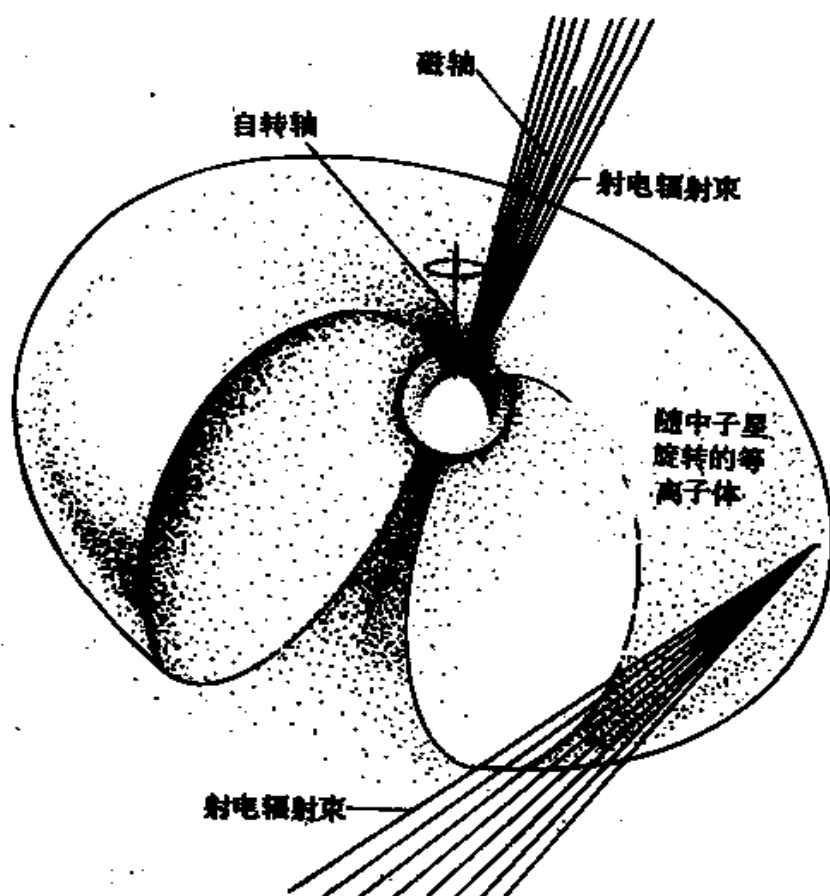


图 9.42 灯塔效应的具体化——倾斜自转磁中子星模型。辐射束可能从磁极区域发出，也可能来自光速圆柱区域

子核排列成晶体点阵，这一层的厚度仅几百米至一千米左右。从外壳往里，逐渐进入了中子流体的区域，在那里原子核已完全离解，除了占 1 % 左右的质子和电子^①外，物质由自由中子组成。这种中子流体具有超流的性质，没有粘滞性；而少量的质子流体很可能具有超导性，即没有电阻。中子超流区域一直延伸到中心。对于大质量的中子星，核心密度超过 10^{18} 千克/米³ 时，中子和电子

① 中子星内部不可能纯粹由中子组成，必须有一些电子和质子，由泡利不相容原理阻止中子进行 β 衰变。电子和质子所占的比率取决于本节开头讲的 β 衰变和逆 β 衰变过程之间的平衡。

的能量大到可以产生介子和超子。关于在这种超原子核密度下星核的特性是很不确定的，也许处于晶体状态。图9.43是根据中子星的一种理论模型绘出的内部结构的示意图。

上述的中子星内部的结构纯属理论的探讨。从观测上说，能唯一泄露一些中子星内部信息的事件是前面提到

的PSR 0833 - 45和PSR 0531 + 21周期的突变，这可能是“星震”现象。由于快速自转产生的离心力，中子星的外壳发生变形，赤道部分隆起。随着转动能转化为辐射能而导致的自转减慢，离心力逐渐减小，但晶体的外壳不能配合这种变化，在某个时候发生了断裂，引起中子星内部物质的重新调整以及自转速率的增加。计算表明，外壳只要下坍一毫米，便能解释周期突变。星震也可能发生在固态的星核内，于是有“壳震”和“核震”之分。正如通过地震的观测可以研究地球内部的构造，通过个别脉冲星的周期突变以及突变后周期缓慢变化的观测，有可能揭示中子星内部超流区域的一些性质。

关于中子星是怎样形成的问题，现在还没有确定的答案。蟹状星云中的脉冲星显然是超新星爆发的产物。可是，在150多个超新星遗迹中至今找到与脉冲星成协的除蟹状星云外，只有船帆座

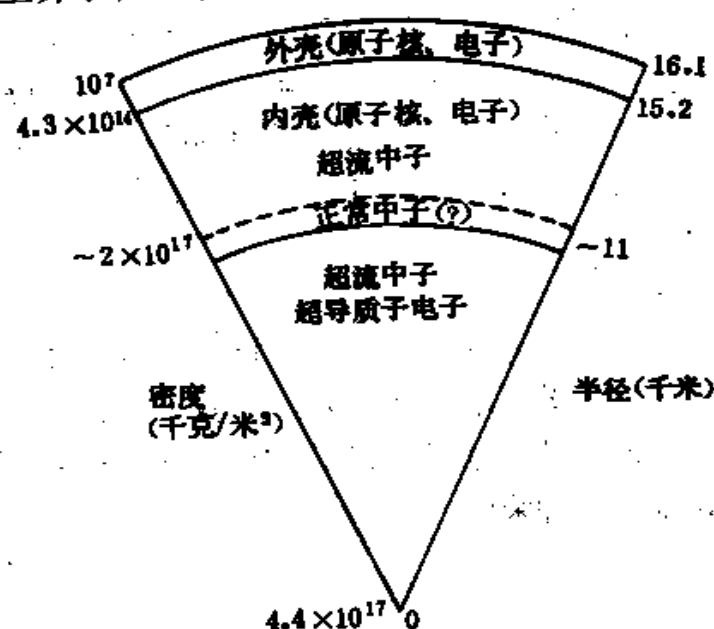


图 9.43 质量为 $1.33M_{\odot}$ 的中子星的

一种理论模型的剖面图

超新星遗迹等几个。这样少的成协实例使得天文学家现在倾向于认为：超新星爆发不一定都形成中子星；中子星也未必都由超新星产生。例如，关于I型超新星爆发的理论得出星体都炸散，不留下中子星的结果；白矮星吸积物质，质量超过钱德拉塞卡极限以后，星体通过收缩，发生相变（而不是爆发），可能是形成中子星的一种途径。

在天文学史上，堪与脉冲星的发现带来的巨大冲击和产生的深远影响相比的发现是不多见的。脉冲星的发现者之一休伊什获得了1974年诺贝尔物理学奖。许多天文学家认为他的研究生贝尔在发现脉冲星的过程中起了决定性的作用，应该是休伊什和贝尔共同获得这种荣誉。

§ 9.9 黑 洞

一、黑洞的概念

1798年，拉普拉斯在他的著作《宇宙体系论》中提出，一个密度如地球而直径为太阳250倍的发光天体，由于其引力的作用，光线将不能离开它，于是，宇宙中最大的天体可能是完全看不见的。拉普拉斯的预言建立在牛顿的经典力学基础上，是很容易推导的。根据逃逸速度的公式（见 § 16.8），将逃逸速度取作光速 c ，则这个天体的半径为

$$R_s = \frac{2GM}{c^2}, \quad (9.14)$$

质量 M 以平均密度和体积的乘积代替，并取地球平均密度的数据，便得 $R_s \simeq 250R_\oplus$ ，它的质量为太阳的 5.8×10^7 倍。

1915年，爱因斯坦发表了广义相对论。这是一个在基本概念上跟牛顿引力理论完全不同的引力理论。在广义相对论中，空间

和时间构成了一个四维的时空,时空的几何性质与物质紧密相关,且通过爱因斯坦引力场方程联系起来。该方程中既包含描述时空几何性质的量(反映时空弯曲的量),又出现代表物质性质的量(物质的能量、动量)。物质是引力的源,也决定了时空的弯曲。因而时空的弯曲程度与引力场的强弱是两种等价的说法,时空弯曲越厉害,引力场越强。行星绕太阳作椭圆轨道运动,看成是太阳附近时空弯曲造成的。同样,经过太阳近旁的光线也会偏折。

广义相对论发表后,德国天文学家史瓦西(K. Schwarzschild)立即对球对称的情况求得了爱因斯坦引力场方程的解。按照这个解,质量为 M 的不旋转的球形天体存在一个临界半径 R_s ,在这个半径的内外,时空的性质迥然不同。 R_s 叫做引力半径或史瓦西半径,其表达式正好跟(9.14)式相同。在 R_s 的里面,时空弯曲得如此厉害,以致光不能逃逸出去。按照狭义相对论,光速是任何物体可能达到的最大速度,因此也没有任何别的物体能从引力半径以内的区域跑到引力半径以外的区域。

对于质量超过中子星质量上限的恒星,当内部的核燃料耗尽后,星体坍缩,最后的归宿有两种可能。其一是发生超新星爆发,抛掉星的外壳,留下的星核成为中子星。其二是恒星不爆发,坍缩继续下去;或者恒星的质量很大,比如说大于 $8M_\odot$,虽经超新星爆发,但留下的星核仍大于中子星质量上限,在此情况下,没有任何的力能够与引力分庭抗礼,星体将不可避免地一直坍缩下去。一颗正在坍缩的星,当它的半径大于引力半径时,表面发出的光可以到达外界的观测者;然而,一旦它坍缩到小于引力半径时,就不再能被外界的观测者看见。黑洞是指恒星或其他天体坍缩进入的一个空间区域,包括光在内的任何物体或信号都不可能脱离这个区域。黑洞的表面是半径为 R_s 的球面,称为视界,因为它标志着一个坍缩天体能不能被外界的观测者看见的界面。黑洞之所以是“黑”的,不仅因为视界之内的辐射出不去,而且击中视界的外来的辐射将继续进入黑洞,而不可能被反射回去。另外,进

入视界的任何物体就象掉进了无底洞，永无返回之日，所以称为“洞”。

不旋转的黑洞叫做史瓦西黑洞，其史瓦西半径 R_s 由 (9.14) 式确定，与质量成正比。例如，地球的半径必须不大于 8.9 毫米才能成为黑洞；对于太阳， $R_s = 2.95$ 千米；对于质量为 $10^8 \sim 10^{10} M_\odot$ 的星系级的大黑洞， $R_s = 2 \sim 200$ 天文单位。按照视界包围的质量和体积计算的平均密度是与质量的平方成反比，因此质量越小的黑洞，平均密度越大。例如，质量为 $3 M_\odot$ 的黑洞，平均密度达 2.0×10^{18} 千克/米³；而质量为 $1.4 \times 10^8 M_\odot$ 的黑洞，平均密度与水相同。然而，当天体坍缩到越过视界时，引力仍占压倒优势，它将继续向中心坍缩，构成这个天体的所有物质最后聚集在中心的一个点上，质量虽然有限，但密度趋于无穷大。这个点是一个奇点。于是，黑洞是非常奇特的天体，它是以视界为表面的空间区域，视界的位置由质量决定，而全部物质聚集在中央的一点上！奇点的出现是将爱因斯坦的广义相对论外推到黑洞里面的结果。很可能在黑洞中央广义相对论已不成立，应由量子引力理论代替，但这种理论还远没有建立起来。有些科学家相信，在量子引力理论中，奇点可以避免；有些科学家则认为奇点仍不能避免。

一个天体（或天体系统）的引力半径 R_g 与它的实际尺度 R 之比率， $\frac{R_g}{R} = \frac{2GM}{Rc^2}$ ，标志着该天体（天体系统）的引力场的强弱。若 $\frac{R_g}{R} \ll 1$ ，则属于弱引力场；若 $\frac{R_g}{R} \leq 1$ ，则属于强引力场。对于地球、银河系、太阳、白矮星、中子星和黑洞，

$\frac{R_g}{R}$ 的数量级依次为 10^{-9} 、 10^{-6} 、 $10^{-5.4}$ 、 10^{-4} 、 10^{-1} 和 1。

由此可见，大部分天体（天体系统）的引力场是很弱的，时空弯曲很小；牛顿引力理论完全适用；但对于黑洞，时空弯曲很大，必

须用广义相对论处理。

史瓦西黑洞是黑洞研究中最简单的特例。对于较普遍的情况，应研究旋转的黑洞。自1963年克尔 (R. P. Kerr) 对爱因斯坦引力场方程求得更普遍的解后，开始了旋转黑洞的研究。所以，旋转的黑洞称为克尔黑洞，其引力半径为

$$R_g = \frac{GM}{c^2} + \sqrt{\frac{G^2 M^2}{c^4} - a^2}, \quad (9.15)$$

式中 $a = \frac{J}{Mc}$ ，是一个与旋转角动量 J 有关的量。 $a = 0$ 对应于史瓦西黑洞。

二、主要的研究结果

在六十年代类星体发现之后 (见 § 12.7)，为了解释类星体发射的巨大能量，促使天文学家对相对论天体物理学产生了极大的兴趣。这是一门在引力场十分重要的天体物理问题中应用爱因斯坦的广义相对论的新兴天文学分支。其中，对黑洞的广泛研究始于1965年，许多理论研究结果是建立在很专门的物理学和数学基础上的。下面列举几条。

(1) 随着恒星坍缩，星面之上的引力场增强，星面发射的光线弯曲得日趋厉害。当半径减小到某一数值时，沿星面水平方向发射的光子将绕恒星转动，形成了一个由光子构成的球状壳层——光层。恒星进一步坍缩，沿着与星面水平方向成越来越大的角度发射的光子将绕恒星转动。最后，星面通过视界时，沿垂直于星面方向发射的光子也不能逃逸出去。对于史瓦西黑洞，光层的半径等于引力半径的1.5倍。刚好在光层之外的光子将慢慢地向外泄出。于是，外界观测者可能会看到在 $1.5 R_g$ 处有一光圈。

(2) 随着恒星坍缩，引力红移现象日趋显著，星面发射的光的波长越来越长。对于不旋转的恒星，星面坍缩到视界时，它发

出的各种波长的光都无限红移，波长都是无穷大。因此，史瓦西

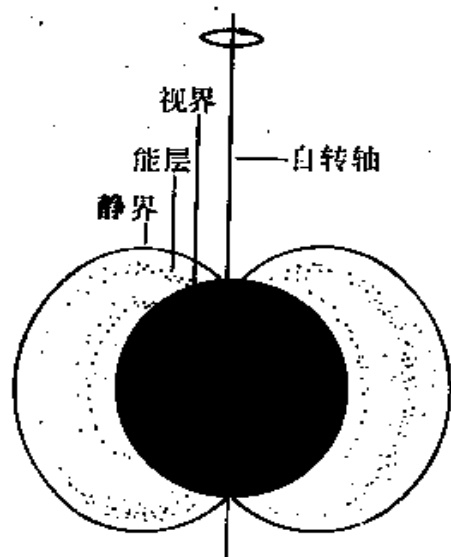


图 9.44 克尔黑洞的视界、静界和能层

黑洞的视界又是无限红移面。但对于克尔黑洞，无限红移面是以旋转轴为对称轴的曲面。除了两极以外，无限红移面和视界不相重合，两者之间的区域叫做能层(图9.44)。进入克尔黑洞的能层的任何物体都将被黑洞拖曳着一起转动，而在能层以外的物体相对于黑洞中心有可能处于静止的状态。因此，克尔黑洞的无限红移面

也称作静界。一个闯入能层的粒子将一分为二，一部分掉进黑洞，另一部分携带比原先更多的能量逃出能层。在此过程中，克尔黑洞的转动能被提取出来，它旋转减慢，最后变成不旋转的史瓦西黑洞。

(3) 物体都有各自复杂的特性。例如，每颗恒星都有特有的质量、光度、大小、形状、密度、角动量、电荷、磁场、化学组成、大气和内部结构、核反应和物质运动等。但黑洞则不然，它是最简单不过的统一的整体。因为对于外界观测者来说，任何物质一旦进入黑洞的视界，将永远消失，没有任何信息能从视界内传递出来，以致谈论黑洞内物质的性质是毫无意义的。黑洞仅通过它的质量、角动量和电荷能对外界产生影响，因而只要这三个物理参数就可以描述黑洞的全部特征。从事黑洞研究的学者常通俗地将黑洞的单纯性称之为“黑洞无毛发定理”，即除了质量、角动量和电荷之外，黑洞没有其他的特性。

(4) 黑洞视界的面积就是它的表面积。英国天体物理学家霍

金(S. Hawking)在七十年代初证明了,任何黑洞的表面积不可能随时间减小。这个结论称之为“黑洞面积不减定理”。根据这条定理,两个黑洞可以相碰撞而结合成一个黑洞,合成的黑洞的视界面积一定不小于原先两个黑洞的视界面积之和。但是,一个黑洞不能分裂成两个黑洞,因为这会导致黑洞表面积随时间减小,违反面积不减定理。

(5) 质量大于中子星质量上限的恒星以及质量为星团和星系数量级的天体都有可能通过自发的引力坍缩形成黑洞。有些天文学家认为,宇宙中还可能存在着质量远小于中子星质量上限的小黑洞,它们是在“极早期宇宙”的激烈爆发中一些物质受到极其强大的压缩而形成的。以 10^{12} 千克的小黑洞为例,它的引力半径只有 10^{-15} 米,与质子的大小相当。然而,按照霍金于1974年提出的黑洞“蒸发”理论,许多小黑洞应已消亡。

根据量子场论,真空并不是绝对的空虚,而在不断地产生着正、反粒子对(如电子和正电子),并且又很快湮没。由于这些正、反粒子对存在时间短促,不能直接探测到,故称为虚粒子对。虚粒子对中的一个粒子具有正能量,另一个具有负能量。在黑洞外面邻近视界的真空中产生的虚粒子对在湮没发生之前有一个粒子可能被吸入黑洞,剩下的一个粒子丧失了湮没的对象,如果它是负能量粒子,随即掉进黑洞;如果它是正能量粒子,由于“隧道效应”,存在一定的几率能穿透黑洞的引力势垒而逃逸出去。总的效果是一部分正能量粒子被发射出去,而掉进黑洞的粒子中能量为负的多于能量为正的,导致黑洞的质量减小。这就是黑洞的蒸发。应当注意,在黑洞蒸发过程中,粒子实际上是从视界的外面发出的,跟视界之内的物质不可能逃逸出去的论断没有矛盾。黑洞的质量越小,粒子越容易穿透其引力势垒,蒸发越快。理论上推导出蒸发过程的能量释放率与黑洞质量的平方成反比,而黑洞的寿命与质量的立方成正比。计算表明,质量为 $1 M_{\odot}$ 的黑洞一年仅辐

射 10^{-20} 焦的能量，其寿命长达 10^{67} 年；质量为 10^{12} 千克的小黑洞每秒发射 6×10^9 焦的能量，其寿命为 10^{10} 年，与星系的年龄相当。随着黑洞质量减小，蒸发过程加快进行。在宇宙的极早期形成的质量不大于小行星数量级的小黑洞到现在应已蒸发完了。

三、黑洞的探测

最近二十年来，天体物理学家常用黑洞模型来解释宇宙中的一些涉及高能的现象，这些现象是用其他天体难以说明的。可是从观测上说，迄今为止还没有确凿的证据能证明存在黑洞。因此，黑洞仍是一种理论上研究的天体。

既然光和其他任何物体都不可能从黑洞传递出来，如何能探测黑洞呢？只能通过间接的途径。主要有三种可能探测的方式。

(1) 小黑洞蒸发到最后阶段，蒸发速率越来越高，可能会产生强大的 γ 射线或 γ 射线暴。

(2) 黑洞强大的引力场使得经过它近旁的光线受到很大的偏折。与凸透镜会聚光线类似，黑洞能起一个引力透镜的作用，以特有的方式对位于它后面的天体产生放大或畸变的现象。虽然一个黑洞跟一个遥远的天体恰好与观测者排在一直线上的几率是很小的，但这仍不失为探测黑洞的一种可能的机会。

(3) 向黑洞下落的气体可以达到极高的速度，因而获得很大的动能。如果气体在掉进黑洞视界之前经某种机制动能转化成热能，便有辐射产生。例如，向黑洞下落的气体相对于黑洞有较大的角动量，则应绕着黑洞在轨道上旋转，形成一个气盘，气盘中相邻层之间因气体的粘滞性引起的摩擦产生了热能。理论研究表明，由此引起了X射线辐射。通过对X射线源的观测和分析也是寻找黑洞的一条线索。

然而， γ 射线暴、引力透镜效应和X射线辐射并非是黑洞独有的产物。例如，气体向中子星或白矮星下落也会产生X射线辐

射。因此，在分析一个具体的现象时，必须排除其他各种天体引起这种现象的可能性，最后剩下的唯一的选择才是黑洞。可见从观测上证实一个黑洞的存在是一个艰难的课题。现在普遍认为，寻找黑洞最好从X射线双星着手。如果一个发射强大的X射线的双星系统中有一颗子星看不见，根据另一颗可见子星的轨道运动估计出看不见子星的质量远大于中子星质量的上限，那么这个发射X射线的看不见的天体不应是中子星，很可能是黑洞。天鹅X-1是一个最有希望的黑洞候选者，关于它的情况将在§9.15中详述。其他黑洞候选者还有天蝎V861、圆规X-1和GX339-4。

§9.10 双星的类型

一、双星和聚星

双星定义为包含两颗恒星的系统，在相互引力的影响下，两颗恒星绕着它们共同的引力中心描绘出闭合的轨道。在此定义中两颗恒星分离的距离没有限制，它们可以是密接的，也可以相距几千天文单位甚至更远。双星的两个成员都称为双星的子星，其中较亮的子星称为主星，较暗的子星称为伴星。

三颗到六、七颗恒星在相互引力作用下聚集在一起而组成的系统称为聚星。由三颗恒星组成的系统又有三合星之称，四颗恒星在一起的叫作四合星，并依次类推。

在银河系中，双星和聚星是很多的，它们的数目估计不少于单星。太阳虽然有众多的行星和卫星作伴，但按双星的定义，它是单星，因为没有另一颗恒星与它相互绕转着。观测天上的恒星，并非所有靠得很近的两颗星都是双星，其中有一部分只是由于从地球上看来两颗星的方向差不多，在天球上才很靠近，实际上它们相对于观测者一前一后，相距很远，彼此之间没有物理联系。这

种“双星”叫做光学双星。下面讲述的都是指有物理联系的双星，有时称为物理双星，以区别于光学双星。

第一对双星是意大利天文学家利齐奥里(J. B. Riccioli)于1650年发现的，它是大熊 ζ 。后来陆续发现这是聚星，由六颗星组成。1656年，惠更斯注意到猎户 θ' 不是一颗星而是几颗星在一起。从十七世纪后期到十八世纪七十年代期间，发现的著名的双星有白羊 γ 、南十字 α 、半人马 α 、室女 γ 、双子 α 和天鹅61等。这些双星都是天文学家在进行其他目的的观测时偶尔发现的。双星研究的开创性工作应属于威廉·赫歇耳，他于1779年开始了有系统地搜寻双星，并分别于1782年、1784年和1821年编制了双星表，总共列入848对双星。

除了原先就有星座名加字符为名字的双星外，双星以其在某双星表中的编号并在号数前加上该表的简称来定名。威廉·赫歇耳编制的双星表以H表示。1837年，瓦·雅·斯特鲁维编制了3112对双星的表，以符号 Σ 表示。奥·瓦·斯特鲁维(O. B. Струве)发现了500多对双星，他于1843年发表并于1850年修正的表简称O Σ 。本世纪内编制的重要的目视双星表有：1906年美国伯恩汉(S. W. Burnham)的《双星总表》，简称 β 或BGC，包括赤纬 -30° 以北的13655对目视双星；1932年利克天文台艾特肯(R. G. Aitken)等人的《在北天极 120° 以内的双星新总表》简称ADS，列出了17180对目视双星；1963年利克天文台杰弗斯(H. M. Jeffers)等人的《目视双星索引表》简称IDS，收集了到1960年为止已发现的64247对目视双星。其他类型的双星比目视双星少得多，也有一些专用的表。其中，食双星就是食变星，是外因变星的一种，具有变星的符号。

研究双星对于天文学的发展有着重大的意义。分析双星的轨道运动，证明了开普勒定律对于双星也是正确的，因而首次在太阳系以外验证了万有引力定律。恒星最重要的物理量是质量，只有对一部分双星能够可靠地直接定出子星的质量。对于单星，估

算它们的质量的各种方法都是间接的，并且必须建立在双星质量测定的基础上。此外，可以获得一系列有关恒星结构的重要资料。例如，从食双星光变曲线的形状，可以推出两颗子星的形状和大小；对某些食双星，可以推出子星大气中的物理情况。近三、四十年来天文学家认识到，两子星的相互扰动对恒星演化会产生重大影响，有些变星（如激变变星）的爆发以及致密X射线源的X射线辐射跟它们是双星的成员密切相关。双星又是寻找黑洞和验证引力辐射^①最有希望的领域。诸如此类的进展使得研究双星所占的地位日益重要。

二、双星的类型

关于双星的分类法已提出几种。有的基于观测的方法；有的考虑到恒星演化，根据子星在赫罗图上的位置；有的按照子星间质量交换的情况。这些分类法没有一种是完备的，这不是为奇，因为完整地描述一个双星系统需要七个参数：每颗子星的质量、半径、光度以及两子星间的平均距离，而现有的分类法所考虑的因素都是不足的。

根据观测方法对双星分类是一种老的、最常见的分类法，它将双星分成目视双星、分光双星和食双星三大类。

1. 目视双星 通过望远镜能直接用眼睛看出两颗星的双星称为目视双星。这类双星的两颗子星相距一般较远，或者离地球较近，它们之间的角距较大，所以能用望远镜分开。目视双星的轨道周期短的一个月，长的达几百年以上，绝大部分的周期超过几年。

有些双星的一颗子星较亮，另一颗子星太暗，不能看见，但

① 已观测到双星脉冲星 PSR 1913 + 16 的轨道绕转周期在减小，周期变率为 -2.30×10^{-12} 。根据广义相对论预言的引力辐射，对该双星系统计算的周期变率的理论值与观测值相符合。

精确测量可见子星相对于背景恒星的位置变化,发现其移动的路径呈波浪形,从而得知有一颗伴星存在。这种双星叫做天体测量双星,尽管实际上并未能分解为两颗星,通常仍归于目视双星。天狼星是一个著名的例子,在用望远镜分解出它的伴星之前,就已断定它是双星了(见图9.33)。

已发现的目视双星将近 8 万对。

2. 分光双星 许多双星的两颗子星靠得很近,不能用望远镜分解,但可用分光方法从它们的视向速度变化来确定是双星,这类双星称为分光双星。图9.45说明了确定分光双星的原理。观测者位于跟纸面垂直的方向上。当两子星与观测者排成一行时,轨

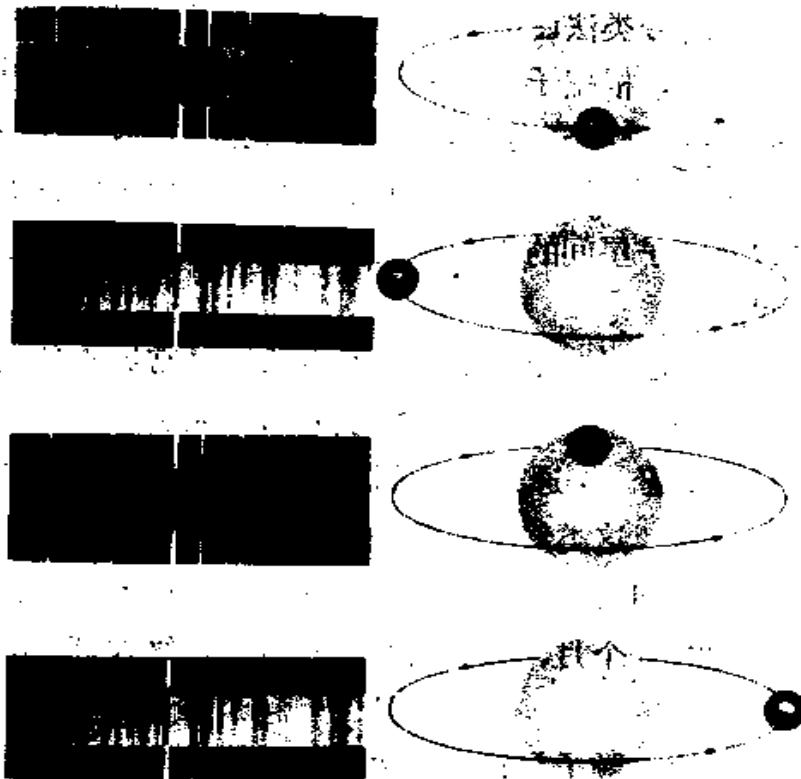


图 9.45 分光双星的轨道运动和谱线位移。在每个光谱图中,中间的是双星光谱,上下的明线是为分析恒星光谱而拍摄的实验室光源的比较光谱

道运动的方向与视线垂直，视向速度等于零，两子星的谱线都没有多普勒位移，相互重叠，呈单线。经过了大约 $\frac{1}{4}$ 周期后，两子星的轨道运动沿着视线方向，谱线位移最大，但一颗子星远离观测者，谱线红移；另一颗子星接近观测者，谱线蓝移，结果呈双线。这样，在轨道运动过程中，每条光谱线由单线变成双线，再由双线变回单线^①。光谱变化的周期就是轨道运动的周期。然而，并不是所有分光双星的光谱中两子星的光谱都出现。对于伴星光度小于主星光度的 $\frac{1}{3}$ 的双星，就只能拍摄到主星的光谱，因为

如果增加曝光时间来获取伴星的光谱，主星光谱将曝光过度，整个光谱模糊不清。在只有主星光谱能观测到的情况，同样可以由谱线作周期性的位移确定是双星。按照两子星的谱线是否都观测到，分光双星分为双谱分光双星(或称双线分光双星)和单谱分光双星(单线分光双星)。

如果两子星间的距离远，因而轨道运动速度小，或者双星轨道面法线与视线的交角很小，就观测不到谱线的多普勒位移。在此情况下，如果两子星的光谱型相差很大，仍可以根据观测到的光谱明显地由两个光谱组成来判断是双星，这样的双星叫做光谱双星。

已发现的分光双星约有 5 千对。轨道周期最短的分光双星是天箭 WZ，为 82 分钟；最长的是蛇夫 70，达 88 年。大多数的周期为几天。

3. 食双星 如果双星轨道面法线与视线的交角相当接近 90° ，则发生两子星互相交食的现象，双星亮度(两子星亮度的叠加)呈周期性的变化，这种双星称为食双星。一般说来，在食双星

^① 如果两子星的光谱型差不多。

的每一个轨道周期中，光变曲线出现两个极小。较深的极小叫做

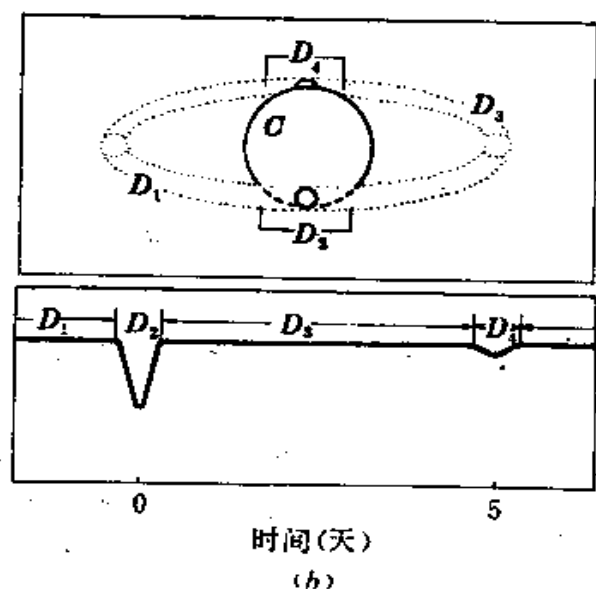
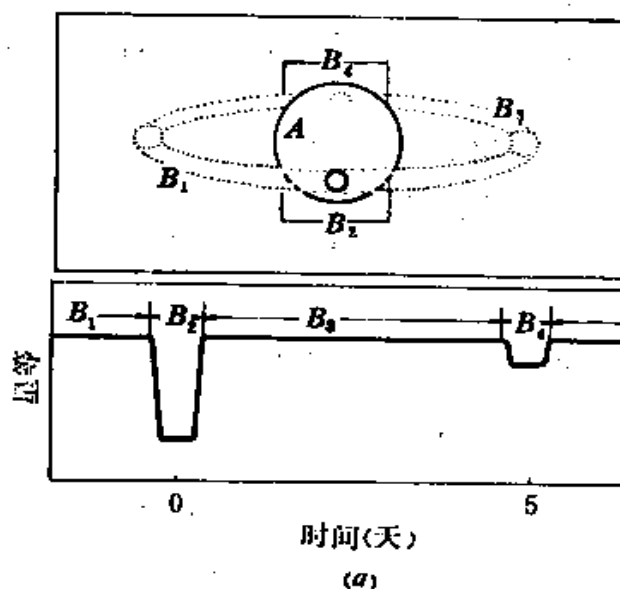


图9.46 两张食双星的轨道运动和光变曲线的示意图。在a图中，A是主星，B是伴星；在b图中，C是主星，D是伴星。观测者在读者的方向

在§9.14中介绍。

双星中的两子星如果是球形的，则光变曲线中不掩食的部分

主极小，较浅的称次极小。光变曲线的形状依赖于两子星的大小以及轨道面对视线的倾角。图9.46 a 和 b 是两张阐明食双星的轨道运动和相应的光变曲线的示意图。主星被伴星掩食时，出现主极小；伴星被主星掩食时，出现次极小。b图中轨道面对视线的倾角比a图的大，导致了极小形状的差异。

食双星即食变星，它们常载入变星表，已知有4千多对。按照光变曲线的形状，食双星主要分为三种类型：大陵型、渐台型和大熊W型。它们都是以典型星英仙 β （大陵五）、天琴 β （渐台二）和大熊W得名的，而这三颗典型星都是最著名的双星，将

亮度保持固定。然而，当两子星很靠近时，在引力作用下每一子星都起了很大的潮，星体被拉长成蛋形。每一子星的长轴对向另一子星。随着两子星作轨道运动，它们朝向观测者的表面积发生变化，以致即使两子星不出现掩食现象，其亮度也有周期变化(图 9.47)。这种双星称为椭球双星或椭球变星。

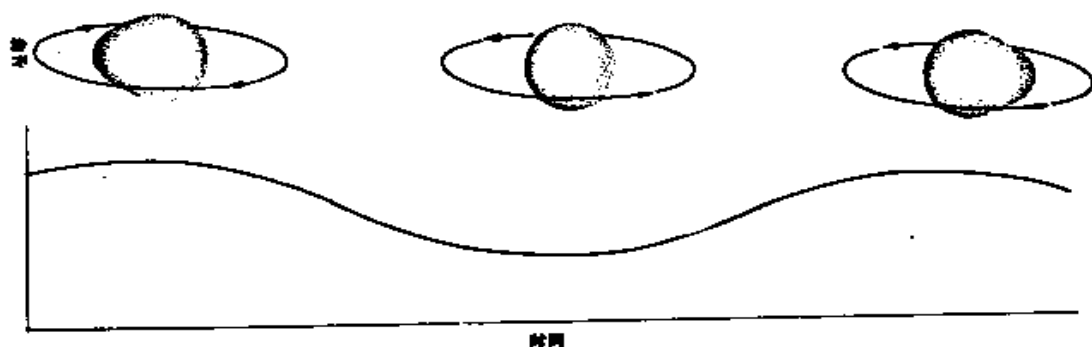


图 9.47 椭球双星的光变曲线示意图

食双星和椭球双星又统称为测光双星，因为测光是对它们进行的最重要的观测方法。

上述的按照观测方法对双星分类不是单值的分类法。有些目视双星和许多食双星又是分光双星，甚至有几对双星，如御夫 ϵ 和仙王 $\nu\nu$ ，集三种类型于一身。

三、视向速度曲线

双星的视向速度是重要的观测资料。测量子星的谱线相对于实验室光源的比较光谱的多普勒位移，得出的是子星相对于地球的视向速度。经过在不同时间的许多次观测，作了地球绕太阳公转的改正，便归算到在不同时刻子星相对于太阳的视向速度。双星的轨道周期容易测定。于是，可以按视向速度为纵坐标，位相为横坐标作图，所得曲线称为双星的视向速度曲线。位相表示了子星在轨道上的位置，在一个轨道周期内从 0 变到 1。作为例子，

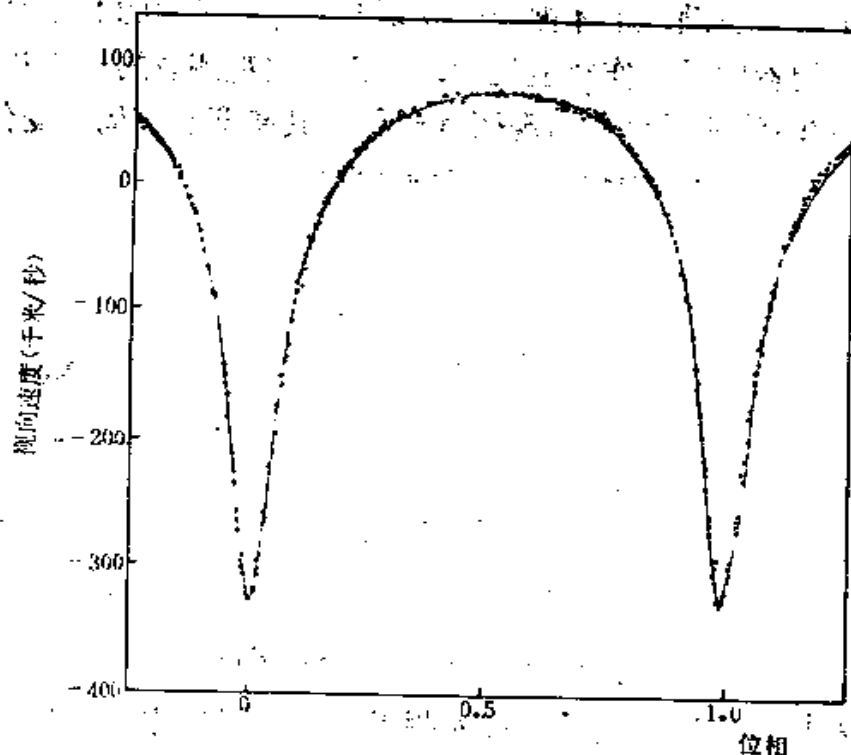


图 9.48 双星脉冲星 PSR 1913 + 16 的视向速度曲线

图9.48给出了双星脉冲星 PSR 1913 + 16 的视向速度曲线，是由该脉冲星的射电脉冲频率的周期变化得出的。视向速度曲线中正和负值不对称，表明该双星系统相对于太阳有整体运动；曲线跟正弦曲线相差悬殊，表明该脉冲星在偏心率很大的椭圆轨道上运动。

§ 9.11 双星的轨道运动

对于太阳系中的行星，利用它们在恒星之间的视位置的观测数据——随时间改变着的赤经和赤纬，就可以计算出它们的轨道要素。对于三类双星，也都可以由观测数据推算出轨道要素，但一般所用的观测数据不是赤经和赤纬。对于目视双星，所依据的

是伴星对主星的相对位置,以角距 ρ 和位置角 θ 表示(图9.49);对于分光双星,所用的观测资料是视向速度曲线;对于食双星则是光变曲线。

一、视轨道

图9.49中A表示主星, B表示伴星。角距 ρ 是两子星在天球上所张的大圆弧,以角秒表示。位置角 θ 是主星和伴星的连线与南北方向(图上的x轴)的夹角,以度为

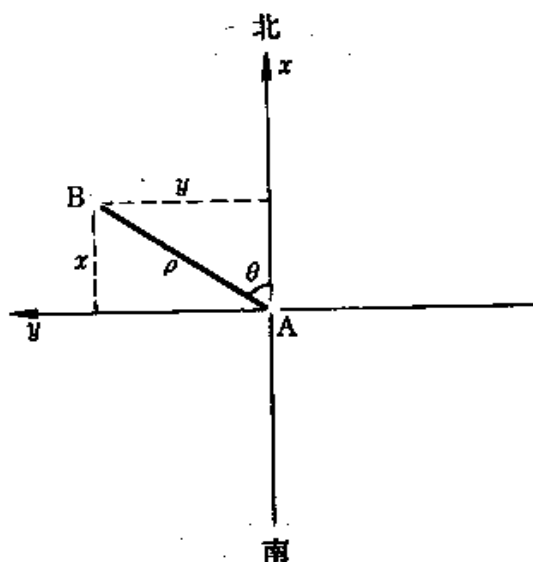


图 9.49 目视双星两子星的相对位置

单位,自北沿着反时针的方向计量,从 0° 到 360° 。测量 ρ 和 θ 可以用目视方法或照相方法。目视测量时需要在望远镜上安装一种叫做动丝测微器的附件。对于两子星的角距较小的双星,必须选用分辨本领较大的望远镜。观测双星只能在大气情况良好时进行。每次开始观测时,须先定出视场里北的方向(时角圈即南北方向),然后用动丝测微器测量两子星角距在南北方向和东西方向的投影 x 和 y ,并按下列换算公式求出 ρ 和 θ :

$$\rho = \sqrt{x^2 + y^2}, \quad \operatorname{tg} \theta = \frac{y}{x}. \quad (9.16)$$

用照相方法测定 ρ 和 θ 的优点在于比较客观,受主观因素影响较少,照片可以长久保存下来,随时复查。

双星的两颗子星都在绕它们的质量中心转动。在每一时刻,两子星和质量中心位于一直线上。若两子星的质量分别为 M_1 和 M_2 ,离质量中心的距离为 r_1 和 r_2 ,按照质量中心的定义,则 $M_1 r_1 = M_2 r_2$ 。因此,两颗子星的轨道是相似的椭圆,但大小不同,质量较

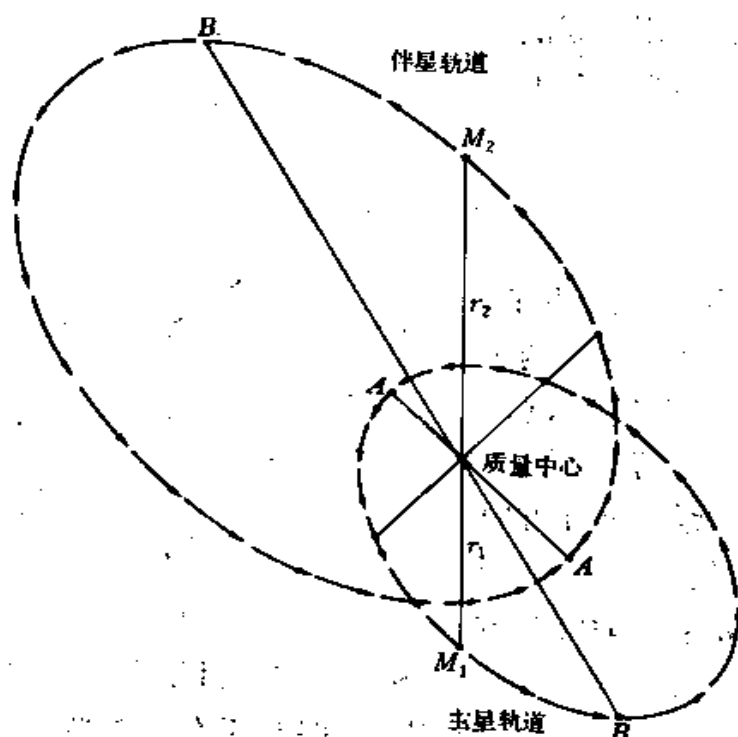


图 9.50 双星的两颗子星的轨道，它们是以质量中心为公共的焦点的两个相似的椭圆

小的伴星，其轨道较大(图9.50)。伴星对主星而言的轨道称为相对轨道，它也是一个椭圆，其半

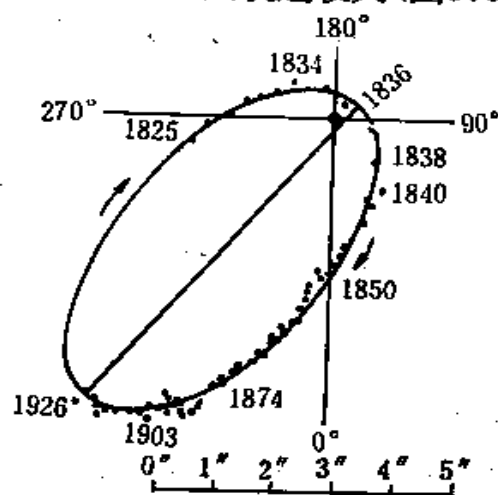


图 9.51 室女 ρ 的视椭圆

长径 a 等于两子星的轨道半长径 a_1 和 a_2 之和，即 $a = a_1 + a_2$ 。由 ρ 和 θ 的一系列观测值可以绘出一个图，所得出的图形应当接近于椭圆，这种椭圆叫做视椭圆，或视轨道(图9.51)。由观测定出的点对椭圆的偏离是由于观测误差。视椭圆是相对轨道在天球切面(通过主星垂直于视线的平面)

上的投影。主星不一定位于视椭圆的焦点上，因为平面上的椭圆在另一平面上的投影虽然也是一个椭圆，但焦点却不一定投影在新的椭圆的焦点上。

二、目视双星的轨道要素

在研究行星的轨道运动时，总是选取地球轨道平面或太阳系的不变平面作参考平面，为了确定行星在它轨道上的运动，需要六个轨道要素。而研究目视双星在相对轨道上的运动，则选取天球切面为参考平面，轨道要素有七个，它们是：

P ——绕转周期，以回归年为单位。

Ω ——轨道面和天球切面的交线的位置角，相当于行星轨道的升交点黄经。交线的位置角有两个值：一个在 0° 和 180° 之间，另一个在 180° 和 360° 之间，规定只取在 0° 和 180° 之间的那个值。轨道面和天球切面各在天球上截出一个大圆，两个大圆交于两点，两点之中与北点相距不大于 180° 的那一点称为交点（见图VI.2）。 Ω 也常称为交点的位置角。

i ——轨道面和天球切面的交角。它有两个值：一个在 0° 和 90° 之间，另一个在 90° 和 180° 之间。一般这样规定：当伴星的位置角 θ 随时间增加时， i 取 0° 和 90° 之间的数值；当 θ 随时间减小时， i 取 90° 和 180° 之间的数值。若伴星经过交点时对主星而言的运动是在离开观测者，则 i 规定为正的；若在接近观测者，则规定为负的。

a ——轨道半长径，以角秒为单位。

e ——偏心率。

ω ——近星点^①的经度，在轨道面上沿伴星运动的方向从交点量到近星点。

^① 近星点是相对轨道上离主星最近的那一点，位于长轴的一端，相当于行星轨道上的近日点。

T ——伴星通过近星点的时刻，以年和年的小数表出。

七个轨道要素中， i 和 Q 决定了轨道面相对于天球切面的位置； ω 决定了在轨道面内椭圆轨道长轴的方向； a 和 e 确定椭圆轨道的大小和形状； P 和 T 用以确定在任何时刻伴星在轨道上的位置。

对于行星，轨道运动周期可以利用开普勒第三定律由轨道半长径求出，因此不必列为轨道要素之一。但对于双星，由于两子星的质量不是预先知道的，所以 P 不能由 a 求出，需要增添一个轨道要素。

关于目视双星轨道要素的计算见附录 VI。

三、分光双星和食双星的轨道要素

对于分光双星，定义升交点为伴星在相对轨道上绕主星转动时通过天球切面的两点之一，在该点伴星在离开观测者。 Q 为升交点的位置角。 ω 定义为从升交点到近星点的角距。其他的轨道要素跟目视双星相同，但周期 P 以天为单位，过近星点时刻以儒略日表出。

分析视向速度曲线是决定分光双星轨道要素的唯一手段。对于双谱分光双星，能得到两条视向速度曲线；对于单谱分光双星，只能得到一条。跟目视双星不同，从每条视向速度曲线所得出的是该子星的绝对轨道——绕双星的质量中心转动的轨道的要素，而不是相对轨道的要素。 P 是立即可以确定的，此外， e 、 ω 和 T 也可求出。有了经验以后，从视向速度曲线的形状立即可以推出轨道的偏心率和长轴的取向，也就是得出 e 和 ω 的近似值（图 9.52 中给出四个例子）。升交点的位置角 Q 是不能定出的。对于 a 和 i ，只能得到 $a \sin i$ ，但如果分光双星同时又是食双星，从光变曲线可以得出 i ，从而 a 和 i 值可以分别求出。到七十年代末，已定出轨道要素的分光双星约有 1000 对。

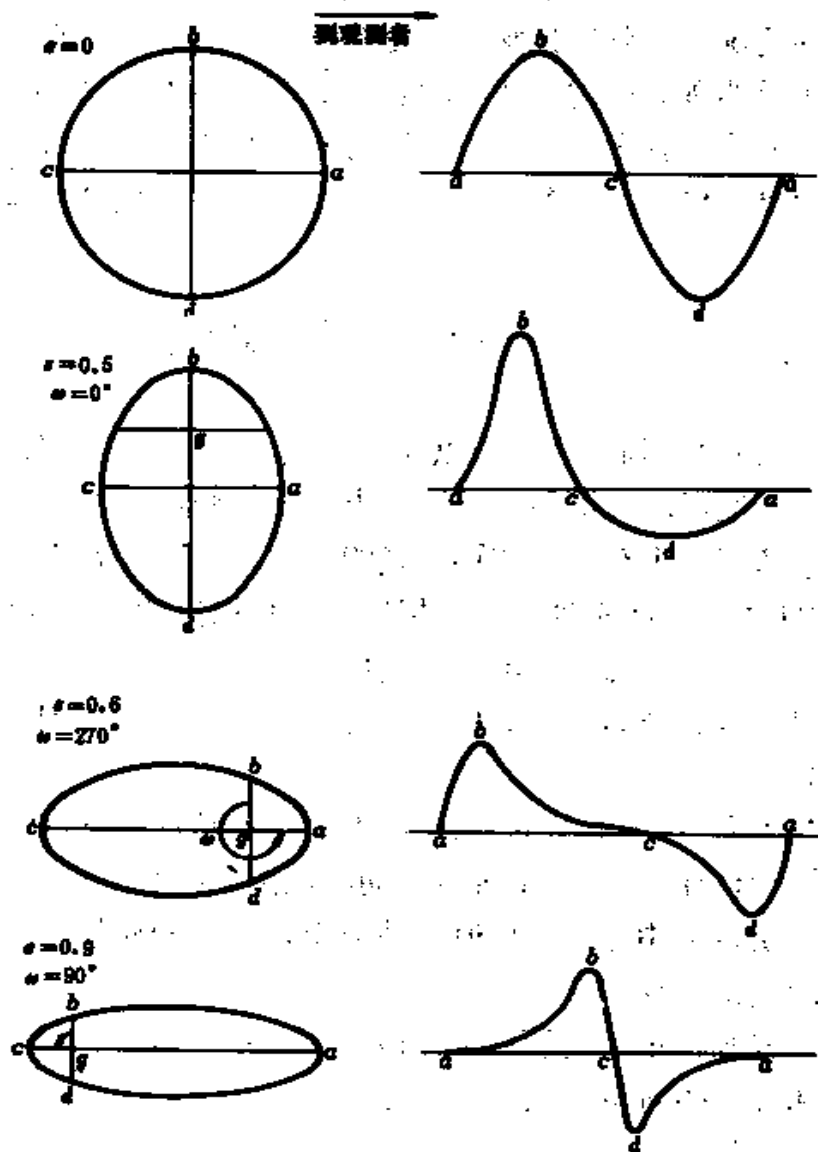


图 9.52 分光双星的轨道和视向速度曲线

对于食双星，过近星点的时刻 T 改为合的时刻 t_0 ，即伴星位于主星和观测者之间的时刻，对应于光变曲线上的主极小。其他六个轨道要素跟分光双星一样。显然， P 和 t_0 从光变曲线可以立即得出。食双星的光变曲线不仅决定于轨道要素，还依赖于其他

一些因素，包括两颗子星的大小、光度、形状以及两颗子星互相反射光的情况等。分析光变曲线是非常复杂的问题，所得出的有关两颗子星的轨道和物理性质的若干数据统称为食双星的测光轨道解或测光轨道要素。已获得足够好的光变曲线，因而得出测光轨道解的食双星有1000多对，大约占已知食双星数目的 $\frac{1}{3}$ 。

§ 9.12 恒星质量的测定

在 § 8.3 中提到，除太阳以外，恒星之中只有对于某些双星，才能够从轨道运动直接和可靠地定出质量的数值。对于单星，虽然在某些情况下也有一些估算质量的方法，但这些方法都是间接的，可靠性较差。从原理上说，根据广义相对论的引力红移效应，测定恒星谱线的引力红移可以定出单星的质量，但这需要非常高的测量精度并且分离诸如恒星大气中气体运动等干扰因素，至今还做不到。

双星系统中两子星的轨道运动的某些特性跟它们的质量有关，于是就有可能通过子星轨道运动的观测来推算它们的质量。正如太阳的质量可由行星的轨道运动算出，行星的质量可由卫星的轨道运动确定一样。

把开普勒行星运动第三定律应用于双星，以 M_1 和 M_2 分别表示主星和伴星的质量，则

$$\frac{a^3}{P^2} = \frac{G}{4\pi^2} (M_1 + M_2), \quad (9.17)$$

式中每个量都是用米、千克、秒单位表示的。若 P 改用回归年为单位， a 改用天文单位为单位，质量改用太阳的质量为单位，从地球绕太阳公转的情形，地球的质量忽略，便得到在这种单位制中， $G = 4\pi^2$ 。于是 (9.17) 式简化成

由决定轨道得出 a 和 P 以后, 两子星的质量和 M_1+M_2 就可以求出了。

一、求目视双星的质量

对于目视双星, 由决定轨道要素所得出的半长径是以角秒为单位的, 记为 a'' , 而不是(9.18)式里的 a 。若以 D 表示双星的距离, 也以天文单位为单位, 则有

$$a'' \sin 1'' = \frac{a}{D} \quad (9.19)$$

按照周年视差 π 的定义:

$$\sin \pi = \frac{1}{D},$$

或 $\pi'' \sin 1'' = \frac{1}{D}, \quad (9.20)$

(9.19)式被(9.20)式除, 即得

$$a = \frac{a''}{\pi''}, \quad (9.21)$$

代入(9.18)式, 得

$$M_1 + M_2 = \frac{a''^3}{\pi''^3 P^2}, \quad (9.22)$$

可见, 只有对于视差已知的目视双星, 才能够求出质量和。以天狼A及其伴星天狼B组成的双星系统为例, $P=50.09$ 年, $a''=7.50''$, $\pi''=0.375''$, 由(9.22)式算出 $M_1+M_2=3.19M_\odot$ 。

欲进一步分出每颗子星的质量, 还需设法得到两子星的质量比 $\frac{M_1}{M_2}$ 。知道了 M_1+M_2 和 $\frac{M_1}{M_2}$, M_1 和 M_2 就可以分别确定

了。求质量比的方法有两种。第一种是天体测量方法，以附近一些微弱恒星做为比较星，定出每颗子星，至少是主星的绝对轨道。若能定出主星的绝对轨道，就可以得到 a_1 ，则 $a_2 = a - a_1$ ，而

$$\frac{M_1}{M_2} = \frac{a_2}{a_1} \quad (9.23)$$

这样就得到质量比，从而算出 M_1 和 M_2 。天狼A的质量 $M_1 = 2.14M_\odot$ ，天狼B的质量 $M_2 = 1.05M_\odot$ 。第二种方法是拍摄每颗子星的光谱，按照决定分光双星的轨道要素和质量的方法来定出质量比。但由于目视双星的 a 和 P 一般都很大，轨道运动速度很小，要得出完整的准确的视向速度曲线，需要很长的时间和较大的工作量，因此只有对很少的目视双星完成了这样的工作。小犬 α （南河三）是一个例子，主星是F5型的亚巨星，伴星是白矮星， $P = 40.65$ 年， $a'' = 4.548''$ ， $\pi'' = 0.287''$ ，结果得出主星的质量为 $1.76M_\odot$ ，伴星的质量为 $0.65M_\odot$ 。

二、质量函数

关于测定分光双星和食双星的质量的论述比目视双星复杂，这里只提结论。

对于双谱分光双星，可以定出 $M_1 \sin^3 i$ 和 $M_2 \sin^3 i$ 。如果同时又是食双星，从光变曲线可得 i ，因而能求出 M_1 和 M_2 。对于单谱分光双星，只能得出一个所谓质量函数 $f(M_1, M_2, i)$ ：

$$f(M_1, M_2, i) = \frac{M_2^3 \sin^3 i}{(M_1 + M_2)^2}, \quad (9.24)$$

其中 M_1 是光谱可见的主星的质量， M_2 是光谱不可见的伴星的质量。在这种情况下，即使同时是食双星，也不能求出 M_1 和 M_2 。但 $M_1 \sin^3 i$ ， $M_2 \sin^3 i$ 和 $f(M_1, M_2, i)$ 这种数据对于恒星质量的统计工作仍然是有用的。

对于食双星，光变曲线的形状和交食的持续时间跟两子星以

轨道半长径 a 为单位的半径 $r_1 (= \frac{R_1}{a})$ 和 $r_2 (= \frac{R_2}{a})$ 有关, 其中 R_1 和 R_2 是以绝对单位表示的两子星的半径。因此从光变曲线可以决定 r_1 和 r_2 。如果食双星同时是双谱分光双星, 由于 a 可确定, 两子星的 R_1 和 R_2 也能求出。

三、决定双星的主要参数的小结

为了便于掌握起见, 上节和本节中讲述的关于三类双星的轨道要素、质量和半径能否确定的情况归纳在表9.4中。

表 9.4 观测双星能获得的主要参数

参 数	目视双星	分 光 双 星		食双星
		单 谱	双 谱	
P	✓	✓	✓	✓
a	a''	$a_1 \sin i$	$a \sin i$	×
e	✓	✓	✓	✓
ω	✓	✓	✓	✓
T	✓	✓	✓	✓
i	✓	×	×	✓
Q	✓	×	×	×
M_1			$M_1 \sin^3 i$	×
M_2	如果视差已知	$f(M_1, M_2, i)$	$M_2 \sin^3 i$	×
R_1	×	可从光谱和光度的资料估计		$r_1 (= \frac{R_1}{a})$
R_2	×			$r_2 (= \frac{R_2}{a})$

✓, 表示能确定。

×, 表示不能确定。

观测双星的轨道运动来测定恒星的质量是一项相当艰巨的工作。为了获得一对双星的质量数据, 不论是目视双星还是分光双星兼食双星, 需要几年甚至更长的时间。得出的数据的可靠性取决于所观测的双星的具体情况。例如, 对于视向速度曲线中出现

畸变^①或伴星的谱线很弱的分光双星,测定的质量数据就不可靠。两子星的质量已可靠定出、并用于确定恒星的质光关系的双星只有几十对。

四、力学视差

利用(9.22)式和恒星的质光关系可以求出双星的周年视差,这样得出的视差称为力学视差。(9.22)式可以改为

$$\pi'' = \frac{a''}{P^{\frac{2}{3}}(M_1 + M_2)^{\frac{1}{3}}}, \quad (9.25)$$

a'' 和 P 在决定轨道时得出。先假定质量和等于太阳质量的两倍,即 $M_1 + M_2 = 2$,从而计算出 π'' 的第一近似值。把这个近似值代入(8.10)式,得两子星的绝对星等,然后利用质光关系,得出质量 M_1 和 M_2 ,再代入(9.25)式就得到 π'' 的第二近似值。如果要求更准确的结果,可以重复上述步骤。在由视星等和视差求绝对星等时,需要作星际消光的改正(见§10.4)。

§9.13 密近双星

双星按观测方法的分类法不能反映出不同类型的双星之间的本质区别。1955年,科帕尔(Z. Kopal)根据两子星之间有无质量交流的原则,提出了一种分类法。科帕尔的分类法涉及双星的临界等势面,这是天体力学中圆型限制性三体问题讨论的内容,将在本书下册第十七章中较详细地阐述,为了本节的需要,这里简短地提及有关的结论。

双星系统图

^① 视向速度曲线中出现畸变的一种原因是由两子星的光互相照射,星面的亮度分布不对称而造成的。

一、洛希瓣

如果天体是球形的，并且内部的密度分布是球对称的，则在讨论天体对外面一质点的吸引时，可以把天体当成一个质点，其质量与天体的质量相等，位于天体的中心。天体的引力势就等于质点的引力势，等势面是同心的球面。但实际上，自转着的单星其形状和等势面都偏离球形。对于双星系统，两子星的引力势相互影响，而且，如果两子星之间相距较近，彼此的潮汐作用更使子星发生畸变，则计算双星系统引力势成为非常复杂的问题。

假定子星在圆轨道上运动，并且组成子星的物质向中心高度集聚，自转和潮汐作用不会使子星的形状严重畸变，子星便可以近似作为质点来处理。对于这种最简化的情形，洛希 (E. Roche) 首先计算了双星的等势面，即双星的引力场为恒定的曲面。等势面有无数多个，每一个与势函数取某一常数值相对应。图9.53是其中一个特殊的等势面与双星轨道面的截线，形如双纽线。该等势面的特点是曲面包围着两子星的部分有一个接点 L_1 ，称为内拉格朗日点。这个等势面称为临界等势面，它所包围的两个区域称为洛希瓣。两个洛希瓣的相对大小完全取决于两子星质量之比，较大的瓣包围着质量较大的子星。图9.53对应于 $\frac{M_2}{M_1} = 0.5$ 的情形。

按照恒星演化的理论，在主序星核心内由于不断地进行着氢聚变为氦的热核反应，氢含量逐渐减小，终于形成了一个由氦组成的核心。当氦核扩大到一定程度时，出现了不稳定，星核收缩，外壳膨胀，逐渐向巨星演变。对

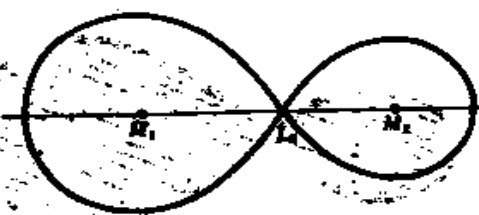


图 9.53 临界等势面与双星轨道面的截线 ($\frac{M_2}{M_1} = 0.5$)

于双星的子星,在星体膨胀的过程中,星面可能达到临界等势面,星体充满洛希瓣。此后,子星不可能继续膨胀,超越临界等势面,但子星外壳中的气体将通过内拉格朗日点流向另一子星,两子星发生了质量交流。于是,洛希瓣是子星可能达到的体积的上限,而内拉格朗日点是两子星进行质量交流的通道。

二、科帕尔分类法

科帕尔以两子星有无充满洛希瓣为依据,把所有的双星分成三类(图9.54):

- (1) 不相接双星: 两颗子星都比各自的洛希瓣小;
- (2) 半相接双星: 一颗子星完全充满或几乎充满洛希瓣;

(3) 相接双星: 两颗子星都完全充满或几乎充满洛希瓣。

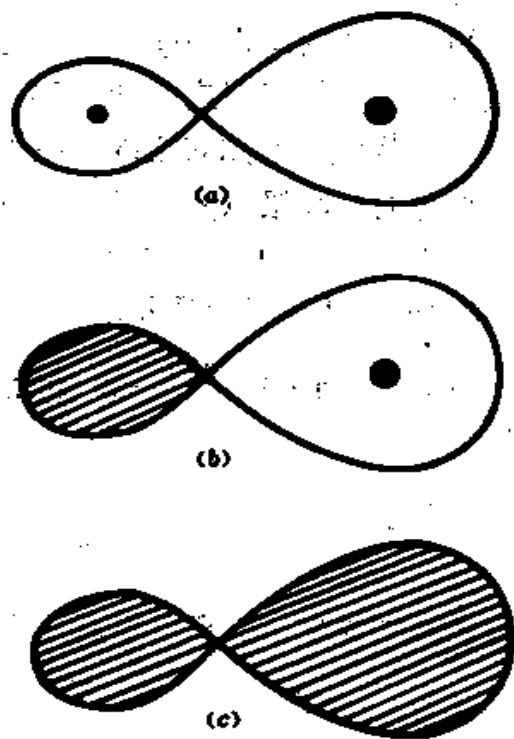


图 9.54 不相接(a)、半相接
(b)和相接(c)双星

这个分类法的优点在于它实质上以两颗子星的质量和半径为参数,与子星的物理特性有关。但由于临界等势面的计算是建立在最简化的情形的基础上,因而联系实际情况时的理论依据不是很坚实的,有待于改进。科帕尔分类法已获得广泛的应用,特别是在讨论密近双星的问题时。所谓密近双星还没有一致公认的定义,有人把过去、现在和将来子星的演化受到质量交流影响的双星称为密近双星。显然,半相接

和相接双星属于这一类。在更广泛的定义中密近双星包括所有的分光双星和测光双星。关于质量交流影响密近双星系统内子星的演化将在 § 10.6 中阐述。

三、双星中的吸积过程

密近双星中两子星的质量交流还会导致轨道运动周期发生变化、视向速度曲线和光变曲线出现畸变等。因此研究质量交流过程对解释密近双星的一些现象是至关重要的。

1. 抛射和吸积 这是涵义相反的一对名词,前者指恒星损失物质的过程,后者指恒星俘获物质的过程。恒星突然的激烈程度不同的爆发以及经常性的以星风方式流失物质的过程都属于抛射。不同类型的恒星因抛射引起的质量损失率相差非常悬殊。太阳以太阳风的方式损失的质量是极微的,只有 $10^{-14} M_{\odot}/\text{年}$, 但 WR 星、天鹅 P 型星、M 型超巨星和 O 型主序星等的质量损失率可高达 $10^{-5} M_{\odot}/\text{年}$ 。吸积不仅取决于恒星本身,而且必须以恒星周围是否存在物质源为前提。对于单星,如果它位于星云内,并且与星云相对静止,则组成星云的气体和尘埃粒子沿径向落入恒星,这是球对称的吸积过程;如果它以一定的速度穿入星云,则在它的引力作用下,附近的气体和尘埃粒子相对于恒星会沿着双曲线轨道运动,其中一部分离恒星足够近的粒子也会被恒星俘获。对于双星,如果一颗子星正在大量抛射物质,则无疑为另一颗子星吸积物质提供了丰富的原料。

2. 吸积的方式 双星中的吸积有两种可能的方式:

(1) 洛希瓣溢出。一颗子星在演化过程中体积膨胀,充满了洛希瓣,物质经内拉格朗日点转移到另一子星,已如前述。

(2) 星风。两颗子星虽然都没有充满洛希瓣,但如果主星属于巨星、亚巨星、早型主序星或早型发射星等类型,则它正在“吹出”很强的星风,星风的一小部分可以到达伴星,这种情况等同于

单星穿入星云而发生吸积的过程。炮弹在空气中飞行时，在其近旁有激波形成。与此类似，伴星相对于星风作超声速运动时，在它的近旁也有激波产生。跟炮弹不同的是，对恒星还需增加引力的作用。激波波阵面的形状和位置依赖于星风密度和星风相对于

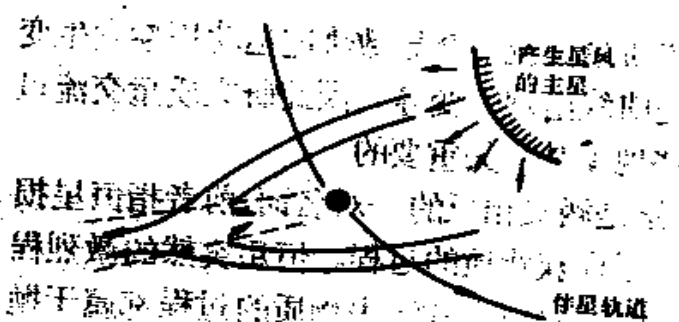


图 9.55 星风吸积示意图。虚线表示锥形激波波阵面

伴星的速度，有锥形和弓形之分。锥形激波呈后掠状，位于伴星背向星风的一边（图9.55），而弓形激波在伴星朝向星风的一边。气体通过激波后，沿波阵面切向的速度分量不变，但垂直于波阵面方向的速度分量减小。总速度减小到小于当地的逃逸速度的那部分气体将被伴星俘获。

3. 吸积盘的形成 由于主星的轨道运动和自转，通过洛希瓣溢出流向伴星的气体相对于伴星拥有相当大的角动量，气体不可能径直向伴星下落，首先应绕着伴星旋转，形成一个薄的气盘，称为吸积盘。然后，由于吸积盘内相邻气体层之间的粘滞力的作用，气体逐渐丧失角动量，沿螺旋形的轨道落入伴星。对于星风吸积的情形，如果伴星没有轨道运动，由于对称性，被吸积气体的总角动量等于零。实际上，伴星在绕双星的质量中心转动，由此引起的不对称性虽然使被吸积气体拥有不为零的总角动量，但比洛希瓣溢出的情形中气体的角动量小得多，在伴星周围能否形成吸积盘是很不确定的。

双星中的气盘、气环或气壳虽然不能用光学望远镜直接看见，但观测已提供了充分的证据，表明在许多密近双星中它们是存在的。这些证据包括：光谱中出现发射线；光变曲线形状异常；很强的X射线发射（见 § 9.15）等。

4. 吸积盘中的热斑 对于半相接双星, 充满洛希瓣的乙子星, 物质流向甲子星, 如果在甲子星的周围形成了吸积盘, 则在吸积盘的外边缘被气流冲击的地方产生了一个明亮的热斑 (图 9.56)。在一些激变变星, 尤其是矮新星的光变曲线中, 明显地反映出热斑的存在。

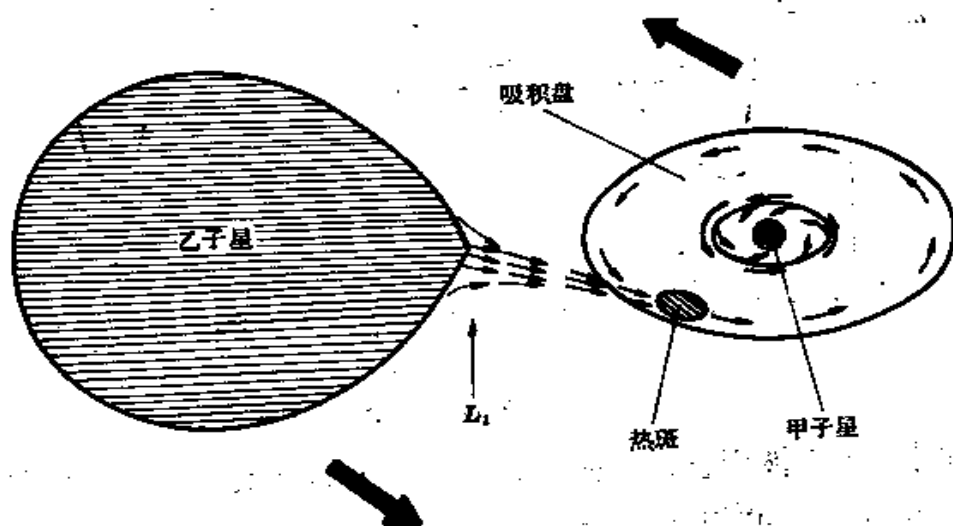


图 9.56 半相接双星中的气流、吸积盘和热斑

矮新星是双星系统, 甲子星原先是质量较大的主星, 演化快, 已变成白矮星; 乙子星原先是伴星, 现在正脱离主序演化或正在主序上, 但已充满了洛希瓣。矮新星的光谱中有发射线, 应产生于吸积盘中。在不爆发期间, 光变曲线的主要特征如图 9.57 所示 (但并不是一切矮新星的光变曲线都具备所有这些特征), 可以用热斑模型解释。研究表明, 当矮新星处于不爆发的亮度极小期间, 热斑是主要的光源, 即在光学波段, 热斑比吸积盘和两颗子星都亮, 因而图 9.57 基本上反映了热斑的亮度变化。热斑位于吸积盘外边缘靠近乙子星的一边, 随着子星的轨道运动, 热斑绕甲子星旋转。如果轨道面法线与视线的交角足够大, 当乙子星介于热斑和观测者

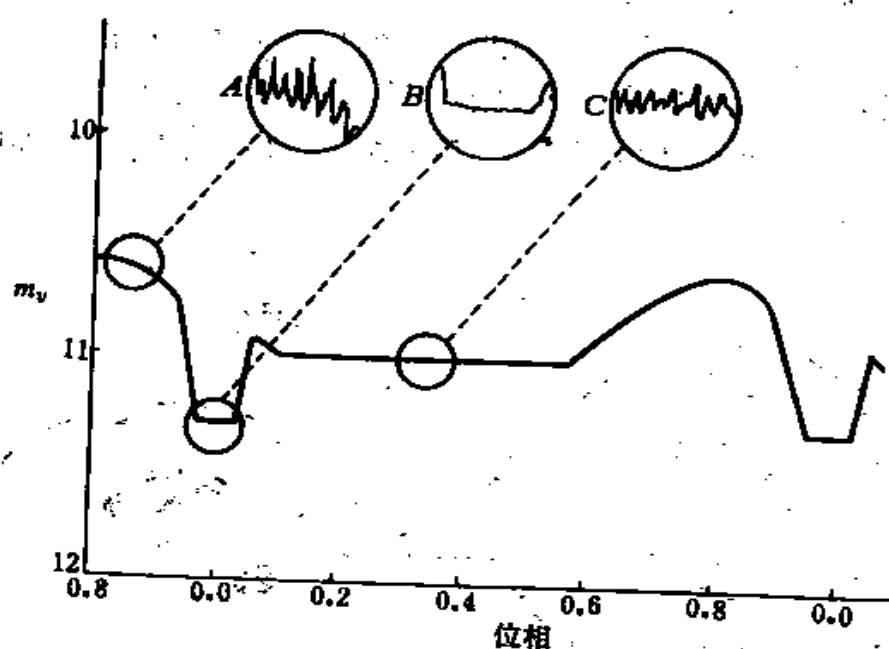


图 9.57 矮新星在一个轨道周期内的光变曲线示意图

之间时，热斑被掩食，对应于光变曲线上的亮度极小，位相取为 0.0。位相从 0.6 到 0.1，包括食在内，光变曲线上有一“驼峰”，表明在这半个轨道周期内，热斑转到吸积盘接近观测者的一侧。在位相从 0.1 到 0.6 的另外半个轨道周期内，热斑位于吸积盘远离观测者的一边，受到盘内物质的部分遮挡，相应于光变曲线上亮度较低的平直的正常部分。光变曲线不是完全光滑的，而有振荡——亮度闪变。驼峰部分 (A) 振荡的振幅比正常部分 (C) 大；在食的时候 (B)，振荡消失。由此可见，亮度闪变源于热斑，但其原因还不很了解。可能由气流冲击的不稳定或吸积盘本身的不稳定过程引起。

§ 9.14 一些著名的双星和聚星

一、英仙 β

中名大陵五,是最早发现的食双星(食变星),已有300多年的研究史,距离32秒差距。它的轨道周期即光变周期,等于2.86731天。图9.58是英仙 β 的光变曲线

和两颗子星相应位置的示意图。

当伴星在位置B和D时,不发生交食现象,双星总亮度为 2.20^m 。

当伴星走到主星和观测者之间A位置时,主星的一部分被遮掩,持续9.7小时,光变曲线上出现了主极小,最暗时亮度下降到 3.40^m 。

当伴星走到主星后面C位置时,也有一部分被遮掩,但由于伴星比主星暗弱得多,这时候双星的

总亮度仅减弱 0.06^m ,光变曲线上出现一个稍微向下凹陷的次极小。

在两个极小之间亮度也不是十分固定的,从主极小到次极小略微增加,从次极小到主极小略微减小。这主要是由于反射光的作用。伴星向着主星的那一边被主星照射,比另外一边亮些,在次极小前后,较亮的一边向着观测者,所以总亮度大一些;在主极小前后,较暗的一边向着观测者,所以总亮度小一些。分析光变曲线极小部分的形状,可知交食不是全食而是偏食,轨道面和天球切面的交角约为 82° 。

英仙 β 的主星是B8型主序星,绝对热星等为 -0.4^m ,质量 $3.7M_\odot$,半径 $3.0R_\odot$;伴星是G5型星,绝对热星等 3.1^m ,质量

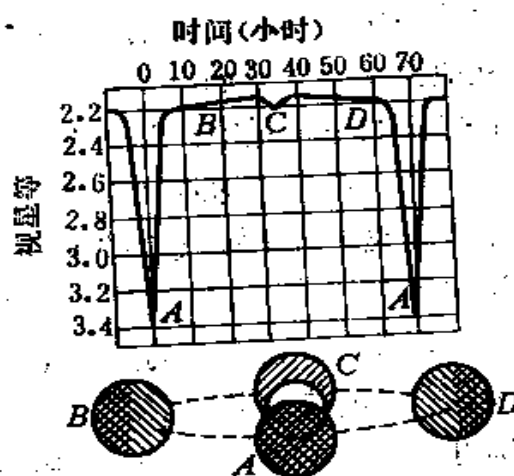


图 9.58 英仙 β (大陵五)的光变曲线和两颗子星相应的位置。

0.8 $M_{\odot}$ ，但半径比主星稍大，等于3.4 $R_{\odot}$ ，已充满洛希瓣。所以英仙 β 是半相接双星。两子星的轨道的偏心率 $e=0.015$ ，很接近圆形。主星和伴星绕质量中心的绝对轨道的半长径分别等于 1.7×10^6 千米和 7.9×10^6 千米。由发射线和氢的巴耳末吸收线测定的视向速度不同，表明主星周围有一气环，它必定是从伴星流出的气体形成的。

1906年，贝洛波尔斯基发现这个双星系统的质量中心在移动，表明还有第三颗星存在，所以英仙 β 实际上是三合星。第三颗星的光谱型大约是A7，绝对热星等2.3 ^{m} ，质量1.7 $M_{\odot}$ ，半径1.5 $R_{\odot}$ ，绕质量中心转动的周期为1.862年，轨道面几乎与两颗交食子星的轨道面在同一平面上，偏心率 $e=0.23$ ，半长径为 2.9×10^8 千米。在已知的三合星中，英仙 β 是子星彼此分离最近的一个系统。

在1975年，探测到英仙 β 的X射线辐射，功率为 10^{24} 瓦的数量级。这种辐射跟气流冲击产生的热斑有关，估计从英仙 β 的伴星每年有 $10^{-10} M_{\odot}$ 的物质流向主星。

以英仙 β 为典型的食双星叫做大陵型食双星，符号为EA。这类食双星的周期分布很广，从0.2天至10000天，甚至更长。光变幅可达几个星等。交食开始和终止的时刻可以精确确定。主极小和次极小的深度不等，有的光变曲线上不出现次极小。子星的形状对光变的影响很小，因此应呈球形或略呈扁球形，但反射光可能显著。已发现的大陵型食双星逾3千对，占已知食双星总数的90%以上。

二、天琴 β

天琴 β 中名渐台二，是渐台型食双星的典型星。1784年，古德里克发现其光变，是第二个最早被发现的食双星。周期为12.91天，每年增加19秒。光变曲线和两颗子星相应的位置如图9.59所示。光变曲线上极小以外的部分不象英仙 β 那样平直，而是弯曲的，这表示两子星相距较近，都畸变成扁球形或蛋形，互相绕转时两颗

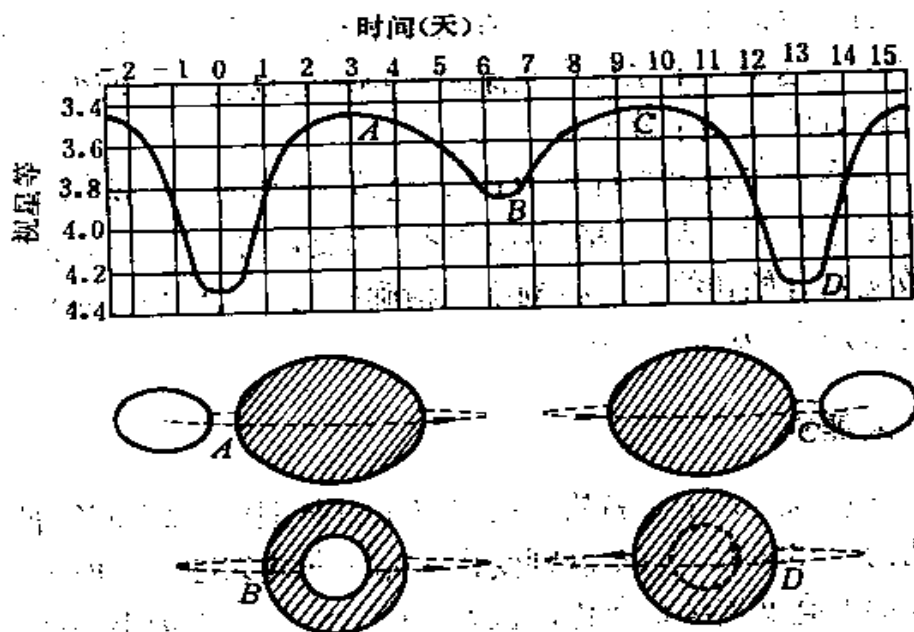


图 9.59 天琴 β (渐台二)的光变曲线和两颗子星相应的位置

子星的最长径总在同一条直线上。交食发生前后两颗子星的最长径都差不多与视线平行，星的视面最小；交食之间，最长径大致跟视线垂直，星的视面最大。这样，子星扁球形的影响是使得极小（包括主极小和次极小）附近的总亮度减小，极小之间的总亮度增加，也就是使得总亮度较为均匀地连续地变化着。主极小和次极小的深度分别为 $0.8''$ 和 $0.4''$ 。在极小的底部，光变曲线也不完全是平直的，表明子星星面上亮度分布不均匀。

天琴 β 离太阳约500秒差距。光谱中主要出现B8型巨星的光谱，谱线作周期性位移，它是主星产生的。主星的绝对目视星等介于 $-4.5''$ 和 $-5.0''$ 之间。光谱中还有第二套吸收线，属于B5型，但没有周期性位移。显然，B5型光谱不属于伴星，而是在子星周围的气壳中形成的。伴星的光谱不出现，至今仍不清楚它是一颗什么类型的星。有人分析它是F型星，有人则认为是B1型星。天琴 β 是半相接双星。主星的质量估计超过 $2M_{\odot}$ ，充满了洛希瓣。

伴星的质量估计大于 $10M_{\odot}$ ，在它周围有一个气盘，位于洛希瓣的里面。在这个双星系统中气流的影响是很复杂的，使得对它建立一个良好的模型十分困难。

渐台型食双星的符号为EB，已发现约600对。这类食双星的周期多数大于一天。子星呈扁球形，无交食时亮度也有显著变化，以致交食开始和终止的时刻不能精确确定。次极小必定出现。子星通常是早型星(O ~ B9)。

三、大熊W

这是以其名字命名的一类食双星的典型星。离太阳67秒差距。周期为0.3336天，有不规则变化。光变曲线如图9.60所示。在一个周期内亮度连续地变化，极大亮度为8.5 ^{m} 。主极小和次极小的深度相差很小，主极小是全食，次极小为环食。两颗子星的光谱型分别为F8和F7。一般认为，大熊W是相接双星，两颗子星相距很近，都已充满或几乎充满各自的洛希瓣。主星质量 $1.30M_{\odot}$ ，伴星质量 $0.65M_{\odot}$ 。主星和伴星的形状都受到显著的畸变。这对双星被一个公共的对流包层包裹着。

大熊W型食双星的符号为EW。周期一般从六小时至一天。光变通常小于0.8 ^{m} 。对于经过长期观测的每一对这类双星都发现周期有变化，大概是由质量交流引起的，质量交流率可达 $10^{-7}M_{\odot}/$ 年。交食开始和终止的时刻不确定，次极小的深度至少达到主极小的80%。子星的光谱型为A0 ~ K5型，绝对星等4 ^{m} ~ 6 ^{m} ，在赫罗图上位于主序附近。两颗子星的光谱型如果不同，则表面温度较低的子星质量较大且较亮，例外极少。两子星的总质量大约在0.8 ~ 4 $M_{\odot}$ 范围内，主星和伴星的质量之比平均约2:1。这类双星的子星的光度与质量成正比，同主序星的质光关系(8.19)式相差很大，这是由于子星的体积受到洛希瓣的限制而造成的。大熊W型食双星已发现500多对。由于它们的光度较低，离太阳远的

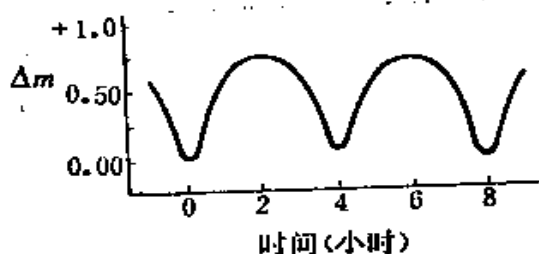


图 9.60 大熊W的光变曲线

难以发现。在太阳附近的空间内,这类双星是很多的,因此在银河系内它们的总数可能比所有其他的双星,至少比所有其他的食双星多许多倍。

四、有大气食的几对双星

有些为数不多的食双星,主星是有延伸大气的冷的超巨星,伴星通常是半径小得多的B型星,当B型星被掩食时,在全食(B型星的光完全透不过超巨星)前后的一段时间内,B型星的光依次透过超巨星稀薄的延伸大气的各层(图9.61),观测者看到在B型光谱上重叠了C₂ II的K线等色球吸收线。由于掩星巨大的体积,在食双星中,这类双星的交食时间是最长的。因此,观测具有大气食的双星是研究恒星大气结构的极好机会。每当这些双星交食时,世界各地的天文学家怀着很大的兴趣进行联合观测。

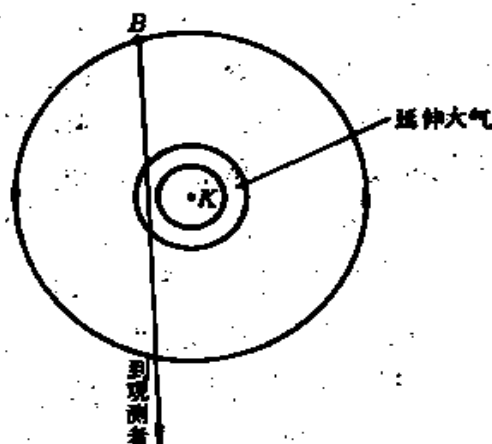


图 9.61 由K型超巨星和B型星组成的食双星发生大气食的示意图

御夫 ζ 是这类双星的代表,其他较亮的并且深入研究过的有天鹅31、天鹅32、御夫 ϵ 和仙王VV。其中御夫 ζ 、天鹅31和32彼此十分相似,它们的一些数据列在表9.5中。这三对双星都是不相接双星,B型伴星是主序星,绝对星等约为 -2^m ;K型主星的绝对星等为 -4^m 左右。由于K型超巨星的表面亮度很低,当B型伴星从它的视面上通过时,对双星总亮度的影响很小,以致次极小

光的吸收不同，全食时间跟仪器接收的波长有关，大约是450天。全食前后每次大气食的时间约20天。无交食时日视星等为5.4^m，照相星等6.6^m，全食时照相星等7.4^m。主星是M2型超巨星，伴星是B9型星。主星的半径估计约为1600 $R_{\odot}$ ，乃半径最大的恒星之一。

五、大熊 ζ 和双子 α

1. 大熊 ζ 中名开阳，它是北斗斗柄中间的那颗星。其近旁有一颗四等星，名叫大熊80，中名辅，与大熊 ζ 相距11'。大熊 ζ 是最先被发现的目视双星，两子星相距14''。主星大熊 ζ' 的视亮度是2.4^m，伴星大熊 ζ'' 的视亮度是4.0^m。大熊 ζ' 又是第一个被发现的分光双星，1899年，用分光方法发现了它的双重性，周期等于20.5天，轨道半长径等于0.29天文单位。1908年，发现大熊 ζ'' 也是分光双星。根据多年的观测结果，已确定大熊80与大熊 ζ 有物理联系，都是一个聚星系统的成员。大熊80也被发现为一对分光双星。因此这个聚星系统共包括六颗星，乃六合星。

2. 双子 α 中名北河二。1719年，发现它是目视双星，距离14秒差距。主星(以A表示)是A1型星，伴星(以B表示)是A5型星，轨道周期大约介于450年和500年之间，两者最小的角距为1.85''。在1896年和1904年分别发现B和A都是分光双星，周期分别为2.9天和9.2天。在离AB72''的地方有一颗九等星，记作北河二C，它就是双子YY。1920年，发现它是双星，周期为0.81天，两颗子星都是M1型红矮星。C绕AB的轨道还不清楚，从0.028''年的相对运动判断，周期约 2×10^4 年。于是，双子 α 是由三对双星组成的六合星。

六、猎户 θ^1

这是一个聚星系统，位于猎户星云(见§10.3和§10.5)里面。

肉眼看来是一颗4.5^m的星，用小望远镜可看出实际上是四合星。四颗子星组成了一个边长相差不多的四边形，因此常被称为猎户

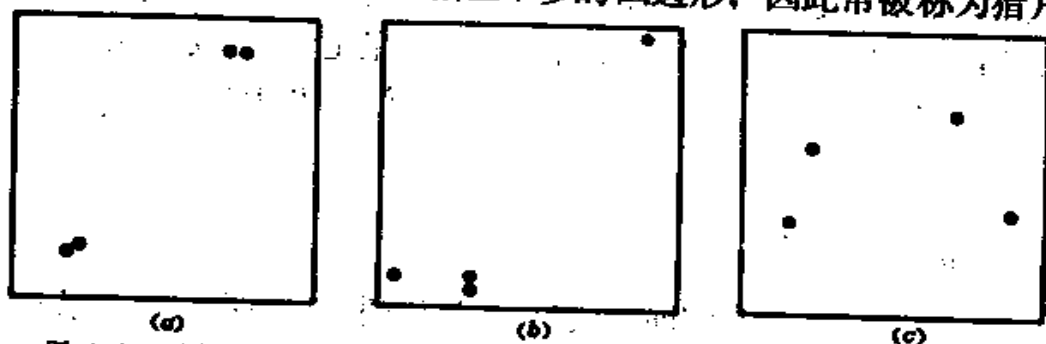


图 9.63 聚星系统：(a)和(b)是稳定的阶式组态；(c)是不稳定的四边形类型

座四边形。另外有五颗暗星是否属该聚星系统尚不确定。大多数的聚星跟大熊 ζ 和双子 α 的系统类似，呈阶式组态：或者是两颗星在一起，第三颗星离得远些；或者是四颗星分成两对，离开一段距离；或者是三对星，两对比较靠近，第三对离得很远。以猎户 θ^1 为代表的是另一种组态的聚星，各颗子星之间的距离相差很少(图9.63)，称为四边形类型的聚星，简称四边形聚星。阶式组态的聚星具有负的总能量(势能和动能之和，势能为负，动能为正)，它们是稳定的系统。但四边形聚星的总能量是正的，它们是不稳定的系统，其中必定有一颗或更多的子星会逃逸出去，直至系统的总能量减小到负值才稳定下来。四边形聚星大多数出现在O型和B型星聚集的地方，它们的年龄一般小于 10^5 年。苏联天文学家阿姆巴楚米扬(В. А. Амбарцумян)在1954年列出的四边形聚星有100多个。

§ 9.15 X 射线双星

一、X 射线天文学的兴起

X 射线是指能量数量级在 $10^2 \sim 10^5$ 电子伏(波长 $10 \sim 0.01$ 纳米)范围内的光子，而可见光光子的能量仅几个电子伏。在电磁频

谱的高能(短波长)区域,跟紫外光和 γ 射线相比,X射线对于探测天体的高能现象具有最重大的意义。星际和星系际空间中存在着大量处于基态的中性氢原子,它们从13.6电子伏(氢原子的电离电势)开始向短波长方向产生了赖曼系限外的连续吸收,并且吸收随波长的减小而减小。于是,星际气体大量吸收能量大于13.6电子伏的紫外光,但对于能量在 10^2 电子伏以上的X射线,星际气体又变成相当透明的了,以致X射线可以贯穿十分漫长的路程,将银河系内的和河外的天体的信息传递到地球上。另一方面,在天体的高能现象中,一般来说,产生的光子数目随光子能量的增加而迅速减少。这样,最大量的信息集中在能观测到的能量最低的光子上,即落在电磁波谱的X射线区域。

由于来自天体的X射线辐射不能透过地球大气这个屏障,X射线天文学必须等待空间时代到来之际才能诞生。在这一领域,美国进行了开创性的工作。1948年,用火箭探测到太阳的X射线辐射,这是人类首次观测到的天体的X射线辐射。在1962年发射的一个火箭,达到230千米的高度,第一次成功地探测到太阳系之外的一个X射线源——天蝎X-1。1970年,发射了第一颗专门用于X射线观测的卫星“自由号”^①,将每次只能观测几分钟的短暂的火箭飞行推进到卫星在绕地球的轨道上进行长期观测,尤其是可连续监测个别的X射线源,以便发现它们的X射线辐射强度随时间的变化。在七十年代,美国、西欧和日本相继发射了好几颗X射线天文卫星,其中尤为重要是1978年美国发射的“高能天文台-2”卫星,在观测仪器上作了很大改进。在以往发射的火箭和卫星上,接收X射线用的仪器是计数器,它能记录射入仪器并且能量在X射线区域的某一范围内的光子数目。而“高能天文台-2”卫星携带了第一架X射线望远镜,口径为58厘米,探测到的最暗

^① 原文Uhuru系斯瓦希利语,意为“自由”,因该卫星是12月12日从肯尼亚发射的,是日正值肯尼亚独立日,故得名。

的X射线源比以前的X射线天文卫星能发现的暗一千倍。它的定位精度为 $1'$ ，而分辨角达 $2''$ ，可与地面上的光学望远镜相匹配。1979年正逢爱因斯坦诞辰一百周年，为了纪念这位伟大的科学家，“高能天文台-2”又命名为“爱因斯坦X射线天文台”。

“爱因斯坦X射线天文台”以及在它之前发射的一系列X射线卫星探测到许多不同类型的天体发射的X射线。这些天体包括：O—M型主序星、密近双星、超新星遗迹、球状星团、正常星系、活动星系核、射电星系、类星体以及星系团中星系际的热气体等。特别应指出，这些发现中太多是“自由号”卫星和“爱因斯坦X射线天文台”的贡献。在X射线波段观测技术的迅速进步以及取得的许多重大发现，使X射线天文学已成为可与光学天文学和射电天文学并驾齐驱的新兴的天文学分支。

二、X射线源的命名

在“自由号”卫星上天以前的八年中，用火箭和气球运载的探测器已发现了几十个X射线源。这些早期发现的源都以所在的星座以及在同一星座中被发现的顺序来命名，如天蝎X-1，天鹅X-2，半人马X-3等。后来，从“自由号”到“爱因斯坦X射线天文台”，各颗卫星发现的X射线源的数目大大增加（到1980年，总数逾1000个），遂汇编成表，以表的简称附上大致的赤经和赤纬坐标来给X射线源取名。这些表中最常用的是“自由号”第三和第四X射线源表，分别以3U和4U表示。

三、几对典型的X射线双星

在银河系内的X射线源中，除超新星遗迹外，其余的源的角直径非常小，它们称为致密X射线源，或恒星X射线源，或X射线星。“自由号”卫星最重要的发现之一是将银河系内的一部分致密X射线源证认为双星。X射线双星是一类很特殊的密近双星，其

中一颗子星是致密星，另一颗子星是普通恒星，作为早期发现的X射线源，通常它们在X射线波段发射的能量远远超过在电磁波谱的其他区域发射的能量。它们虽然数目不多，但性质跟一般的双星迥异，故备受重视。下面列举几对有代表性的X射线双星。

1. 天鹅X-1 即3U 1956+35，是最早发现的几个X射线源之一。它的强度有不规则的快变，变化时标从一毫秒至几十秒。如果发射区的大小不应超过强度有很大变化的时间内电磁辐射传播的距离，则该源的发射区应小于 10^3 千米。天鹅X-1在1~80千电子伏范围内的能谱是相当平坦的幂律谱，能谱指数为-0.7。

“自由号”卫星的定位精度是 $1'$ 。在误差为 $1'$ 的方形天区内有许多颗星，因而难以证认该X射线源的光学对应天体。1971年3月至4月，在包含天鹅X-1的 $1'$ 的天区内探测到了一个从前没有的弱射电源，恰好在同时，天鹅X-1在2~6千电子伏波段的X射线辐射强度突然下降了四倍。这种射电辐射增强和X射线辐射减弱之间的相关性，表明该射电源跟天鹅X-1是同一个天体。利用射电望远镜高达 $1''$ 的定位精度，找到了天鹅X-1的光学对应天体，它是周期为5.6天的单谱分光双星HDE 226868，距离估计至少有2500秒差距。主星的亮度为9^m，是一颗B0型超巨星，伴星看不见。主星在视线方向的投影轨道速度 $v \sin i = 70$ 千米/秒，投影轨道半长径 $a \sin i = 5 \times 10^6$ 千米，质量大于 $20M_{\odot}$ 。看不见的伴星应是X射线辐射的源，它能使一颗超巨星以如此大的速度作轨道运动，其质量不会小于 $6M_{\odot}$ ，这个数值超过了中子星质量的上限，因此天鹅X-1可能是一个黑洞。

2. 半人马X-3和武仙X-1 天鹅X-1的X射线强度的不规则快变的发现促使天文学家去搜寻具有类似特性的其他X射线源，并导致了半人马X-3和武仙X-1等X射线脉冲源的发现。

半人马X-3(4U 1118-60)的X射线辐射呈现周期为4.8秒的脉冲(图9.64)，这个脉冲周期有多普勒位移，每2.087天精确地重

复, 乃 X 射线源在绕一颗子星作轨道运动的反映。X 射线源的强度变化曲线是典型的食双星的光变曲线, 全食时间为 0.488 天。观测到的轨道速度的变化与正弦曲线符合, 表明它的轨道近于圆形。可见的主星是亮度为 13.47 的早型巨星, 距离估计为 7700 秒差距。由探测到的 X 射线流量和距离的数据推算出该 X 射线源的发射功率大约为 $10^4 L_{\odot}$ 。

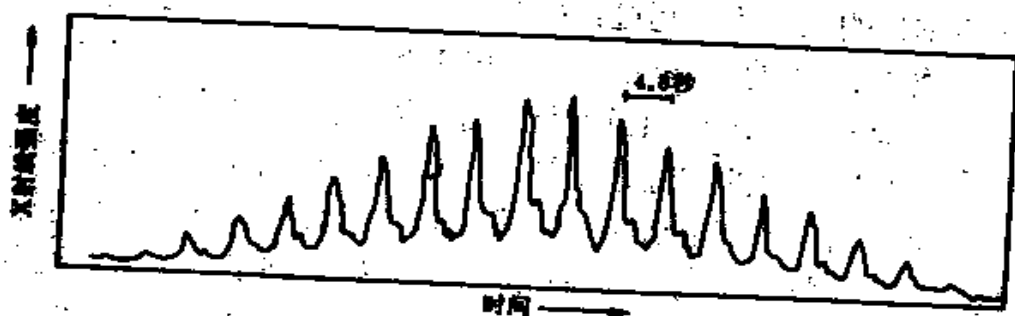


图 9.64 1971 年 5 月 7 日“自由号”卫星记录到的半人马 X 3 的脉冲辐射, 脉冲强度自左至右的逐渐变化是该卫星自转引起的

武仙 X-1 (4U 1656+35) 是一个被研究得最多的 X 射线脉冲源, 脉冲周期 1.24 秒。它每隔 1.70 天发生一次 X 射线食, 交食持续 0.24 天。此外, 它经历着周期为 34~36 天的长期变化。在 10 天或 11 天内 X 射线辐射很强, 在其余的 24 天中弱到观测不到。武仙 X-1 的光学对应天体是变星武仙 HZ, 它具有 1.70 天的光变周期。在证认过程中, 光变周期与 X 射线食的周期吻合起了关键的作用。武仙 HZ 的视星等在 13^m 和 15^m 之间变化, 表明它朝向 X 射线源的一面被 X 射线加热, 温度估计达 10000 开, 而背向 X 射线源的一面温度约 6600 开。从 X 射线脉冲周期的多普勒位移推出武仙 X-1 的轨道偏心率 $e \leq 0.05$, $v \sin i = 169$ 千米/秒, $a \sin i = 4 \times 10^6$ 千米, 质量函数 $f(M_1, M_2, i) = 1.7 \times 10^{30}$ 千克。根据质量函数的数据、光学子星的分光观测以及光学子星的光谱型, 原则上可以确定两颗子星的质量和 i 。但由于武仙 HZ 受到 X 射线的加热, 使得对它的

光谱分类十分困难，光谱型估计的范围在B型和F型之间，X射线源的质量 M_x 估计在 $0.5 \sim 1.8M_\odot$ 之间。

武仙X-1和半人马X-3时标为秒的数量级的X射线脉冲，自然使人联想到它们是自转的中子星。因此具有规则周期的X射线脉冲源也称为X射线脉冲星。这类天体已发现的数目不多，资料较丰富的仅20颗左右。武仙X-1的脉冲周期在变短，变率为 -4.8 微秒/年。其他的X射线脉冲星，周期多数也在变短，仅少数例外，这不同于周期在变长的射电脉冲星，排除了中子星转动能减小的供能机制。武仙X-1也是至今能直接测定中子星质量的极少有的珍品之一，测定的数据落在中子星质量的理论极限值的范围内。

3. 武仙AM 这是一颗不规则变星，X射线源4U 1813+50的光学对应天体，离太阳约100秒差距，轨道周期为3.1小时。主星是质量约为 $1M_\odot$ 的白矮星；伴星是M2V型的红矮星，质量约为 $0.4M_\odot$ 。视向速度曲线和光变曲线之间的位相不寻常，极大的正视向速度与亮度的主极小相对应，而通常的分光双星两者相差 $1/4$ 个周期。这颗星的辐射有很高的圆偏振（15%），由此推出该白矮星拥有 10^4 特的磁场强度。在光谱的可见区和紫外区有许多很强的发射线，叠加在连续光谱上，它们是H I的巴耳末线以及He II、C IV、Si IV、NV等的谱线。武仙AM还呈现长期的光变，视星等变化于 $12^m \sim 15^m$ ，平均持续100~300天。在可见光和X射线的辐射中存在活动和宁静状态，武仙AM大部分时间处于活动状态，这跟通常的激变变星的行为相反，后者常处于亮度极小的宁静状态，偶尔爆发。

武仙AM是最先被确认的磁白矮星X射线源，同类的天体尚有大熊AN（偏振度达35%，磁场强度达 3×10^4 特）和船尾VV等10多个，有高偏振星之称。它们有些特征类似于激变变星，故又被归入激变变星之列。

四、X 射线双星的定性分析

在 X 射线双星中，有一部分是 X 射线脉冲星，它们的脉冲周期短至一秒的数量级，长达几百秒，总的来说比射电脉冲星的脉冲周期长得多。然而，它们的辐射功率（即光度）可高达 10^{31} （个别的达 10^{32} ）瓦的数量级，相当于蟹状星云的辐射功率，比一般的射电脉冲星的辐射功率大得多。分析表明，对于旋转得象 X 射线脉冲星那样慢的中子星靠损失转动能来提供如此大的辐射功率是远远不够的，况且，观测到武仙 X-1 等 X 射线脉冲星的脉冲周期在变短。致使中子星旋转周期变短的唯一可能的途径是它正在吸积物质，只要被吸积的物质每单位质量拥有的角动量大于中子星每单位质量的角动量，中子星旋转就加快。

“自由号”卫星发现，X 射线双星，例如天鹅 X-1、武仙 X-1 和半人马 X-3 等，在 2 ~ 6 千电子伏范围内的光度达 $10^{29} \sim 10^{31}$ 瓦。后来发射的几颗 X 射线卫星又探测到许多低光度（ $10^{24} \sim 10^{28}$ 瓦）的银河 X 射线源，其中一部分已证认为包含一颗白矮星的双星系统。武仙 AM 就是一个低光度 X 射线源，它的光度为 10^{26} 瓦。如何解释这些光度的数值呢？

在“自由号”卫星上天之前，天文学家早已认识到，在密近双星中，如果一颗子星是致密星，另一颗子星是普通恒星，则大自然提供了一种提取引力势能的有效机制。致密星吸积了从另一子星流出的一部分物质，设吸积率为 $\dot{M}$ ，物质的速度为 v ，如果物质的动能全部转化成热能辐射出去，则辐射功率为

$$L = \frac{1}{2} \dot{M} v^2, \quad (9.26)$$

物质的动能是在致密星的引力场中由引力势能转化的，因此实质上释放的是引力势能。若物质向致密星自由下落，则 $v = \left(\frac{2GM_c}{R} \right)^{\frac{1}{2}}$ ，其中 M_c 表示致密星的质量，得

$$L = \frac{G \dot{M} M_x}{R} = \eta \dot{M} c^2; \quad (9.27)$$

若物质沿圆形开普勒轨道螺旋式地向致密星下落, 则 $v = \left(\frac{GM_x}{R} \right)^{\frac{1}{2}}$, 得

$$L = \frac{G \dot{M} M_x}{2R} = \frac{1}{2} \eta \dot{M} c^2, \quad (9.28)$$

(9.27)和(9.28)式已表示成静质量转换为能量的形式, 而

$$\eta = \frac{G M_x}{R c^2} = \frac{1}{2} \frac{R_s}{R} \quad (9.29)$$

为转换效率, R_s 是致密星的引力半径, R 是致密星的半径或最小圆轨道的半径。对于物质吸积到史瓦西黑洞和中子星的情况, 转换效率一般可取为10%左右; 对于克尔黑洞, 最大的转换效率达42%。作为对比, 在四个氢原子核聚变成一个氦原子核的过程中, 仅释放出0.7%的静质量能。因此黑洞和中子星吸积物质是一种比热核反应效率高得多的释放能量的机制。对于物质吸积到白矮星的情况, 引力势能释放的效率只有0.01%的数量级。

为了估算致密星由于吸积物质每秒所能释放的能量的数量级, 利用(9.27)式, 得

$$L = \frac{G \dot{M} M_x}{R} \simeq 10^{26} \left(\frac{M_x}{M_\odot} \right) \left(\frac{R_\odot}{R} \right) \left(\frac{\dot{M}}{10^{-8} M_\odot / \text{年}} \right) \text{瓦} \quad (9.30)$$

根据各类恒星质量损失率的观测资料, 取 $\dot{M}$ 为 $10^{-8} M_\odot / \text{年}$ 数量级是在允许的范围内, 而且并不苛求。对于黑洞和中子星, $\frac{M_x}{M_\odot} \simeq 1$, $\frac{R_\odot}{R} \simeq 10^4 \sim 10^5$, 由(9.30)式显见, 可以产生 $10^{29} \sim 10^{31}$ 瓦的光

度。对于白矮星, $\frac{R_{\odot}}{R} \simeq 10^2$, 要解释高光度的X射线双星是勉强的, 除非吸积率很高, 但说明诸如武仙AM那样的低光度X射线双星的能源则不成问题。

由上述的分析可见,X射线双星中的一颗子星必定是致密星, 另一颗子星是能向致密星供应物质的普通恒星, 物质吸积到致密星所释放的引力势能足以产生观测到的光度。

五、吸积盘和吸积柱

X射线双星中的普通子星如果已充满了洛希瓣, 就应出现洛希瓣溢出的吸积过程, 前述的天鹅X-1和半人马X-3的光学子星是早型超巨星或巨星, 属于这种情况。拥有相当大的角动量的气体经内拉格朗日点流向致密星, 在它周围形成了吸积盘。吸积盘中的气体在几乎是圆形的开普勒轨道上绕致密星转动。

一个绕中心引力体在圆轨道上运动的粒子, 在没有外力作用的情况下, 将永远保持在同样的轨道上运动。但如果通过某种方式能从它提取能量和角动量, 它就螺旋式地向里运动, 在这过程中所能提取的能量等于最里面的轨道处引力势能的一半, 另一半转化成粒子轨道运动的动能。吸积盘正是提供了一种提取引力势能的具体的机制。由于开普勒运动是一种较差的转动, 角速度向外递减, 而角动量向外增大, 吸积盘中相邻的气环之间由于粘滞性产生了沿轨道运动方向的切向应力, 在切向应力力矩的作用下, 气环的角动量逐步向外转移。随着角动量减小, 各个气环便向里旋进, 于是引力势能被提取出来, 具体的表现形式是气体的粘滞性产生了热能, 使吸积盘加热并转化为辐射能发射出去。如果中心天体是史瓦西黑洞, 则吸积盘的内边界半径等于 $3R_g$, 这是绕史瓦西黑洞旋转的粒子的最小稳定轨道; 如果中心天体是没有磁场的中子星或白矮星, 则吸积盘的内边界就是星的表面。在吸积

盘中提取出的引力势能向里增加，因而温度也向里升高。在吸积盘靠里面的部分，温度一般在 $10^8 \sim 10^9$ 开范围内，可发射能量为 $10^2 \sim 10^5$ 电子伏的X射线。

对于有强磁场的中子星的吸积，电离气体无论是螺旋式地或是沿径向落向中子星，当离中子星某一距离时，它们的运动开始受磁场的控制，以这个距离为半径的球面和球分别称为阿尔文面和中子星的磁球。到达阿尔文面的电离气体不能跨越磁力线，必

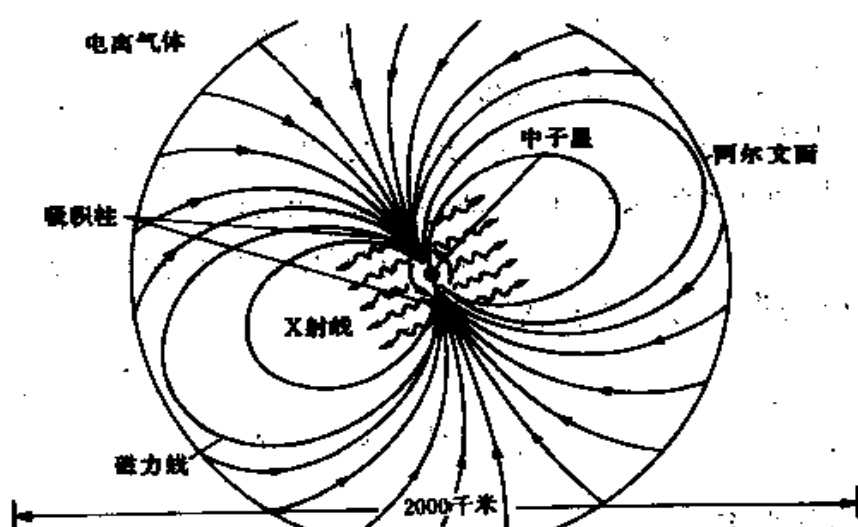


图 9.65 磁中子星吸积的示意图

定沿着与该面相交的磁力线流向磁极。最后，被吸积的物质都落入磁极周围的一个小区域内，形成高温的极冠。在极冠的上空是漏斗形的吸积通道，称为吸积柱(图9.65)。X射线主要是在吸积柱内的电离气体或极冠发射的。只要中子星的磁轴跟自转轴倾斜，随着中子星旋转，到达观测者的X射线辐射的强度就有周期变化，表现为X射线脉冲源。

在磁场中速度远小于光速的非相对论性电子在洛伦兹力的作用下沿着圆周或螺旋线绕磁力线旋转，旋转的角频率 ω 取决于磁场强度 B ，由经典电磁学中熟知的公式

$$\omega = \frac{eB}{m_e c} \quad (9.31)$$

求出, 式中 c 是光速, e 和 m_e 分别为电子的电荷和质量, ω 称为拉摩频率。在作旋转运动时, 非相对论性电子产生了辐射, 叫做回旋辐射。这种辐射呈单色性, 由一系列分立的谱线组成, 它们的频率依次等于拉摩频率的整数倍, 但强度随着频率的增大而迅速下降, 以致回旋辐射的能量主要集中在由 (9.31) 式确定的基频辐射之中。在武仙 X-1 的 X 射线辐射谱中, 1976 年发现在 58 千电子伏处有一条谱线, 现在普遍认为它是吸积柱中电子的回旋辐射的基频谱线, 相应的磁场强度等于 5.3×10^8 特^①。在另一颗 X 射线脉冲星 4U 0115+63 的 X 射线谱中, 发现了 11.5 千电子伏和 23 千电子伏处的谱线, 如果它们是回旋辐射的基频和第一倍频谱线, 则磁场强度为 1.2×10^8 特。这是目前对 neutron star 磁场的直接测量, 也许将成为唯一可行的直接测定法。

§ 9.16 SS 433

一、观测特征

SS433 是一个非常奇特的星体, 在 1978~1979 年期间它的异常的性质被发现后, 轰动一时。它位于天鹰座中银河区域, 亮度为 13.5^m, 那里恒星密集, 在用物端棱镜拍摄的底片上, 数以百计的恒星的光谱中有发射线。在 1977 年斯蒂芬森 (C. B. Stephenson) 和桑杜利克 (N. Sanduleak) 发表的 H_α 发射线天体的星表上, 它的编号是 433, 故名 SS433。它又是致密的射电源和 X 射线源。在英国剑桥大学编制的剑桥第四射电源表中, 被命名为 4C 04.66;

① 在强磁场的情况下, 严格地说应考虑量子效应, 但跟经典公式 (9.31) 算出的结果相差不大。此外, 引力红移效应对计算的磁场强度数值可能有 10~40% 的影响。

在“自由号”第四X射线源表中,被命名为4U 1908+05。射电观测表明,SS433位于一个名叫W50的射电展源的中央。根据W50的射电结构和射电谱的分析,认为它是在 10^4 年以前爆发的一颗超新星的遗迹。作为光学发射线星体、射电源和X射线源三位一体的SS433,又位于超新星遗迹W50的中央,两者很可能有因果联系。

从1978年9月起,美国利克天文台的天文学家对SS433进行了一系列的分光观测。光谱中氢的 H_{α} 发射线非常强,在它的两侧还有两条很强的发射线(图9.66),被证认是因多普勒效应而位移的 H_{α} 的两条子线,一条红移,另一条蓝移。与谱线位移对应的视向速度大得惊人,例如红移的子线在波长740纳米处,视向速度约为40000千米/秒。对于许多氢和氦的发射线也有类似的三重性。在观测了相当长的一段时间后,发现两条位移子线的波长以很大幅度作周期变化,分别从无位移的子线的一侧移到另一侧,周期等于164天。图9.67所示的是跟两条子线的周期位移对应的视向速度曲线。红移(远离)的视向速度最大的超过50000千米/秒,蓝移(接近)的视向速度可达30000千米/秒。在任一时刻,两个视向速度的平均值大致为一常数,等于12000千米/秒。虽然谱线的周期位移在分光双星中是司空见惯的,但规模小得多,视向速度的变幅从未超过 10^2 千米/秒的数量级。此外,在银河系内还从未见过与恒星联系着的现象中有如此大的速度,而且光谱中又同时出现红移和蓝移的谱线。这些都是SS433独特的异常性质。

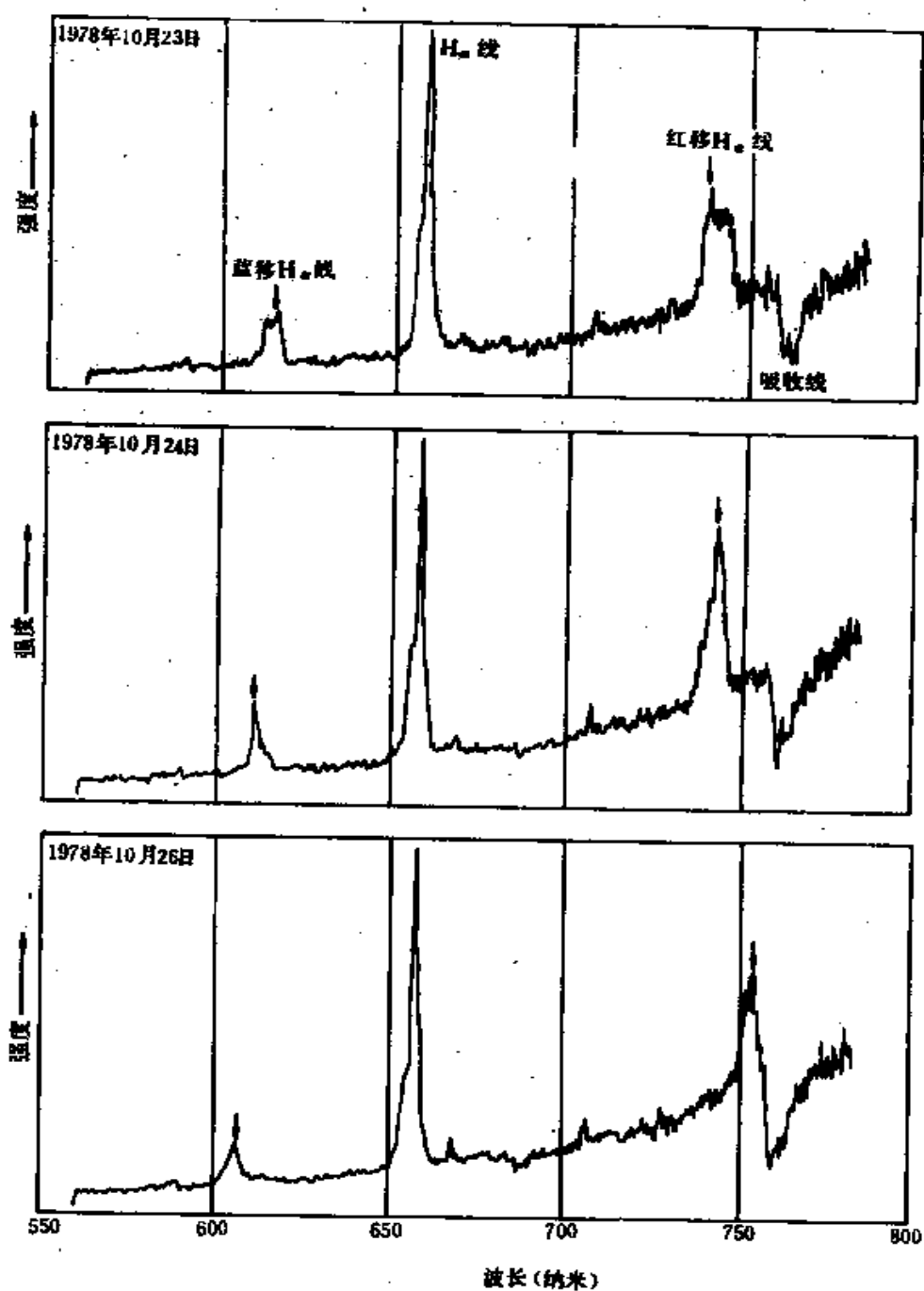
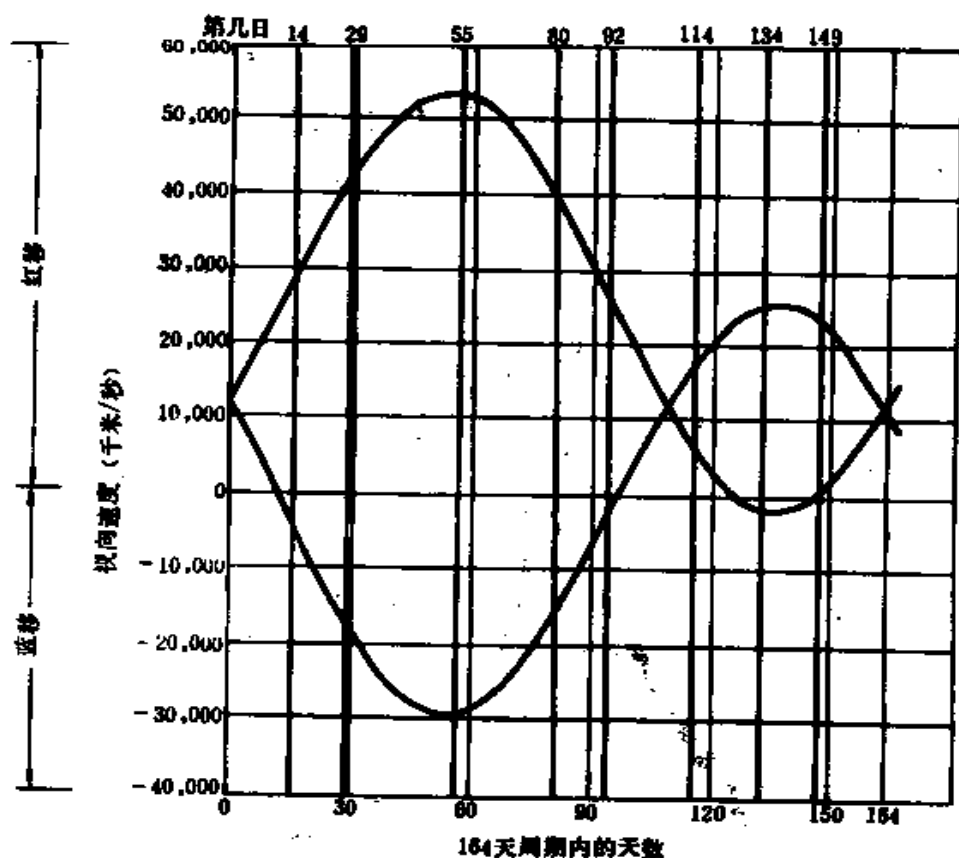


图 9.66 1978年10月的三个夜晚在利克天文台拍摄的SS433的三张H α 发射线附近的光谱图。在波长760纳米附近的吸收线是地球大气中的分子产生的



· 图 9.67 从SS433的红移和蓝移发射子线的周期位移得出的视向速度曲线

二、理论解释

对 SS433 的红移和蓝移谱线同时出现以及周期位移的一种合理的解释是转动喷流模型。一个中心天体向相反的两个方向喷出两束气流，一束大致指向地球，产生蓝移发射线；另一束大致背向地球，产生红移发射线。假定两束喷流的轴线绕中心天体的自转轴转动，每164天转一圈，则每束喷流与观测者视线有交角，因而喷流的视向速度也以164天为周期而变化，该天体光谱中的发射线在波长极大和极小之间来回移动。例如，对于图9.68所示的喷流的位置，红移和蓝移都处于极大值。当喷流与视线垂直时，就

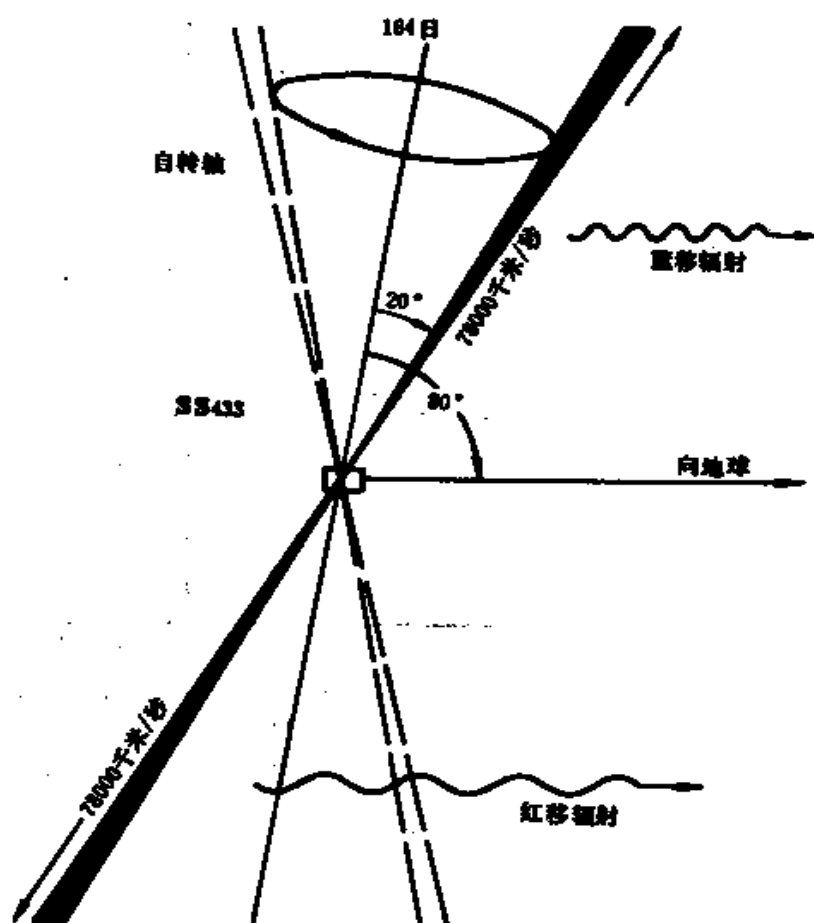


图 9.68 SS133的转动喷流模型

观测到红移和蓝移的极小值。计算表明，取喷流速度为78000千米/秒，自转轴与视线的交角为 80° ，喷流与自转轴的交角为 20° ，便能跟观测资料拟合。喷流的速度达到了光速的 26% ，于是狭义相对论的效应已相当显著。有一个效应叫做时间延迟，说的是一个相对于观测者运动的钟，在观测者看来走慢了，速度越大，时钟越慢。原子发射光子，也因时间延迟效应使得观测者看到的光子频率减小，而波长增加，即出现了谱线红移。对于速度达到 26% 光速的喷流，计算得出时间延迟效应产生的红移对应于视向速度为光速的 4% ，即12000千米/秒。这个效应仅与喷流的速度有关，

跟喷流与视线的交角无关。这就满意地说明了为什么在任何时刻SS433的红移和蓝移的视向速度的平均值不为零,而等于一个固定的值12000千米/秒。

发射喷流的中心天体是什么类型的天体呢?中子星的质量和半径是差别不大的,它们表面的逃逸速度与喷流的速度很接近,也许这不是巧合,而暗示着某种必然性。如果SS433确实隐藏着一颗中子星,但根据光谱中很强的氢和氦的发射线推测,喷流的主要成分是氢和氦,而中子星是缺乏这两种轻元素的,则喷流不大可能直接来自中子星。在对SS433光谱中“无位移”的发射线仔细测量以后,发现它们的波长也有周期为13天的位移,但位移的幅度很小,相当于视向速度70千米/秒。这表明SS433是一个双星系统,可能由一颗中子星和一颗普通恒星组成。那颗普通的子星太暗,在喷流的辐射背景上无法直接观测到。

关于SS433喷出的气体的一些物理数据依赖于对SS433的距离的估计。根据一些不很可靠的证据,它离太阳约4000秒差距,从而算出喷射物质延伸100亿千米,相当于太阳系的直径;喷射物质的动能达 10^{32} 瓦,为太阳光度的 10^6 倍。

综上所述,关于SS433的转动喷流模型中的中心天体,即图9.68中央的矩形框内的天体,可能如图9.69所描述。气体从普通的子星流向中子星,并在其周围形成一个吸积盘。从该盘的两面向两个相反的方向抛出两束气流,而吸积盘的平面在进动,周期是164天,从而引起喷流轴线转动。

SS433的转动喷流模型还留下一连串未解决的问题,例如产生双喷流的机制,喷射物质巨大的能量的源泉,使喷射物质保持准直的过程等。也有学者提出SS433的发射线来自靠近黑洞的吸积物质的理论解释,因黑洞尚未得到观测直接证实,所以此种解释尚在争论之中。

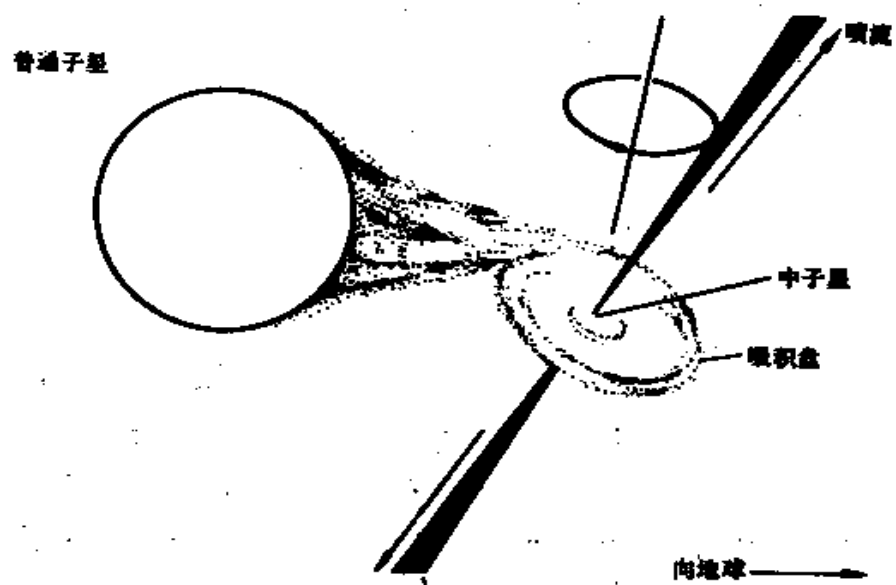


图 9.69 SS 433 的转动喷流模型中的中心天体

第十章 星团、星云和恒星演化

§ 10.1 疏散星团和星协

在银河系空间内(其他星系亦然),除了散布着孤独恒星(单星)以及双星和聚星这类最小的恒星系统之外,还存在着由众多的恒星组成的更大的系统——星团和星协。

星团是恒星的集团,其成员星的空间密度显著地高于周围的星场,并且通过彼此之间的引力作用而聚集在一起。星团按形态和成员星的数目等特征明显地分成两类:疏散星团和球状星团。

除几个星团有专名外,按天文学上的惯例,星团都是以某本星团表中的号数命名的,最常见的名称来自M、NGC和IC这三个星团和星云表。梅西耶通过自己的观测以及根据同时代的法国天文学家梅襄(P. Mechain)的观测,于1784年在法国天文年历上刊登了103个天体的表(其中57个是星团,46个是各种星云或星系)。星表通常是按天体的赤经的顺序来编排号数的,而M表却不同,梅西耶将天体大致上按他观测到的日期的先后而编号。后世的天文学家经考证确定,另有七个天体在当时已为梅西耶和梅襄所知,也把它们归入M表,故该表总共有110个号数。丹麦天文学家德雷耶(J. L. E. Dreyer)对约翰·赫歇耳于1864年发表的《星云星团总表》进行修正和增补,于1888年编制了《星云星团新总表》(New General Catalogue of Nebulae and Clusters),简称NGC,列出7840个天体。后来,德雷耶分别于1895年和1908年两次发表

了NGC的补编:《星云星团新总表补编》(Index Catalogue of Nebulae),简称IC,共包含5386个天体。由于在编制这三个表的时代天文学家还不知道河外星系,以致它们实际上是银河系中的星团、星云和河外星系混编在一起的表。

一、疏散星团的概况

疏散星团形态不规则,包含几十至二、三千颗恒星,成员星分布得较松散,用望远镜观测,容易将成员星一颗颗地分开。少

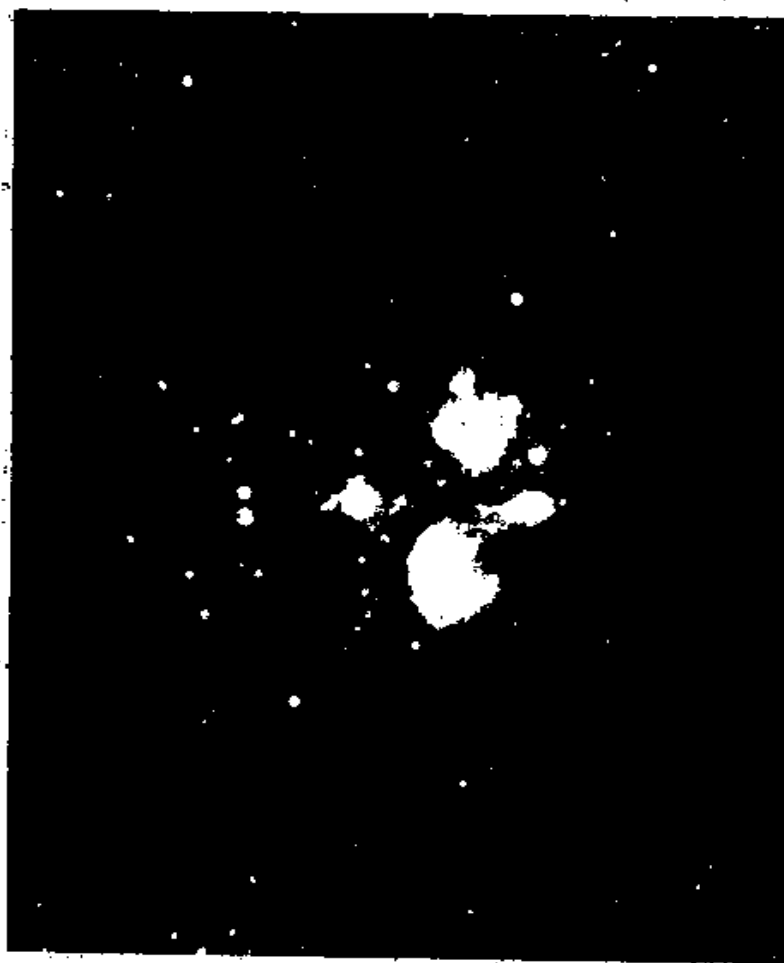


图 10.1 昴星团, 约由120颗恒星组成, 直径4秒差距, 距离125秒差距

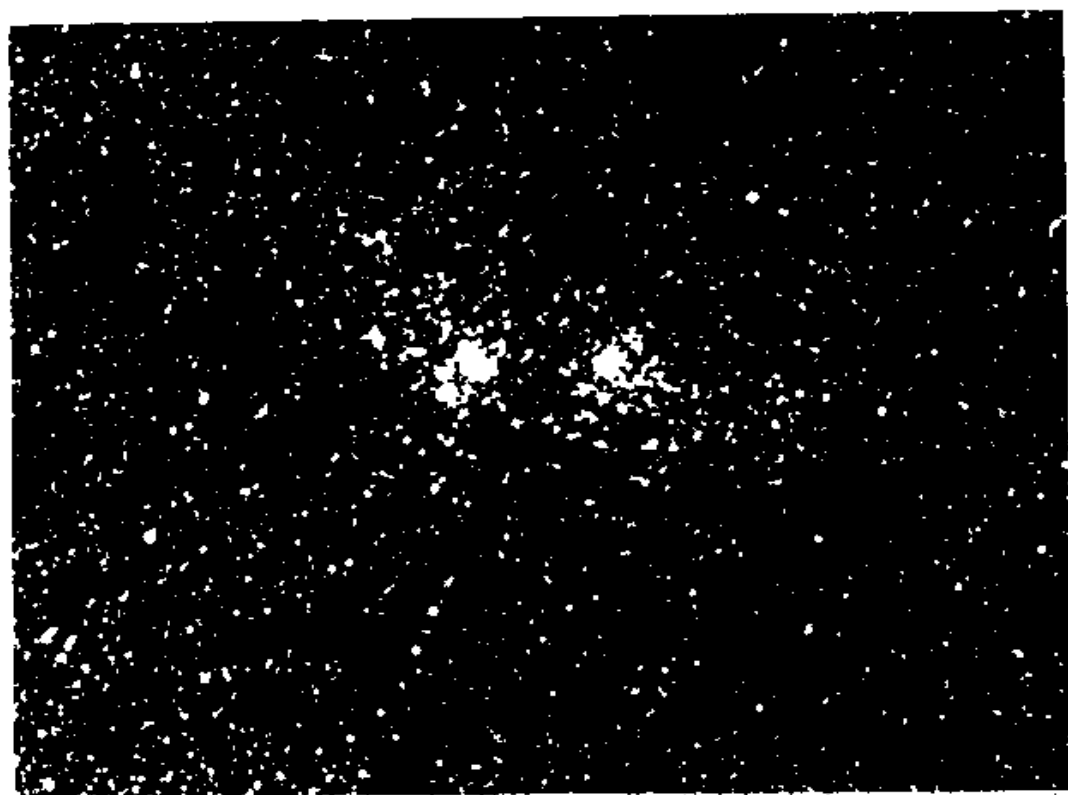


图 10.2 英仙双星团

数疏散星团用肉眼就能看见。金牛座中的昴星团(M 45, 图10.1)和毕星团、巨蟹座中的鬼星团(M 44, NGC 2632, 又名蜂巢星团)、英仙双星团(即英仙 κ ——NGC 869和英仙 χ ——NGC 884, 图10.2)是几个最著名的疏散星团。

在银河系中已发现并载入表的疏散星团有一千多个, 它们高度集中在银道面的两旁, 离银道面的距离一般小于200秒差距, 所以疏散星团又名银河星团。大多数已知的疏散星团离太阳在3000秒差距以内。在更远的地方这类星团无疑是存在的, 它们或者处于密集的银河背景星场中而不能证认, 或者受星际尘埃云遮挡而无法看见。由已知数目外推, 估计银河系中疏散星团总数的数量级为 $10^4 \sim 10^5$ 个。

疏散星团的直径大多数在1~10秒差距的范围内，超过10秒差距的较少。根据对十几个疏散星团的统计，平均质量密度的范围为 $0.5\sim 3.2 M_{\odot}/\text{秒差距}^3$ ，而星场的平均密度约为 $0.05 M_{\odot}/\text{秒差距}^3$ 。疏散星团的成员除主序星以外，还有种类繁多的变星和大量的双星，如WR星、Bc星、天鹅P型星、Ap星、金牛T型变星、耀星、经典造父变星和白矮星等都在疏散星团中找到。有些疏散星团与星云在一起，它们是年轻的。

二、移动星团

1. 汇聚点和辐射点 星团作为一个整体在银河系内运动着，其成员星除了在星团内各自有不太大的随机运动外，都参与整体的运动，因而各个成员星的空间速度矢量大体上应是平行且相等的。恒星的空间速度可以分解成视向速度和切向速度两个分量，前者沿着观测者的视线方向，后者与视线垂直（见§11.2）。只要切向速度不等于零，恒星在天球上的位置就有变化，相对于微弱的背景星每年位移的角度称为恒星的自行^①，它的单位是角秒/年。通常用长焦距的折射望远镜相隔若干年拍摄某一恒星所在天区的照片，比较该星位置的变化可以测定它的自行（见§14.5），但这只有对离太阳很近的星才奏效。距离较远的星，自行小于测量精度，不能定出。

有几个较近的疏散星团，其成员星的自行已测出。在天球上沿着或背着各个成员星的自行方向延伸，大体上交于一点，对于前一种情况，称为汇聚点；对于后一种情况，称为辐射点。这种现象跟流星雨看起来从一个辐射点发出一样，反映了成员星的空间速度矢量大体上指向同一方向。可以定出汇聚点或辐射点的疏散星团称为移动星团。有汇聚点的移动星团是正在远离太阳；有

① 在天文学上起用自行这个名词是为了表明这是恒星真实的运动，以区别于每天东升西落的视运动。

辐射点的移动星团则正在接近太阳。已知的移动星团有毕星团、昴星团、大熊星团、鬼星团、英仙星团、天蝎-半人马星团和后发星团等七个。

2. 毕星团、天蝎-半人马星团和大熊星团 毕星团是最先发现的移动星团。1910年美国天文学家博斯 (L. Boss) 在编制星表时, 发现了毕星团成员星的自行汇聚于一点(图10.3)。该汇聚点的赤道坐标为: $\alpha = 6^h 17.5^m$, $\delta = 7^\circ 41'$ 。毕星团离太阳 46 秒差距, 大约由350颗恒星组成。它呈扁球形, 短轴垂直于银道面, 约为长轴的2/3。成员星向中心密集, 较密集部分的角大小为 7° , 线大小为 5 秒差距。成员星大多是G和K型主序星, 最蓝的星属光谱型A2, 并有几颗G型和K型巨星。目前毕星团正以44千米/秒的速度远离太阳。大约在8万年前, 毕星团离太阳最近, 距离只有现在的一半。6500万年后它将成为一个由12^m和更暗的恒星所组成的角直径只有20'的星团, 那时候它就不再是一个移动星团而成为一个普通的疏散星团了。毕星团成员的自行彼此是略有差别的, 仔细分析表明, 再过几亿年该星团应瓦解。

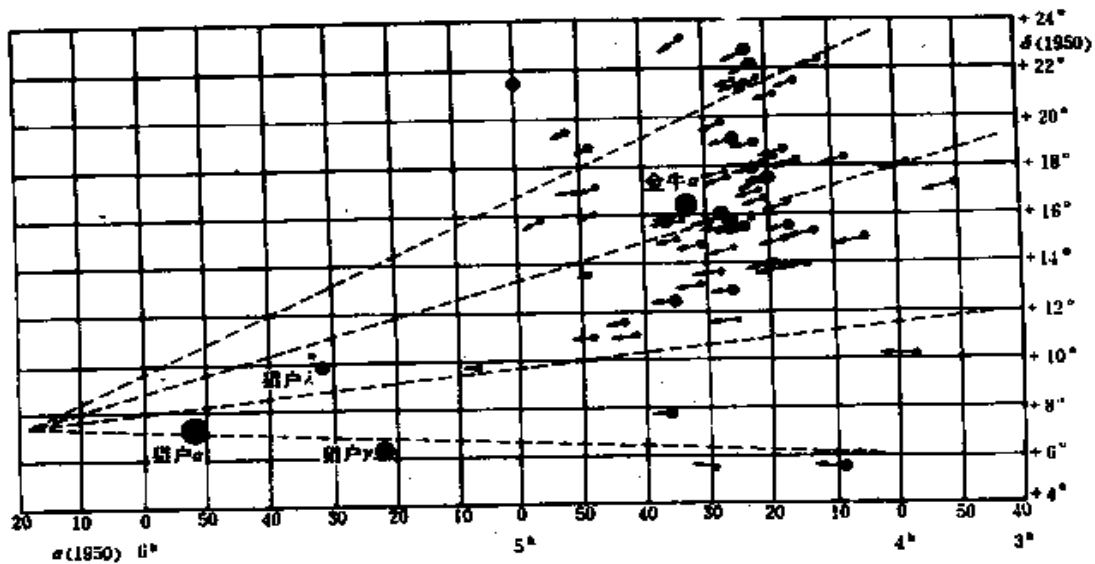


图 10.3 毕星团成员星的自行和汇聚点

天蝎-半人马星团是一个十分壮观的移动星团,1918年荷兰天文学家卡普坦(J. C. Kapteyn)首先注意到它。这个移动星团中B型星特别多,还有一些A型和F型星。天蝎座尾巴上的一些星以及蛇夫座和半人马座中的大多数蓝白色星是它的成员。在天球上它跨越了 33° 的角直径,离太阳约200秒差距,线直径约为100秒差距。

大熊星团是离太阳最近的星团,距离21秒差距,由100颗左右的恒星组成,角直径约 20° ,线直径为7秒差距。北斗七星中的五颗星、天狼星和南河三(小犬 α)都是这个移动星团的成员。

3. 星群视差 根据移动星团成员星的自行和视向速度的观测数据,可以定出它们的视差,这种视差称为星群视差。

若以 μ 和 V_t 分别表示恒星的自行和切向速度,则两者之间的关系就是圆周上弧长和圆心角的关系,圆周的半径相当于恒星的距离 r 。由于 μ 是微小的角度,因而得

$$V_t = r\mu \sin 1'' = \frac{r\mu}{206265}.$$

但自行的单位是角秒/年,而距离一般以秒差距为单位,为了使切向速度以千米/秒为单位,需乘以一秒差距的千米数 $a \csc 1''$ (a 是一天文单位的千米数),又除以一年的秒数 n (等于 3.156×10^7 秒),得

$$V_t = \frac{a}{n} \frac{\mu}{\pi''} = 4.74 \frac{\mu}{\pi''}, \quad (10.1)$$

其中 $\pi'' (=1/r)$ 是恒星的周年视差。

对于移动星团,各成员星的空间速度 V 可以认为大小相等并指向同一方向。在图10.4中, S 表示太阳, M 表示移动星团中的一颗恒星。 SR 表示汇聚点方向,它是与 V 平行的。因为两平行线向同一方向延长在天球上交于一点。 θ 表示恒星 M 和汇聚点 R 的角距,由观测容易得出。显然,恒星 M 的切向速度 V_t 和视向速度

V_r 的关系为

$$V_r = V_r \operatorname{tg} \theta.$$

V_r 从恒星光谱线的多普勒位移测定。将上式代入(10.1)式, 便得到求移动星团成员星的视差的公式:

$$\pi'' = \frac{4.74\mu}{V_r \operatorname{tg} \theta}. \quad (10.2)$$

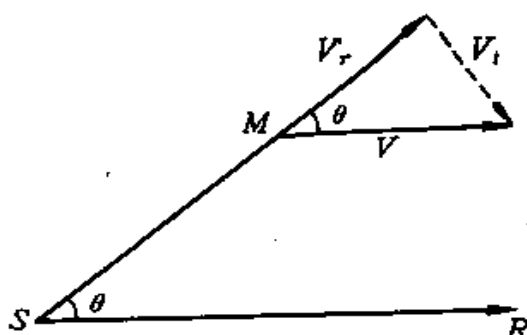


图 10.4 星群视差的测定

要应用这个公式求视差, 需知 μ , V_r 和 θ 的观测值。但若由一颗已知 V_r 的成员星, 利用公式 $V = V_r \sec \theta$ 来决定整个星团的空间速度, 就可把(10.2)式改成

$$\pi'' = \frac{4.74\mu}{V \sin \theta}. \quad (10.3)$$

应用这个公式于其他成员星时, 知道 μ 和 θ 的值便行了。

天文学上测量恒星距离的方法甚多, 不同的方法适用于不同的对象。但有些方法首先需要以另一种方法测定的较近恒星的距离或绝对星等为基准, 然后应用于更远的恒星。这样一段一段地“接力”, 推算出遥远的恒星以至河外星系的距离。三角视差法是最基本的测距法, 对于太阳附近20秒差距以内的恒星能保持很高的精度, 但局限性很大。星群视差的精度也很高, 它适用于移动星团, 将测量的距离延伸到几十至一百多秒差距。由星群视差算出的恒星的绝对星等是很可靠的, 因此移动星团成员星的光度常被用作各类恒星的光度基准, 尤其是在太阳附近20秒差距范围内, B型和A型星极为罕见, 确定它们的光度主要借助于天蝎—半人马星团。由此可见, 移动星团在天文学上占有相当重要的地位。

三、疏散星团的颜色-星等图

在§ 8.6中已讲过, 赫罗图的横坐标是恒星的光谱型, 也可用

恒星的色指数代替。由于用光电技术测量暗星的色指数比用分光技术确定它们的光谱型简便得多，因而星团赫罗图的横坐标常以色指数 C 表示。赫罗图的纵坐标是恒星的绝对星等或光度。对于星团，除离太阳很近的以外，其线大小与距离相比是很小的，可以认为星团的成员星位于相同的距离上，因此它们的视星等的分布就代表了绝对星等的分布。以成员星的色指数为横坐标、视星等为纵坐标绘制的图叫做颜色-星等图。它跟星团的赫罗图是类似的，两者仅在纵坐标上相差一个取决于星团距离的量——距离模数 $m-M$ 。已绘出颜色-星等图的疏散星团有150个以上。色指数 C 常以 $B-V$ (B 星等和 V 星等之差)表示。作为例子，图10.5和10.6给出了两个疏散星团的这种图。

疏散星团的颜色-星等图彼此相差很大。瑞士天文学家特朗普勒(R. J. Trumpler)根据这种图的形状，把疏散星团分为三类：第一类只有主序星，其中再根据成员星最早的光谱型分成几个次型，如果由O型开始，就称为1o型，由B型开始的称为1b，依次有1a, 1f。第二类除了主序星外，还有一些黄色和红色的巨星，又分为2o, 2b, 2a, 2f。第三类有很多黄色和红色的巨星，又分为3o, 3b, 3a, 3f。但实际上迄今尚未发现2o, 3o, 3b, 1f和3f类型的疏散星团。

对于距离已知的疏散星团，成员星的绝对星等由视星等和距离算出，颜色-星等图可转换成赫罗图。图10.7是10个著名的疏散星团组合的赫罗图，它们的主序在下部会聚，上部则向右方作不同程度的弯曲，各个星团开始弯曲的点——转向点——的位置不同，在图的右边由巨星和超巨星构成的分支彼此相差也很大。在§10.6中将看到，以图10.7为典型的星团赫罗图是恒星演化理论的重要观测佐证。

除了几个邻近的疏散星团之外，其余的都太远，不能用三角视差或星群视差的方法来定距离，但可以把星团的颜色-星等图与

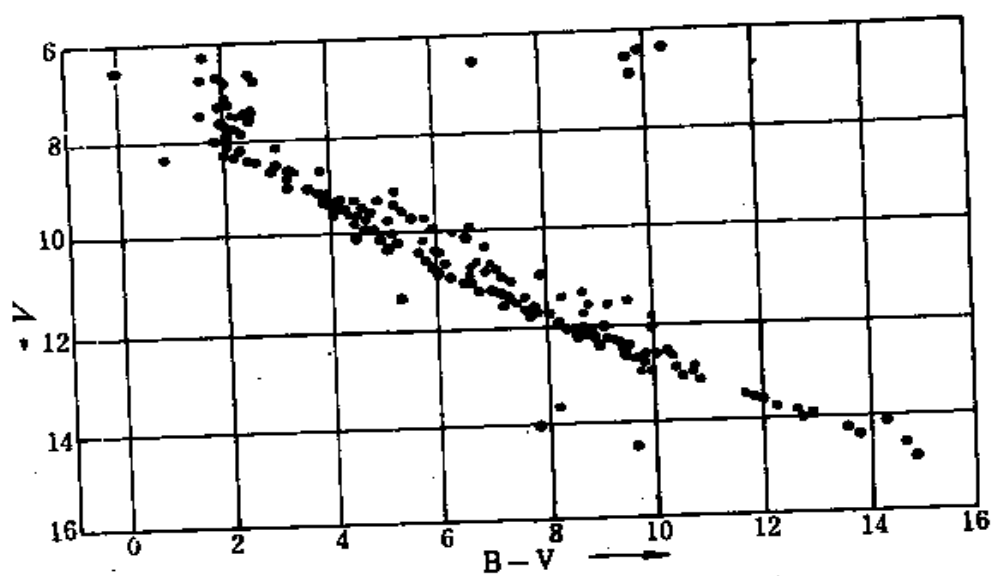


图 10.5 鬼星团的颜色-星等图

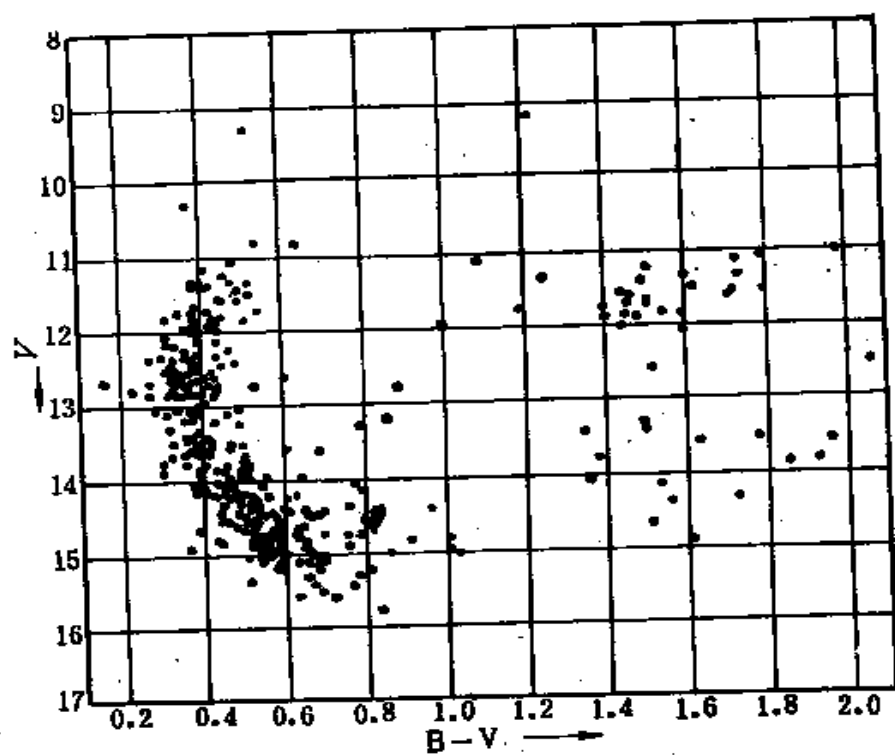


图 10.6 M 11 (NGC 6706, 在盾牌座) 的颜色-星等图

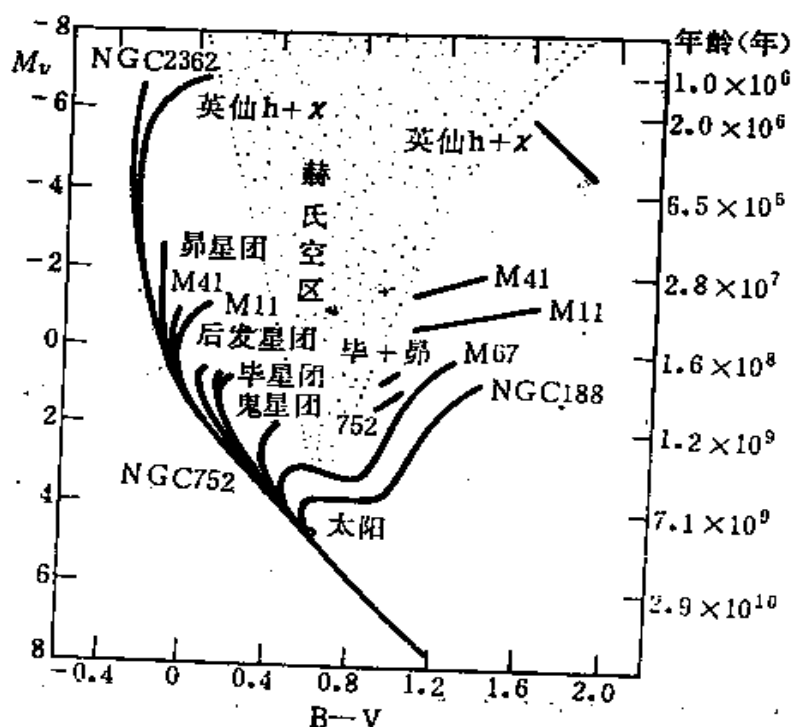


图 10.7 绘在一起的10个疏散星团的赫罗图

距离已知的星团的赫罗图(例如图10.7)叠在一起,使两者的主序拟合;然后比较纵坐标,就可得出距离模数 $m-M$,因而求得星团的距离。这是测定疏散星团距离的主要方法。

四、星协

1. OB星协、T星协和R星协 天文学家早已知道,O型和B型星在天球上的分布不是均匀的,有些天区里这种星比较多,例如在猎户座和英仙双星团周围。1947年,阿姆巴楚米扬提出了星协的概念。他认为,一部分O型和B型星集结在一起不是偶然的现象,而是组成一个具有物理联系的系统,他把这种系统称为星协。星协跟星团不同,在星团里一般可以找到多种不同光谱型的恒星,而星协则主要由光谱型大致相同、物理性质相近的恒星组成。星协比疏散星团更松散,其成员星的空间密度甚至比周围的星场的

密度还小，在星协所在的天区里看不出有恒星的集聚。但如果把O型和B型星从天球上其他光谱型的恒星中分出来，就可看出集聚现象。因此，发现星协不如发现星团那样直接，必须考虑到同类型星的空间分布。

由O型和早B型星为主组成的星协称为OB星协（也称作O星协）。OB星协的直径在30~200秒差距范围内，成员星有十几至几百颗，除了O型和B0~B2型星外，还包含少数光谱型晚些的星。有些OB星协里也有WR星、天鹅P型星、Bc星和M型超巨星。在OB星协中，都有一个或几个含有O型星的疏散星团、或四边形聚星、或几颗星排成一线的星链作为核心。

阿姆巴楚米扬还发现并命名了以金牛T型星和御夫RW型星为基本成员的T星协。T星协的直径从几个秒差距到几十秒差距，成员星的数目从十颗到几百颗。

1966年，范登贝尔格(S. Van den Bergh)发表了一个埋藏在反射星云(见§10.3)内的恒星的表，根据这些恒星不均匀的空间分布，他提出了反射星云内的恒星聚集成星协，并称之为R星协。尔后，他和他的同事进一步研究得出，R星协的成员星为B0~A0型主序星，也有A~M型超巨星；直径小至几个秒差距，大到400秒差距。有些R星协与OB星协或T星协重合，有些则不重合。

星协大致呈球状。在银河系中它们向银道面高度集结，并常位于星云附近。已知的OB星协约有50个，T星协25个，R星协约40个。如果星协在银河系内作均匀的扁平分布，则估计目前银河系包含的OB星协数目的数量级为 10^3 个，T星协为 10^5 个。

著名的OB星协如：在猎户座里的O-B星群，它的一个核心就是在四边形聚星(猎户 θ')周围、位于猎户星云深处的疏散星团；在天鹅座里的O-B星群，包括具有异常大的光度的天鹅P，有五个疏散星团作为核心，还有一些四边形聚星；在仙后座里疏散星团NGC7510附近，亮星形成了两条平行的星链。在猎户星云附近和

在金牛座里的T星协都是著名的T星协。

2. 星协的不稳定性 阿·巴·楚米扬列举了一些事实，来论证星协是很年轻的不稳定的恒星系统。首先，OB星协的成员——O型星、早B型星、WR星、天鹅P型星和M型超巨星都是一些年轻的恒星。O型和早B型星的光度很大，不断地发出大量的辐射，质量亏损的速率大，它们的年龄不超过 10^7 年的数量级。WR星和天鹅P型星还不断地在抛射大量物质，它们不可能长期处于这种不稳定的状态，因此是一些更年轻的恒星。组成OB星协核心的四边形聚星和星链是不稳定的恒星组态，它们应当在数量级不大于 10^7 年的时间内瓦解，目前它们还存在而且被观测到，证明它们以及包含它们的星协是年轻的系统。作为T星协基本成员的金牛T型星和御夫RW型星常与星云有联系，并且从光变和谱变情况来看，它们是很年轻的。其次，星协内恒星的空间密度比疏散星团小得多，成员星之间的引力很弱，在银河系潮汐力的作用下以及由于成员星各自的随机运动，星协不可能维持 10^7 年数量级以上

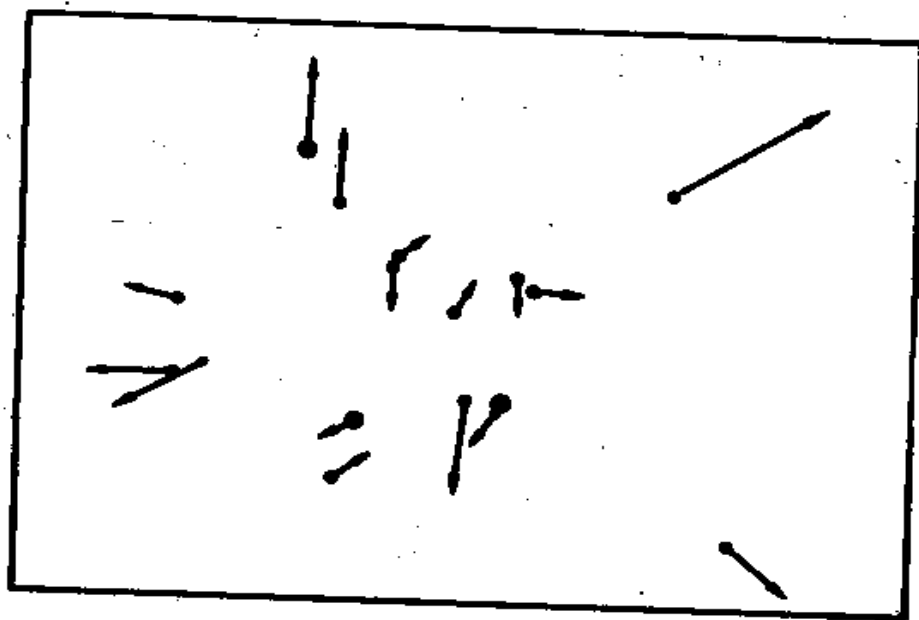


图 10.8 英仙C星协内恒星的运动，箭头的端点表示50万年后成员星的位置

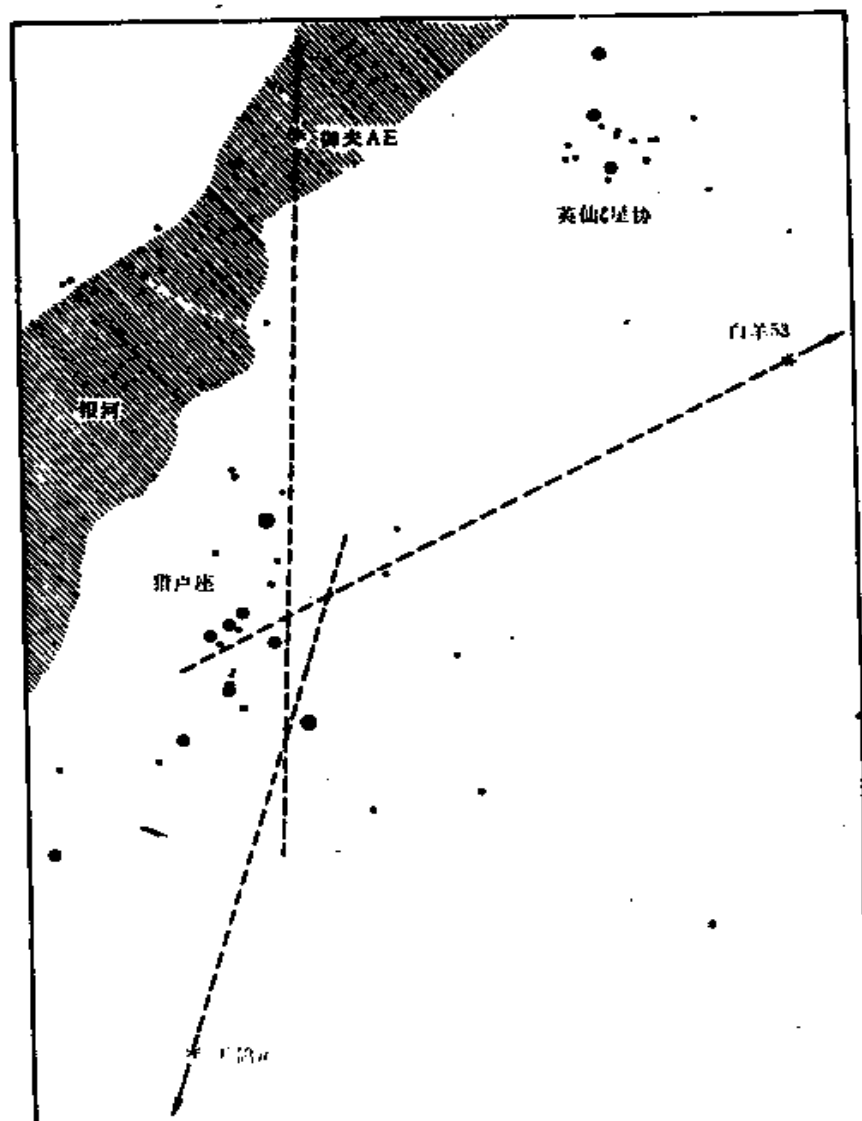


图 10.9 三颗速逃星御夫AE、天鸽 μ 和白羊53，根据它们在天球上的运动方向，可追溯到来自猎户座中OB星协区域

的时间，最终将瓦解，成员星渗入银河系的普遍星场中。

1952年，荷兰天文学家布劳乌 (A. Blaauw) 分析了英仙 ζ 附近的OB星协内十几颗星的自行和视向速度，发现该星协以12千米/秒的速度在扩张(图10.8)。若扩张一直以同样的速度在进行，则算出成员星在130万年前聚于一点。这进一步证实了星协是很年轻的不稳定的恒星系统。后来布劳乌和摩根研究了蝎虎10附近的OB星协，得出扩张速度为8千米/秒，该星协的年龄估计为420万年。前述的天蝎-半人马移动星团也是一个星协，它以0.7千米/秒的速度在缓慢地扩张，估计年龄为7000万年。

星协扩张的最壮观的景象也许当推布劳乌和摩根发现的三颗速逃星：御夫AE、天鸽 μ 和白羊53，它们以100千米/秒以上的速度背离猎户座中的OB星协区域运动(图10.9)。天文学家认为，它们是在250万年前的一次爆发过程中从该星协抛射出的。

§ 10.2 球状星团

一、概况

球状星团呈球形或扁球形，与疏散星团相比，它们是紧密的恒星集团。这类星团包含 $10^4 \sim 10^7$ 数量级的恒星，成员星的平均质量比太阳略小。用望远镜观测，在星团的中央部分恒星非常密集，不能将它们彼此分开。在银河系内已发现了131个球状星团。全天最亮的是半人马 ω (NGC 5139, 图10.10)，整个星团累积的目视星等为3.54 ^{m} ，在我国北方地区看不到它。北半天球最亮的是武仙座中的M13 (NGC 6205, 图10.11)，累积目视星等为5.80 ^{m} 。此外，如杜鹃47 (NGC 104)、M 3 (NGC 5272, 在猎犬座)、M 5 (NGC 5904, 在巨蛇座)和M 92 (NGC 6341, 在武仙座)也是较明亮并且经广泛研究的著名的球状星团。



图 10.10 球状星团半人马 ω ，距离5000秒差距

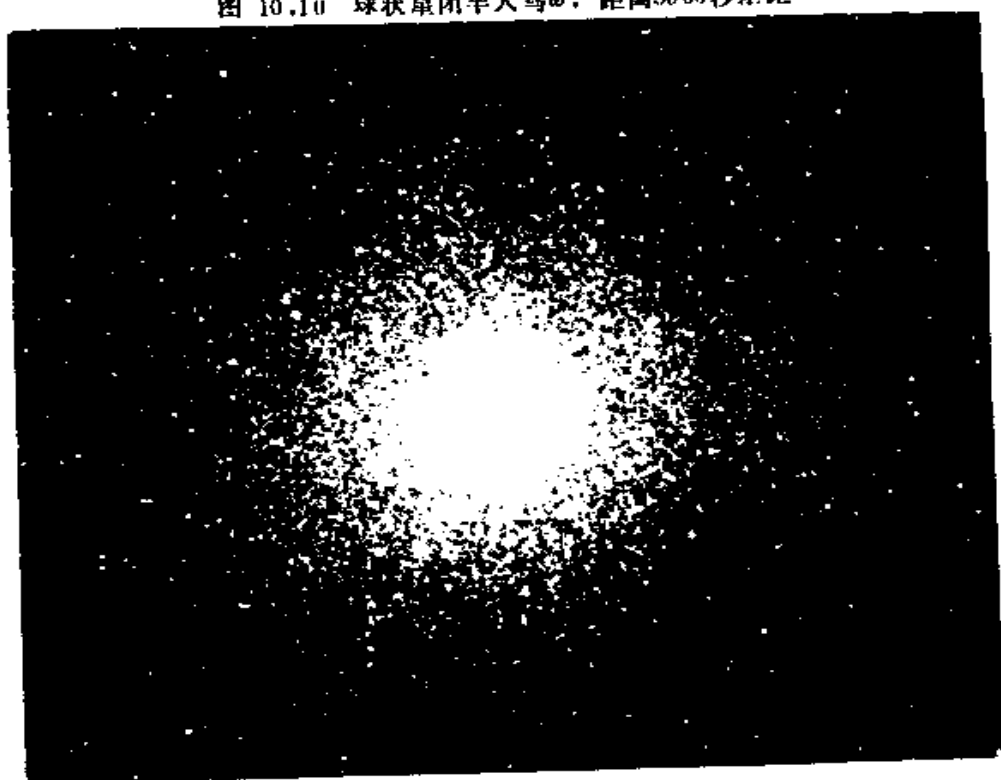


图 10.11 球状星团M 13，距离6900秒差距

球状星团的直径在5秒差距(如NGC 6325)到107秒差距(如NGC 2419)的范围内,成员星的平均密度比太阳附近恒星分布的密度约大50倍,中心密度则大1000倍左右。按照成员星向中心密集的程度,球状星团分为12个类型,以罗马数字 I 至 XII 表示,数字越大,向中心的密集程度越小。这类星团累积的绝对目视星等在 -2.60^m (Pal 13) 和 -10.27^m (半人马 ω) 范围内,但光度大于 -6^m 的占大多数,平均约 -7^m ; 累积光谱型从A 5 至G 5,但大多数介于F 8 和 G 5 之间。

在球状星团中已发现了2000多颗变星,其中大多数是天琴RR型星,其次是室女W型星。由于天琴RR型星的光度弥散度很小,平均绝对目视星等取为 0.6^m (§ 9.4),因此对于发现有这类变星的球状星团,便可利用它们来测量距离。至今大约三分之一的球状星团中已证认出有天琴RR型星。对于未发现变星的球状星团,有几种粗略估计距离的方法。沙普利最先注意到,跟太阳附近光度最大的星是蓝白巨星不同,球状星团中最亮的是红巨星,绝对星等约为 -3^m 。根据星团中最亮的一些星的视星等,已估算了20个左右的球状星团的距离。对于非常暗弱和遥远的球状星团,则从它们的角直径或累积视星等估算距离,但由于球状星团的线直径和累积绝对星等的弥散很大,这样定出的距离是很不精确的。

球状星团在天球上的分布颇为奇特。它们中的极大多数位于以人马座为中心的半个天球上,其中有三分之一就在人马座的天区,而这个天区的面积仅占整个天球面积的2%。天文学家最初正是从这个现象领悟到太阳在银河系内偏离中心相当远,银河系的中心在人马座方向。跟疏散星团不同,球状星团并不向银道面集中,而是呈现出以银河系中心为球心的大致为球形的空间分布。它们离银河系中心的距离极大多数在20千秒差距内,只有十几个分布在更远的地方。这类星团在巨大的椭圆轨道上绕银河系中心旋转,轨道的偏心率平均为0.6,轨道面和银道面的倾角较大。鉴

于球状星团并不集聚在银道面的近旁，被浓密的星际尘埃云遮掩的几率不大，而且它们的光度大，在很远的地方也容易看见，据估计银河系内尚未被发现的这类星团的数目不超过 100 个，因此其总数比疏散星团少得多。

二、颜色-星等图

球状星团不同于疏散星团的另一个显著特征表现在颜色-星等图上。图 10.12 是球状星团 M 3 相应的图，堪为典型。该图的纵坐标是目视星等 V ，横坐标是色指数 $B-V$ 。在图上，最暗弱的一些恒星构成了一段主序，而对于大多数的疏散星团，主序继续向左上方延伸。对于 M 3，主序向右方弯曲的转向点出现在 $V = 19$ 的位置。由此往上几乎是垂直的一条星序叫做亚巨星支。散布

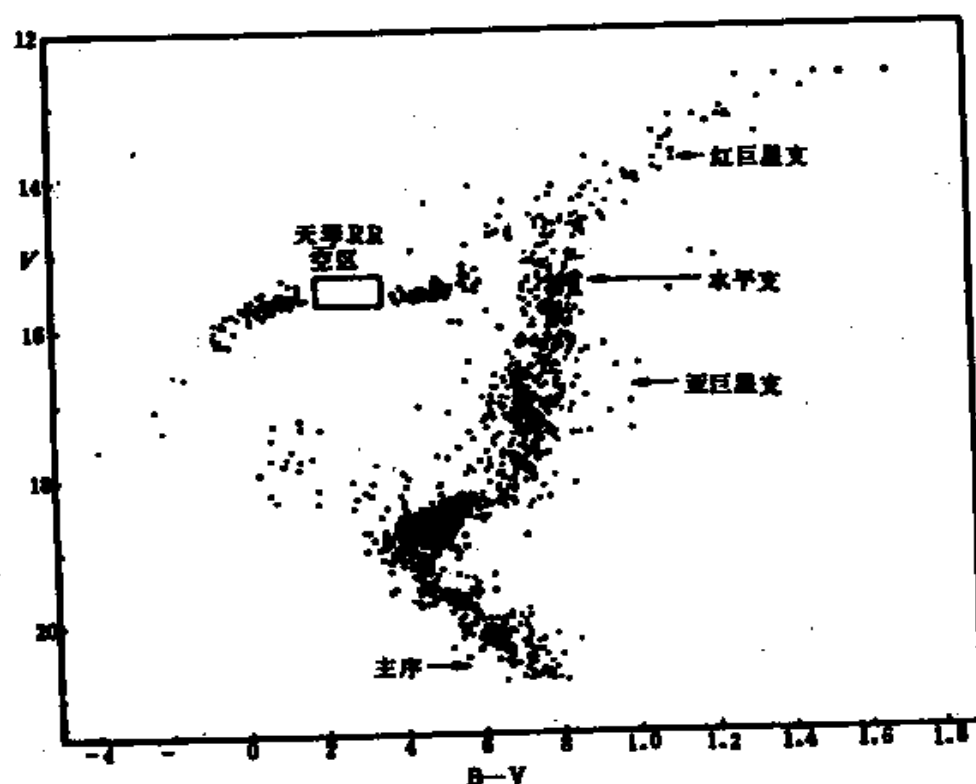


图 10.12 球状星团 M 3 (NGC 5272) 的颜色-星等图

在右上角的一些恒星是球状星团中最亮的星，呈红色，形成了红巨星支。从亚巨星支和红巨星支的会合处向左有一条水平支，其上的恒星亮度大致相同。水平支的中部有一个空区，在那里如果有星，它们必定是天琴RR型星，故有天琴RR空区之称。这个空区意味着球状星团中的某些恒星在演化过程中所经历的一个不稳定阶段。M 3是已发现天琴RR型星最多的球状星团之一，有将近200颗；有些球状星团中这类变星很少或没有发现。

大多数球状星团有类似于M 3的颜色-星等图，彼此的主要差别在于主序转向点的位置、亚巨星支的宽度和天琴RR空区在水平支上的位置有所不同。测定球状星团的距离除了前述的几种方法外，还可以利用颜色-星等图，将它的主序与疏散星团或太阳邻近恒星的赫罗图上的主序拟合，来确定距离模数。距离测定后，颜色-星等图就可转换成赫罗图。

光谱分析表明，球状星团的成员星都是贫金属恒星，即它们的金属丰度很低，比疏散星团成员星或太阳邻近恒星的金属丰度约小100倍左右。光学和射电波段上的观测没有找到球状星团中存在大量星际气体或尘埃的证据。这些观测事实以及球状星团赫罗图的形状对研究恒星演化提供了重要的线索。球状星团是十分年老的恒星集团，在那里恒星形成的过程早已停止。这个问题将在§ 10.6中阐述。

三、X 射线辐射

自七十年代以来，随着一系列的X射线卫星上天，探测到有些致密X射线源位于球状星团中。例如，3U1820-30离球状星团NGC6624的中心不到1'。在1975年之前已观测到这个X射线源强度在变化，变化的时标从几分至几天或几个月，但变幅不超过五倍。1975年9月28日ANS卫星¹在1~30千电子伏能量范围内

¹ 荷兰的天文卫星。

两次探测到来自 3 U1820-30 的 X 射线辐射的迅猛增加，强度在 0.5 秒内上升 20~30 倍，然后在八秒内衰减。这种现象不同于以往发现的 X 射线源的强度变化，称为 X 射线暴（图 10.13）。后来，其

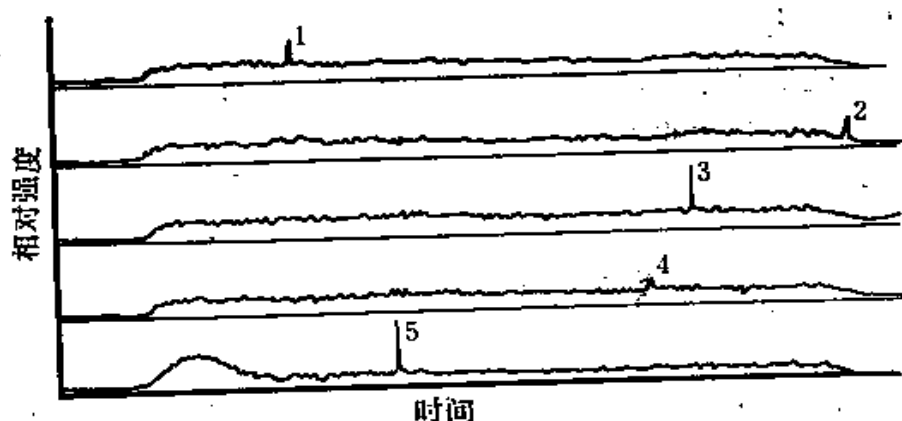


图 10.13 来自球状星团 NGC 6624 的 X 射线暴（以数字 1 至 5 标出）

他几颗 X 射线卫星以及“爱因斯坦 X 射线天文台”陆续发现了 30 多个 X 射线暴源。

已知的 X 射线暴源并不都出现在球状星团中。它们在空间的分布明显地向银河系中心集聚。强度猛增时，上升的时间一般在 1~10 秒之间，强度衰减的时间从几秒至几分。爆发之间的时间间隔从几分至几天，有的有规则，有的无规则。

到 1982 年止，在银河系内发现有 X 射线源的球状星团共计 18 个。其中，有的包含一个源，有的则包含几个源。有些源中观测到 X 射线暴，另一些则没有。由于在致密 X 射线源中球状星团内的 X 射线源是距离和光度能可靠地测定的唯一的一类，而且它们的年龄可根据所在的球状星团的年龄大致作出估计，因而对它们的观测和研究很受重视。

球状星团内的 X 射线源都靠近星团的中心，它们的光学对应天体不可能证认。这些源的 X 射线辐射的光度或者大于 10^{29} 瓦，或者小于 $10^{27.5}$ 瓦，中间的数值是不存在的。显然，这个现象使

人想到密近双星模型，其中一个子星是致密星。光度大的源属于物质吸积到 neutron 星或黑洞的情形；光度小的源则与物质吸积到白矮星对应。吸积到 neutron 星表面的物质由于受到随后落入的物质的压缩，表面层中的温度升高。如果吸积率很大，温度足够高，则在 neutron 星的表面层中会发生氦燃烧。这个过程是不稳定的，表面层将失去控制而脱离，并迅速释放出能量。这是目前认为对 X 射线暴的一种较合理的解释。

§ 10.3 星 云

十八世纪后期，威廉·赫歇耳等天文学家在天空中发现了许多云雾状斑点的天体，他们称之为星云。十九世纪和二十世纪的天文学家利用大望远镜和照相方法，又观测到许许多多的星云，并且发现其中绝大多数位于银河系之外，是跟银河系类似的庞大的恒星系统。仅一小部分星云位于银河系内，它们是由气体和尘埃组成的云。因此，在威廉·赫歇耳的时代，天文学家所认识的星云实际上混杂着两类性质截然不同的天体，银河系以外的星云现在称为河外星系或星系；银河系以内的星云称为银河星云。本节讲述的星云是指后者。

按照形状、大小和物理性质，银河星云可分为行星状星云、发射星云、反射星云和暗星云。超新星遗迹也可归入银河星云，但这部分内容已在 § 9.6 中讲授，这里不再重复。发射星云和反射星云一起称为亮星云，因为它们是明亮的，而亮星云和暗星云又统称为弥漫星云，因为它们的形状不规则，并且往往没有明确的边界。

一、行星状星云

1. 形状和大小 十八世纪九十年代,威廉·赫歇耳观测到有些星云呈圆形或扁圆形,跟大行星很相象(彩照10),他称之为行星状星云。实际上,在今天看来,这个名称是不甚妥当的,因为在已发现的大约1500个行星状星云中,只有极少数形如大行星,而有一半以上形如恒星,它们是通过光谱中的特征才证认为行星状星云。

在许多行星状星云的中央可以观测到一颗高温恒星,称为行星状星云的中央星或核星。但也有许多行星状星云或者由于很小,物质稠密,中央星被星云覆盖;或者由于很大,中央星又太暗弱,在众多的背景和前景恒星中不能辨认,因而没有证认出中央星,但根据下面将讨论的行星状星云发光的性质推测,高温的中央星是必定存在的。中央星的光谱主要有四种类型:WR型、Of型、O型和连续谱型。在最后一种类型的光谱中,既无吸收线,也无发射线。有的行星状星云,如NGC1514、NGC2346和NGC3132,原先证认的中央星具有A型和K型之间的光谱,但后来发现它们是双星,伴星是高温恒星。中央星的光度相当弥散,在 $10^{-1} \sim 10^2 L_{\odot}$ 范围内。

行星状星云的角直径,有几个达到半度以上,一般不超过几十角秒。它们的表面亮度很低,例如最亮之一的环状星云NGC 6720,每平方角秒面积的平均亮度仅为 16^m 。这类星云中只有宝瓶座中的螺旋星云NGC7293离太阳近,其中央星的三角视差可以测出,数值为 $0.04'' \pm 0.008''$,对应于距离21~31秒差距,其余的都在几百秒差距以外,是用几种不很精确的方法估算的。行星状星云线直径一般不超过 10^{-1} 秒差距的数量级,质量大致为 $0.2 \sim 0.6 M_{\odot}$,星云内电子的数密度一般为 $10^8 \sim 10^{10} / \text{米}^3$ (原子的数密度也应该大致相同)。它们向银道面和银河系中心集聚,估计在银河系内的总数达 $10^4 \sim 10^5$ 个。

2. 光谱 行星状星云由气体和尘埃构成。它们的光谱包括

连续谱和发射线两种成分。连续谱由不同的过程产生,在射电、红外和光学的蓝紫区,分别由电子的自由-自由发射、受中央星加热的尘埃颗粒的热辐射以及氢和氦离子的复合过程产生。发射线大多是氢、氦、氮、氧的原子和离子的谱线(图10.14),其中氢原子

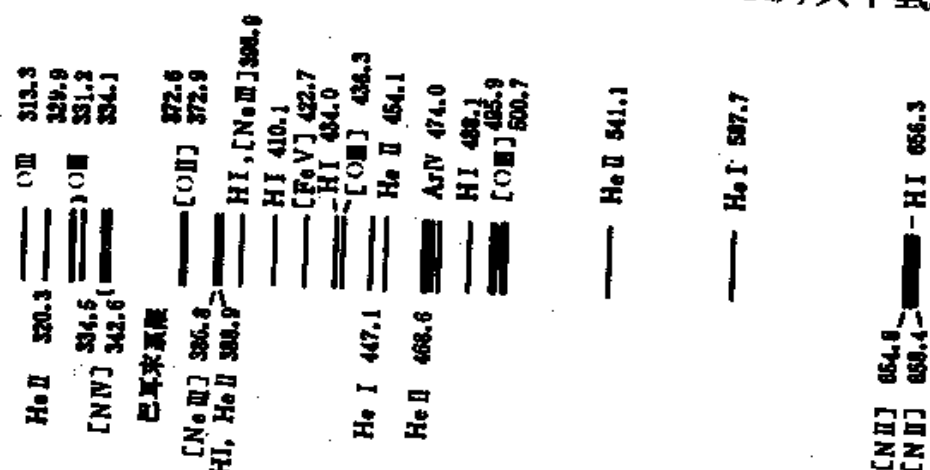


图 10.14 行星状星云光谱中的发射线

的巴耳末线系是很显著的,但最强的两条发射线是所谓 N_1 (500.7 纳米) 和 N_2 (495.9 纳米) 线, 在紫外区波长为 372.6 纳米和 372.9 纳米的一对发射线也相当明亮。在长时期内, 这些发射线未能在地上实验室中找到。起初以为 N_1 和 N_2 线是由一种未知的元素产生的, 并把该元素取名为“氮”, 以示是在星云内首先发现的。1927 年, 鲍恩 (I. S. Bowen) 把 N_1 和 N_2 线证认为二次电离氧原子所生的禁线, 又把紫外区的那对发射线证认为一次电离氧原子所生的禁线。为了表示某条发射线是禁线, 通常约定, 将产生该线的元素和原子电离次数的符号放入方括号中。例如, 上述的 N_1 和 N_2 线表示为 [O III] 500.7 和 495.9。

在用有缝摄谱仪拍摄行星状星云的光谱时, 如果把狭缝沿着行星状星云的直径放置, 所得的发射线呈现透镜状的轮廓 (图 10.15), 两端窄, 中间宽, 有时谱线的中间部分分裂成两条。谱

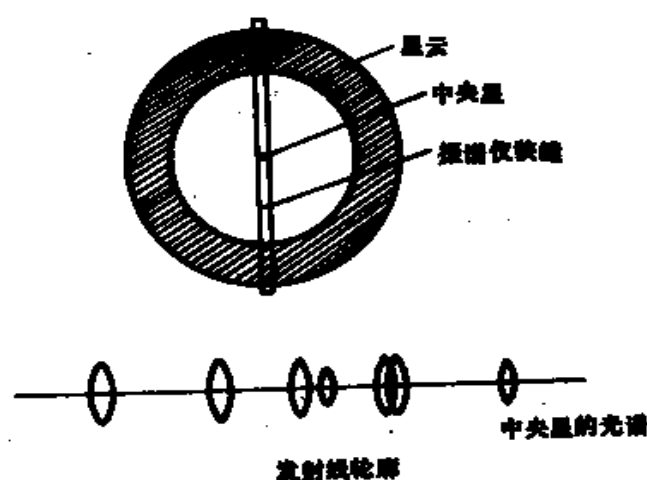


图 10.15 摄谱仪狭缝沿行星状星云的直径放置，得到透镜状的发射线轮廓

线的这种轮廓表明行星状星云在膨胀。对于谱线的中间部分，蓝移是由星云接近观测者的部分形成的，红移是由远离观测者的部分形成的；对于谱线的两端，由于对应的星云部分沿着或者近于沿着跟视线垂直的方向膨胀，不产生或产生很小的多普勒位移，因此这部分很窄。按照这个解释，由谱线中间部分的最大宽度所算出的速度应当等于星云膨胀速度的两倍。这样得出的膨胀速度的典型值为20千米/秒。如果取行星状星云的线直径为0.5秒差距，则构成星云的物质应在12000年以前从中央星抛出。

表明行星状星云正在远离中央星膨胀的另一个证据，是通过比较相隔几十年拍摄的照片，发现有些行星状星云的角直径在缓慢增加。这类星云具有多种形状，大概主要取决于气壳最初从中央星抛出的方式，中央星的自转速度、辐射压力和磁场也可能起重要作用。

在银河系中，通过行星状星云进入星际空间的物质估计为 $5M_{\odot}$ /年，在各类恒星抛出的物质总量（约 $30M_{\odot}$ /年）之中占第二位。（占第一位的是长周期变星，每年贡献给星际空间的物质约为 $20M_{\odot}$ 。）

3. 发射线产生的机制 行星状星云光谱中的发射线可分成容许的和禁戒的两类，它们产生的机制是不同的。显然，发射线必定形成于原子从高能态向低能态跃迁的过程中。然而，原子在不同能态之间的跃迁几率并不相同，有些能态之间的跃迁几率大，有些则小到微不足道。前者叫做容许跃迁，对应的谱线在地上实验室内能观测到；后者称为禁戒跃迁，对应的谱线在地上实验室内没有发现。

原子首先必须从基态激发到较高的能态，然后才能向低能态跃迁。考虑只有三个能态的最简单的情况，其中能态1最低，2其次，3最高，它们之间的跃迁都是容许的。在从1开始的各种跃迁中，原子吸收的光子和发射的光子能量不相同的跃迁过程有两种： $1 \rightarrow 3 \rightarrow 2 \rightarrow 1$ 和 $1 \rightarrow 2 \rightarrow 3 \rightarrow 1$ （图10.16），它们叫做罗斯兰循环。在前一循环中，原子吸收了一个高频光子，发射出两个低频光子。这种将高频光子转换成低频光子的过程称为荧光过程。在后一循环中，原子吸收了二个低频光子，发射出一个高频光子。通常在恒星光球内的条件下，这两个循环是达到平衡的。然而在行星状星云中，来自中央星的辐射十分稀薄，光子的数密度比光球内减小了十几个数量级，原子吸收两个光子从能态1经

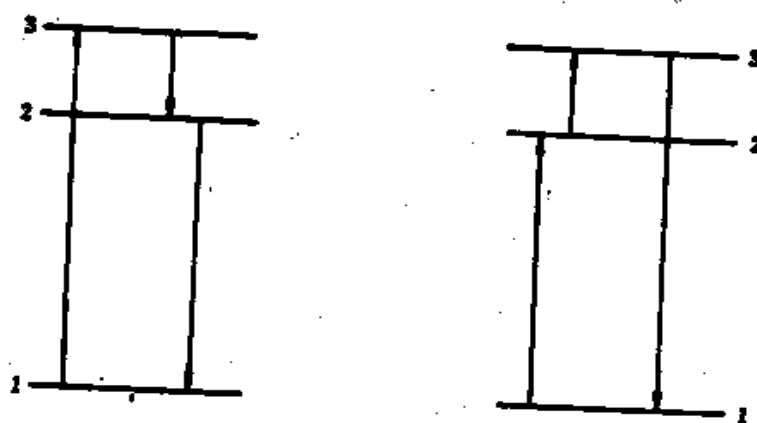


图 10.16 三个能态间的罗斯兰循环

2跃迁到3的几率远小于只吸收一个光子直接从1跃迁到3的几率。1929年,罗斯兰(S. Rosseland)证明了:在星云内循环 $1 \rightarrow 3 \rightarrow 2 \rightarrow 1$ 的几率与 $1 \rightarrow 2 \rightarrow 3 \rightarrow 1$ 的几率之比等于中央星光球内辐射能密度与星云内辐射能密度之比,即前一循环比后一循环发生的次数多十几个数量级。这个结论可推广到有众多能态的原子。于是,在辐射场十分稀薄的星云内,高频光子转换为低频光子的荧光过程比相反的过程占有绝对优势。

行星状星云的光谱中有许多电离原子的发射线,表明星云内很多原子被电离了。从不同谱线确定的行星状星云的温度数量级为 $10^3 \sim 10^4$ 开。中央星典型的表面温度为50000开,辐射能量主要分布在远紫外区。星云内的原子吸收了中央星发射的高频光子而电离,自由电子跟离子通过自由-束缚跃迁复合到某一个束缚能态,然后经一次或一连串的束缚-束缚跃迁——叫做级联跃迁,到达基态。这个过程称为复合荧光过程,在此过程中星云将来自中央星的看不见的高频远紫外辐射转换为低频的可见光区的辐射,其中的复合过程产生了可见区的连续谱,而束缚-束缚跃迁产生了光谱中的发射线。这就是行星状星云在可见区的发光机制以及发射线的产生机制。由于中央星在远紫外区的辐射比可见区强得多,在照片上中央星往往比行星状星云暗几个星等。

对于禁戒跃迁,跃迁几率并不等于零,只是与容许跃迁相比小得多而已。如果在对应于禁戒跃迁的高能态上集结了大量原子,则发生禁戒跃迁的原子有可能达到可观的数目,从而产生禁线。但这样的高能态只能是所谓的亚稳态,在该能态上的原子向低能态和基态的跃迁都是禁戒的。原子停留在通常能态上的时间只有 $10^{-8} \sim 10^{-7}$ 秒,而留在亚稳态上的时间可长达 $10^{-2} \sim 10^4$ 秒。如果原子停留在亚稳态上的时间内不被激发到更高的能态,就可以在那里大量集结。在行星状星云内辐射场十分稀薄、自由电子数密度小于 $10^{10}/\text{米}^3$ 的条件下,这种情况就会出现。

亚稳态位于基态之上2~5电子伏,在星云内10000~20000开的温度下,自由电子通过碰撞可以将原子或离子激发到亚稳态,而很少可能激发到能量一般在10~30电子伏范围内的亚稳态以上的能态。原子或离子处于亚稳态后,由于星云内辐射能密度和自由电子数密度都十分低,通过光致或碰撞激发离开亚稳态的几率很小,于是只有通过禁戒跃迁向低能态过渡。这样便产生了禁线。

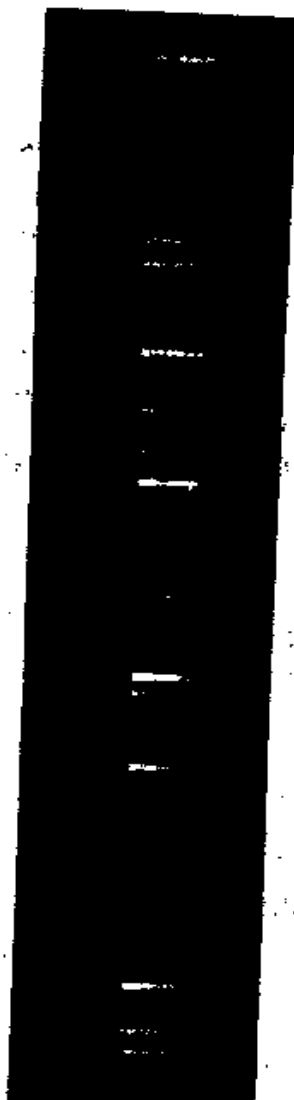


图 10.17 猎户星云的发射线光谱,波长以纳米为单位

在行星状星云、发射星云、新星抛出的气壳的星云谱阶段以及日冕中观测到禁线,它们主要是O II、O III、N I、N II、N III、S II、Ne III和Fe V的谱线,其高能态都是亚稳态。在地球上和通常恒星光球中的条件下,由于到达亚稳态的原子很快被激发到更高的能态,然后通过容许跃迁过渡到基态或低能态,禁线是不可能出现的。

二、发射星云

1. 概况 发射星云是指光谱中在很弱的连续背景上有许多发射线的亮星云,最早由英国天文学家哈根斯(W. Huggins)于十九世纪六十年代开始研究。这类星云的光谱与行星状星云的光谱相似,主要有氢、氦、氧、硫、氮和铁的原子和离子产生的发射线,其中有些是禁线(图10.17)。在发射星云内或近旁总有一颗或一群高温恒星(图10.18),光谱型属于O、B0或B1。在这些星的紫外辐射作用下,星



图 10.18 麒麟座中的玫瑰星云(NGC2244)是一个巨大的电离氢云, 质量 $11000 M_{\odot}$ 、直径16秒差距、距离1400秒差距。在星云中央的空洞内有一个由O型和B型星组成的星团(NGC2243)

云中的气体被激发而发光, 其发光机制跟行星状星云相同。

发射星云由气体和尘埃组成, 前者估计占总质量的99%, 后者只有1%。构成气体的化学元素的相对丰度对不同的星云略有差别, 平均而言, 每10000个氢原子, 有1200个氦原子, 1~2个氮原子, 1~2个碳原子, 3~4个氧原子, 1个氟原子, 1个

硫原子以及数目更少的诸如氯、铁等更重的原子。

许多发射星云十分暗弱，为了搜寻它们，使用普通照相底片经长时间曝光是行不通的，因为在获得星云的像之前，具有一定亮度的夜天背景已使照相底片变黑。由于夜天背景的光主要来自遥远的暗星在所有波长上的累积辐射，而发射星云辐射的能量几乎全集中在某些发射线内，因此可以选用适当的窄波段滤光器，将前者的大部分光滤掉，让后者相当多的辐射通过，便能摄取十分暗弱的发射星云的照片。天文学家常使用让氢原子的H α 发射线透过的窄波段滤光器并配以对红光敏化的照相底片来进行这项工作。至今，在这方面北半球的天文台做得较多。除了银河最南部的四分之一天区以外，已发现了1200个发射星云，它们聚集在银道面附近，但分布并不均匀，与高温恒星类似有成群的倾向。

2. 猎户星云 猎户座是亮星最多、最壮观的一个星座，猎户 δ 、 ϵ 、 ζ 三星连成一线，构成了猎户的腰带，往南是他的佩剑，



图 10.19 猎户星云在猎户座中的位置

在佩剑区的中间肉眼看来有一个亮度为4^m的斑点，它就是猎户星云所在的位置(图10.19)。猎户星云又名M42或NGC 1976(彩照11)，是典型的发射星云，距离460秒差距，直径约5秒差距。该星云的最亮部分十分靠近四边形聚星猎户 θ^1 周围的一小群O型和B

型星，其中最亮的星属于 O6 型。星云中的氢原子被这些高温恒星的紫外辐射电离，然后在复合荧光过程中发出红色的光辉。

猎户星云的质量估计为 $10^3 M_{\odot}$ 的数量级，它最亮部分原子的数密度达 $10^{10}/\text{米}^3$ （与地面上空气分子的数密度 $10^{25}/\text{米}^3$ 相比是十分稀薄的），温度约 8000 开。用射电天文方法探测到该星云及其周围区域的射电辐射，表明它仅是一个巨大的星云中被高温恒星照亮的一小部分。这个大星云伸展到猎户座中很大的天区，估计直径为 10^2 秒差距的数量级，质量为 $5 \times 10^4 \sim 1 \times 10^5 M_{\odot}$ 。在明亮的猎户星云的后面还发现了分子云和红外源，有关它们的情况将在下两节中叙述。

三、反射星云

自从哈根斯开创了发射星云的光谱研究以后，在半个世纪中，天文学家以为所有的亮星云都应呈现类似于猎户星云的发射线光谱。1912 年美国天文学家斯里弗 (V. M. Slipher) 宣布，跟昴星团在一起的星云（见图 10.1）具有吸收线光谱，而且与该星团中最亮星的光谱十分相似。另外一些亮星云也有同样的特征。显然，这类亮星云的发光机制跟发射星云不同，它们仅是简单地反射和散射近旁的照亮星的光而变得明亮可见的，故名反射星云。

观测表明，反射星云的照亮星的光谱型都晚于 B1 型，而致使发射星云发光的恒星都早于 B1 型，B1 型照亮星似乎是两类亮星云的分界。事实上有些照亮星为 B1 型的亮星云，例如天鹅座中的北美洲星云 (NGC 7000)，具有过渡型光谱，即同时存在发射线光谱和吸收线光谱。也观测到一些混合型的亮星云，即在同一个星云里，一部分表现为发射星云，另一部分表现为反射星云。由此可见，发射星云和反射星云并没有本质的区别，它们之间不同的光谱特征是由照亮星的类型决定的。对于反射星云，照亮星的温度较低，缺乏强烈的紫外辐射，以致不能有效地激发星云中的原子，

因而在光谱中不出现发射线。

从反射星云表面亮度的观测，发现它们的反照率很高。由此推论，星云中产生反射的粒子很可能是冰状小颗粒，由氢、碳、氮、氧等较轻元素的简单分子化合物组成。关于这种颗粒的大小，根据反射星云的颜色比照亮星稍蓝的观测资料，得出它们的平均半径应为 $1/4$ 微米。

四、暗星云

概念：如前所述，亮星云之所以明亮是余仗近旁恒星的照射。可以推知，如果气体尘埃星云附近没有恒星，则星云将是暗星云。

暗星云，它既不发光，也没有光供它反射，但可以吸收星光。来自它后面的远方恒星的光，使星光减弱，甚至将后面的星光完全遮住，于是在银河星场的衬托下被发现。沿着银河可以见到许多没有星或相对于周围星场星很少的黑暗区域，人们曾一

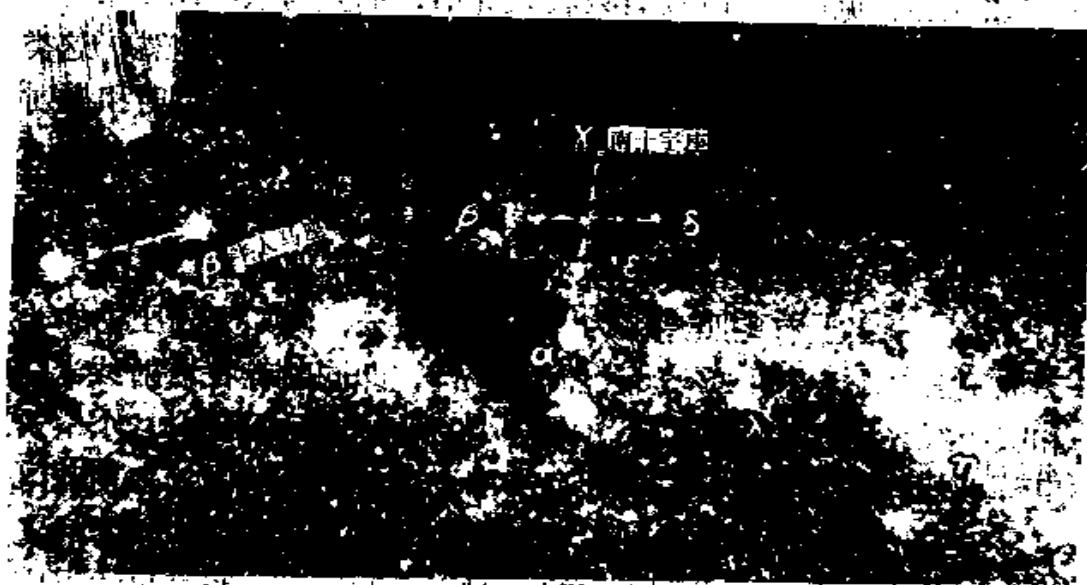


图 10.20 暗星云——南十字座中的“煤袋”，质量为 $11M_{\odot}$

度认为那是一无所有的空洞，实际上它们就是暗星云。图10.20是银河在南十字座中的一段，中央的黑暗区域是一个号称“煤袋”的暗星云。介于太阳与亮星云之间的暗星云，如果位于到亮星云的视线方向，则由于暗星云的遮挡，在亮星云的照片上出现了一些暗的“空洞”或“裂缝”，从而也能察觉到暗星云的存在。作为一个例子，图10.21给出了三叶星云(M20或NGC6514)的照片，将三片“叶子”分开的“裂缝”实际上是位于该星云与太阳之间的暗星云。有些暗星云与亮星云在一起。位于猎户座南面的维妙维肖的

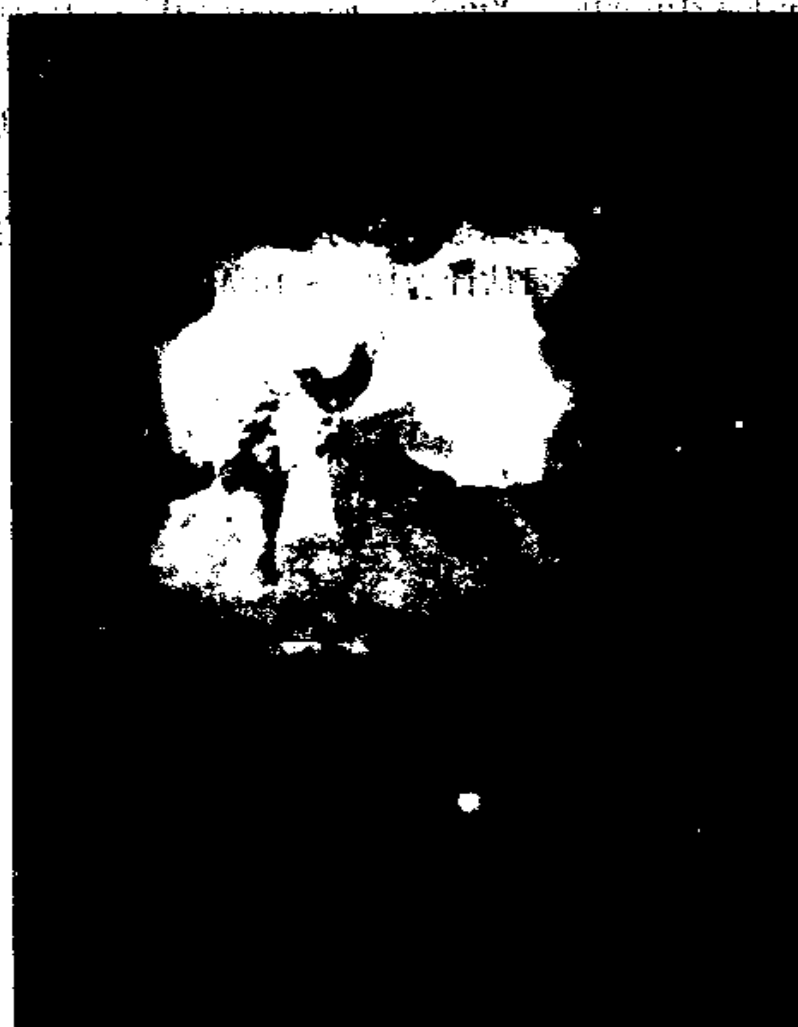


图 10.21 人马座中的三叶星云

马头星云(图10.22)是著名的例子,它是一个很大的暗星云的一部分,“马头”四周的光芒是从亮星云发出的。计数照片中“马头”上下两块同样面积的区域内的恒星,星数相差达10倍以上,这清楚地显示了暗星云减弱星光的能力。由于紫外光和X射线不能穿入,暗星云中央得不到加热,在那里温度大约只有10开。

暗星云和亮星云之间并没有本质的差别,故同归入弥漫星云。对于一个半径约为4秒差距的典型的大弥漫星云,根据暗星云使星光平均减弱的程度以及星际尘埃对光的吸收和散射的性质,估计所含尘埃的质量为 $20M_{\odot}$,而一般认为星云内气体的质量比尘埃大100~150倍。

2. 球状体 在有些亮星云的明亮背景上可以看到一些很小的圆形暗斑(图10.23),年复一年,总是在同样的位置上。它们是很小的暗星云,由于呈球形,称为球状体。球状体的直径约为 $10^3 \sim 10^4$ 天文单位,质量估计为 $10^{-1} \sim 10^2 M_{\odot}$ 。由于它们在天球



图 10.22 (a) 猎户座中的马头星云; (b) 马头星云及其周围的亮星云和暗星云的全景

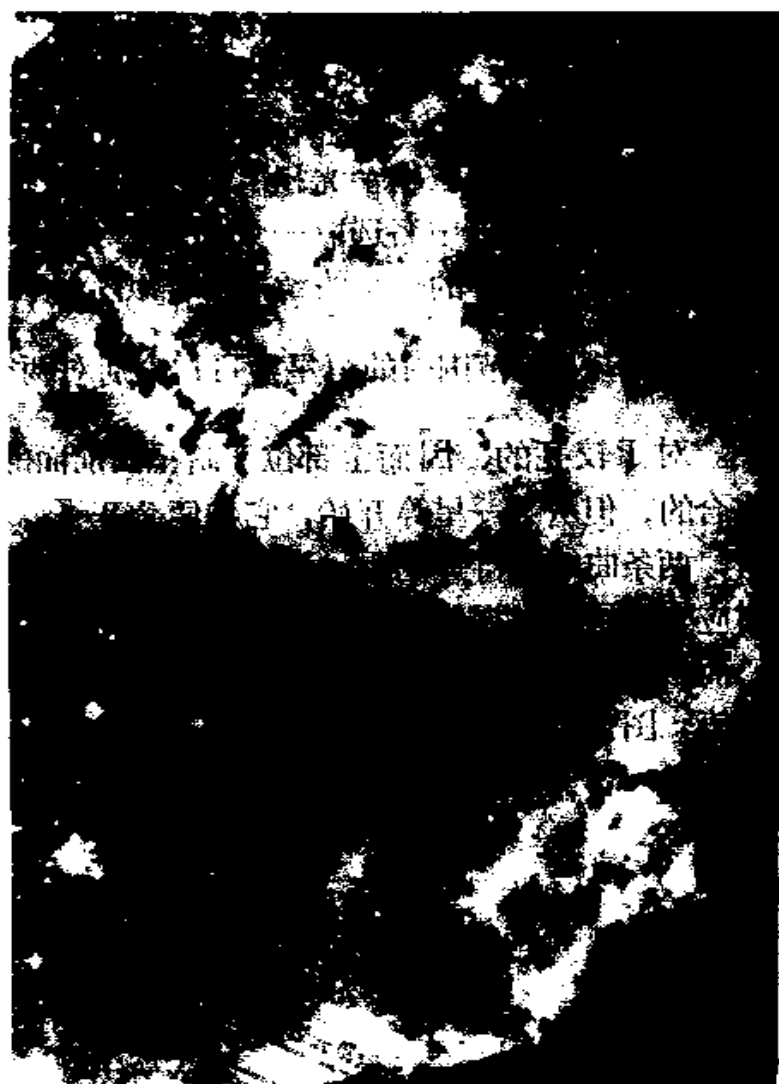


图 10.23 玫瑰星云(图10.18的部分放大)中的球状体

上占的面积太小，在以繁星为背景的天区中衬托不出来，因此无法判断它们是否总是与亮星云在一起。根据有些亮星云的背景上没有球状体的观测事实，天文学家倾向于认为，球状体不是均匀地存在于星际空间，而是出现在一些亮星云的边缘，在那里气体和尘埃受到膨胀气体的压力，大概还受到星云中央的高温恒星的

辐射压力，蜷缩成球状小星云。它们可能是正在收缩并将形成恒星的天体。

3. 消光和距离的测定 物质使光减弱的作用叫做消光，其中包括吸收和散射两种作用。运用一种计数恒星的方法可以巧妙地但也只能粗略地得出暗星云的消光和距离的数据。在暗星云所在的天区以及它近旁的星场中各选取一个面积相等的区域，分别统计两个区域内各种视星等的恒星的数目。若以 $A(m)$ 表示视星等在 $m - \frac{1}{2}$ 与 $m + \frac{1}{2}$ 范围内的恒星数目，分别对两个区域作

$A(m)-m$ 图。对于较亮的、因而全部位于暗星云前面的恒星，两条曲线是重合的，但从某一星等开始，它们便分开了，星等大于某一数值后，两条曲线保持等间距。不难理解，从两条曲线开始分开处所对应的视星等数据并结合恒星的光谱资料可以估计暗星云的距离，而两条曲线在横坐标方向等间距的视星等之差就是暗星云的消光值。图 10.24 是这种方法的一个示意图，在这个图例

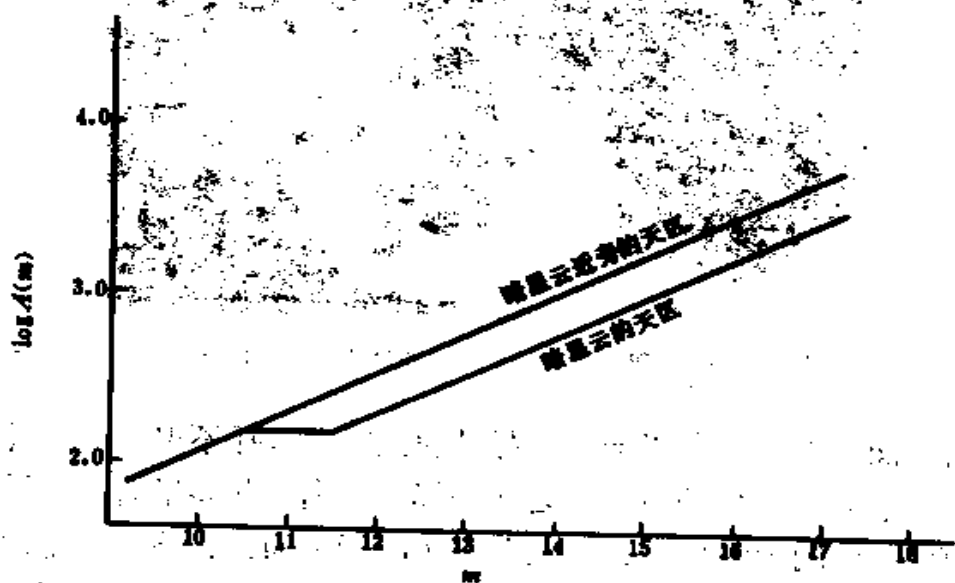


图 10.24 测定暗星云的消光和距离的恒星计数法图例

中，暗星云的消光是从 $m = 10.5$ 开始，消光值为一个星等。然而，由于统计中混杂了不同类型的恒星，它们的绝对星等弥散很大，因而估算的暗星云距离不可能很精确。

上述的方法已应用于一些暗星云。例如南十字座中的“煤袋”，测得的距离为170秒差距，离太阳是相当近的。它的消光值平均略大于一个星等，但在该暗星云的稠密部分达三个星等。

§ 10.4 星际物质

在银河系内的星际空间中，除了前述的各种星云以外，还有物质存在吗？对这个问题肯定的回答是特朗普勒于1930年作出的。当时他正在研究疏散星团的距离和大小，但他得到了一个奇怪的结果：疏散星团离太阳越远，直径就越大！正是这个奇怪的结果最终揭示了星际空间中存在着物质。因为星际物质的消光作用虽然对星团的角大小没有影响，但歪曲了恒星的视星等，星团似乎更远了，从而夸大了星团的距离和线大小。显然，星团越远，星光被减弱得越多，星团的线大小被夸大越甚。

星际物质又称星际介质，是指星际空间中存在的各种物质，有种类繁多的原子、分子和尘埃等。当然，星云也属于星际物质的范畴，其实它们也是由这些物质组成的，不过是密度较大的团块而已。

一、星际原子

1. 星际吸收线 1904年，德国天文学家哈特曼(J. Hartmann)注意到猎户 δ 的光谱中有不寻常的Ca II的K线。该星的光谱属B0型，照例在早型星光谱中K线是不出现的。该星又是分光双星，其他谱线都有周期性的位移，唯独K线的波长没有变化。

1919年，又有人在一些早型分光双星的光谱中发现了没有位移的Na I的D线。当时，对K线和D线的来源曾提出过产生于星际气体以及恒星近旁的气体中这两种对立的解释。后来经过理论研究，否定了后一种解释，到1930年才普遍承认存在星际吸收线（图10.25）。星际吸收线一般比恒星的谱线锐，这是因为在星际气体的低温和低密度条件下，使谱线致宽的一些因素，如原子的热运动以及跟其他粒子的碰撞，不起重要作用。

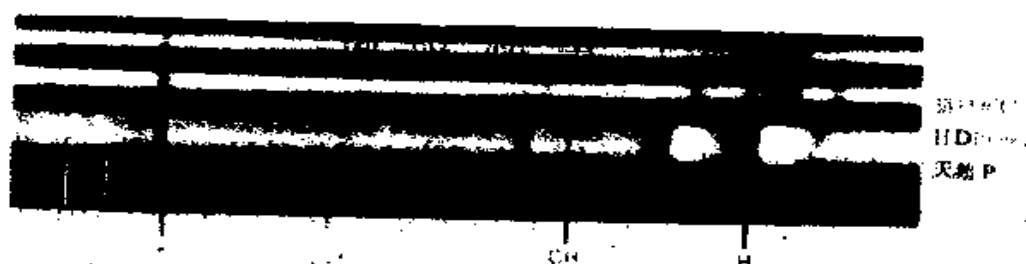


图 10.25 在三颗恒星光谱中出现的星际吸收线：Ca II 的H和K线以及电离分子CH⁺的谱线，下部是比较光谱

地面上的天文台已观测到钙、钠、钾、铁、钛等元素的中性和电离原子产生的星际吸收线，还证认出由碳、氮和氢的一些简单的分子化合物所产生的星际吸收线和吸收带。氢是组成恒星的最丰富的元素，应当期望在星际物质中氢也是最多的。从激发态开始向更高能态跃迁的氢原子虽然可以在光谱的可见区产生吸收线，可是在辐射能密度和物质密度都十分稀薄的星际空间内，处于激发态上的原子数极少，不会有观测效应。绝大多数氢原子处于基态，所产生的吸收线应属赖曼线系，位于光谱的远紫外区，不能透过地球大气层，所以在地面上观测不到星际氢原子的吸收线。

1972年美国发射了OAO-3（“轨道天文台3号”）卫星，又名“哥白尼”卫星，它所携带的设备中有一台望远镜分光仪，用于恒星紫外光谱的高色散研究，并以观测星际吸收线为主要目标。“哥白尼”卫星以及早几年的火箭飞行探测到许多新的星际吸收线，它们是

氢、碳、氮、氧、镁、硅、磷、硫、氯、氩、锰的中性和电离原子的谱线以及氢分子 H_2 的吸收线。此外，“哥白尼”卫星发现了氘代氢(HD)分子的谱线。资料分析表明，星际空间中氘(即重氢，符号D)相当丰富，氘与氢的原子数之比为1:200，比地球上和太阳大气内相应的比率大得多。

在许多恒星高色散的光谱中，星际吸收线是多重的，即同一条谱线出现几条子线，最多的可达七条。这个观测事实表明，星际原子并不是均匀分布的，常集聚成云，星际云相对于地球具有不同的视向速度，当星光穿过它们时，形成了位移不等的子线。子线的数目反映了星光穿过的星际云的数目。平均而言，在银道面附近1000秒差距范围内，视线会遇上七、八个星际云，每个云的直径为10~15秒差距，质量约为太阳质量的几百倍。

2. H I 区和H II 区 在星际空间中，氢原子大部分处于中性状态的区域称为H I 区，氢原子大部分已电离的区域叫做H II 区。

早在“哥白尼”卫星上天之前，射电天文学家已经在观测星际中性氢原子了，他们是根据荷兰天文学家范德胡斯特(H. C. Van de Hulst)于1944年提出的建议，用工作波长为21厘米的射电望远镜从事这项工作的。21厘米是处在基态的氢原子所能发出的辐射的

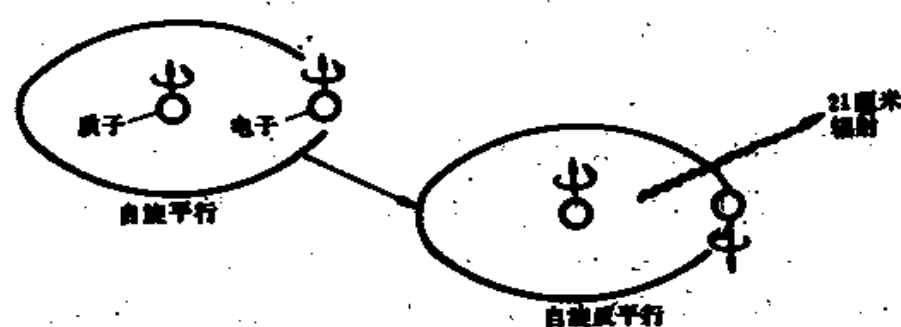


图 10.26 氢原子产生21厘米射电辐射的示意图

波长。原来，构成氢原子的一个质子和一个电子都有自旋，自旋的方向只能取相互平行或反平行两种组态(图10.28)，前者比后者拥有略高一点的能量，而原子都有处于较低能态的倾向，自旋方向平行的组态最终要自发跃迁到反平行的组态，在此过程中氢原子发射了波长21.11厘米(频率1420.4兆赫)的辐射，它位于电磁频谱的射电区域。

然而，氢原子中的质子和电子是如何从能量最低的自旋反平行组态变成能量略高的平行组态的呢？这是通过氢原子跟电子和其他原子的碰撞实现的。在星际空间中，一个氢原子跟其他粒子碰撞每隔几百万年才发生一次，但当它一旦获得了自旋平行的组态，大约要经过一千万年才会自发地跃迁到能量最低的状态。因此，一个氢原子在辐射21厘米波之前受到了若干次碰撞，有的碰撞可能使它再次失去自旋平行组态。最终的结果是建立起一种平衡，自旋平行组态的氢原子的数目是反平行组态的三倍。虽然对于每一个氢原子而言，平均在一千万年中才发生一次21厘米的辐射，是十分稀有的事件，但是，由于在星际空间中存在大量的氢原子，范德胡斯特预期在任一时刻21厘米辐射是足够强的，能用射电望远镜探测到。1951年，射电天文学家成功地接收到了来自银河一些天区的21厘米辐射。

分析21厘米辐射的观测资料，表明大多数星际中性氢原子聚集在银道面附近。在HI区内，气体的温度平均为60开，密度的数量级为 10^5 个原子/米³。

研究星际电离氢原子也有光学和射电两种方法。前者就是分析诸如行星状星云和发射星云光谱中的氢发射线，后者是观测电离氢原子(即质子)与自由电子相互作用过程中产生的射电辐射。当自由电子在质子近旁经过时，因自由-自由跃迁在厘米和分米波段产生连续辐射；当自由电子被质子俘获时，常复合到中性氢原子一个很高的能态，然后经级联跃迁下降到越来越低的能态，直

至基态。许多级联跃迁中的第一个跃迁，譬如主量子数 n 从158到157或从110到109，所产生的发射线落在射电波段内，用射电望远镜可以探测到。观测星际电离氢原子射电方法往往比光学方法更重要，尤其是对于离太阳很远的银河区域，由于星际物质的消光作用，可见光完全被挡住，只有射电辐射能传来信息。

HII区通常出现在O型、B型星或由它们组成的星团的周围，因为只有高温恒星才发射大量的紫外光，能使其附近的星际氢原子电离。行星状星云和发射星云都是HII区。丹麦天文学家斯特龙根(B. Strömberg)首先对HII区进行了研究，他计算了恒星周围HII区的半径，世称斯特龙根半径。

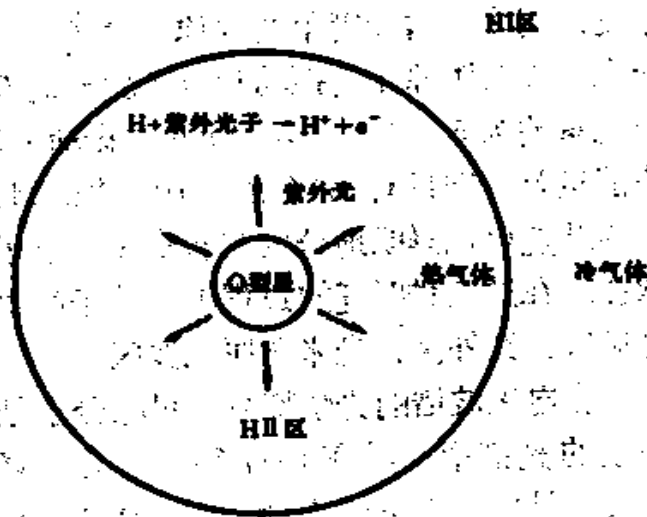


图 10.27 高温恒星周围的HII区和HI区示意图

例如，若取星际氢原子的平均数密度为 $10^6/\text{米}^3$ ，则一颗温度非常高的O5型星的斯特龙根半径为140秒差距；对于B0型星，为50秒差距；而A0型星只有1.5秒差距。在HII区中，电离气体的典型温度为8000开，密度在 $10^7 \sim 10^{12}$ 个离子/ 米^3 范围内。HII区的周围是HI区（图10.27），两者之间的分界常是较分明的。估计银河系内星际电离氢原子的含量比中性氢原子的含量低两个数量级。

几乎所有的HII区都有相当强的红外连续发射谱，它来自尘埃颗粒的辐射。HII区中的尘埃颗粒吸收了高温恒星以及电离气体的辐射被加热到30~300开的温度。许多HII区含有相当多的尘埃，以致高温恒星发出的大部分可见光和紫外光被尘埃颗粒转换

成红外辐射。在银河系内，H II 区属于最强的红外源之列，红外光度可高达 $10^7 L_{\odot}$ 。

二、星际分子

1. 分子谱线和观测结果 跟原子一样，分子的能态也是量子化的。当分子从一个能态跃迁到另一个能态时，它们吸收或发射特定频率的辐射，产生了分子谱线。然而分子的能态结构比原子复杂得多，对于简单的双原子分子，其能态不仅依赖于电子的能态，而且跟原子的振动和分子的转动有关。电子能态之间典型的能量差为 5×10^{-19} 焦，而对于振动能态和转动能态，能态之间的能量差分别只有 10^{-21} 焦和 10^{-23} 焦数量级。于是，分子能态之间的跃迁可以鲜明地分成三种类型：电子跃迁、振动跃迁和转动跃迁，在这三种跃迁的过程中，分子产生的谱线依次位于紫外和可见区、红外区、毫米和厘米波区。

在电磁波谱的光学部分，星际分子是以吸收线的形式显示在亮星的光谱中。早在 1937 年，天文学家在可见区发现了 CH (甲川)、CH⁺ (甲川正离子) 和 CN (氰基) 分子。在本世纪七十年代，“哥白尼”卫星探测到了在紫外区的氢分子 H₂ 吸收线 (图 10.28)。

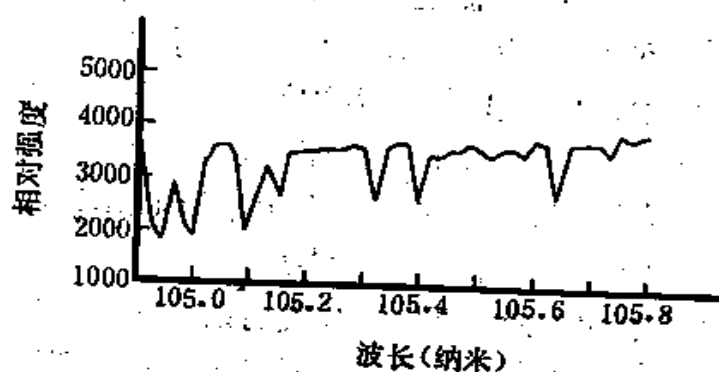


图 10.28 “哥白尼”卫星探测到的星际氢分子 H₂ 的吸收线

然而，可见区和紫外区不是研究星际分子的重要波段。在星际分子赖以存在的低温条件下，分子基本上都处于最低的电子能态，分子通过跟其他分子或原子偶尔碰

撞，大多仅改变其转动能态，最终从较高的转动能态跃迁到较低

的能态，通常产生了在毫米和厘米波段的发射线。因此大量的分子谱线应出现在毫米和厘米波段，在大多数情况下，观测到的是发射线。

用射电天文方法探测星际分子谱线始于六十年代。1963年，首先发现了OH(羟基)分子；1968~1969年期间，发现了NH₃(氨)、H₂O(水)和H₂CO(甲醛)；1970年，发现了CO(一氧化碳)……。到1985年，总共已发现了66种星际分子，其中无机分子有十几种，其余都是含有碳原子的有机分子，最复杂的分子是HC₁₁N(氰基癸五炔)，由13个原子构成。氢是宇宙中最丰富的元素，氢分子H₂无疑是最丰富的星际分子，其次是CO、OH和NH₃。

观测表明，虽然有些星际分子，如CO，几乎散布在所有的天区，但大多数星际分子集结成团，形成了分子云。分子云通常是暗的，在光学波段看不见，温度的典型值为20开，平均密度 $10^8 \sim 10^{10}$ 个分子/米³，中央密度可达 10^{12} 个分子/米³，质量一般为 $10^4 \sim 10^7 M_{\odot}$ ，云内应有足够的尘埃来屏蔽星光中的紫外线，使分子免遭破坏。

在猎户星云后面有一个巨大的分子云，它是离太阳最近的分子云之一，由小而密的核心以及延伸的低密度云两部分组成(图10.29)。前者的直径为0.15秒差距，密度 10^{11} 个分子/米³，质量 $5 M_{\odot}$ ；后者的直径至少为10秒差距，极大密度 10^9 个分子/米³，质量至少达 $10^4 M_{\odot}$ 。猎户星云的近旁有许多年轻的恒星，其他的分子云也常位于围绕着年轻恒星的HII区附近。在恒星形成过程中分子云看来起着关键的作用。

研究星际分子的形成是一个相当棘手的问题。一种假设认为，在温度非常低的暗星云内，原子粘在尘埃颗粒的表面，跟已留在那里的原子结合，形成分子。可是很难设想分子通过什么机制能从颗粒表面脱离出去而本身又不受破坏。近来正努力探讨在低温下原子不借助于尘埃颗粒直接结合成分子的过程，但也遇到了很

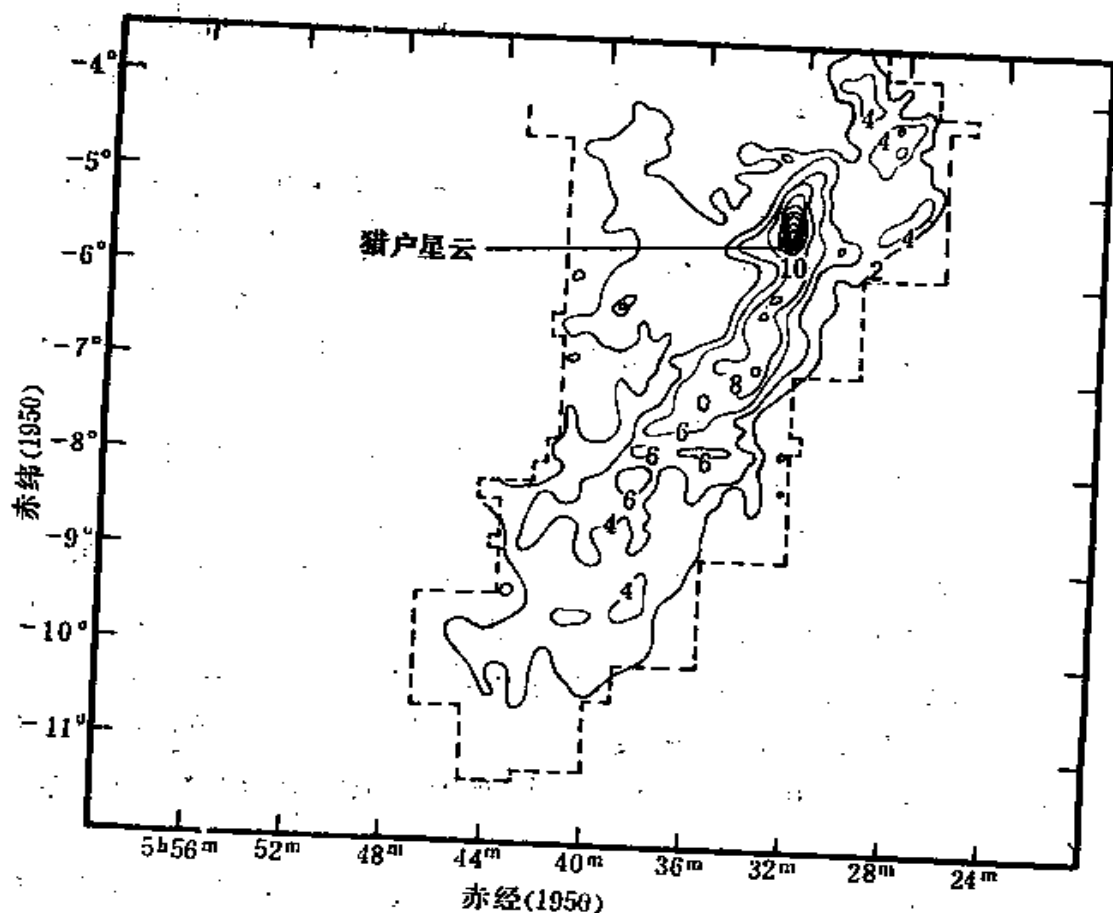


图 10.29 与猎户星云在一起的分子云的CO强度图，图中数字“10”上面等强度线最密的部分是云内密度最大的核心

多困难。

2. 分子的微波激射 微波激射是英文名词maser^①的译名。它用作弱微波信号放大器是在本世纪五十年代发展起来的，并在射电望远镜上应用。1965年，射电天文学家在探测猎户星云中OH分子的谱线时，领悟到宇宙中存在着天然的微波激射。

OH分子的发射线由一组波长很接近的谱线组成。为了阐明它们的产生，图10.30给出了该分子基态附近的能级图，四个相隔

① 由 microwave amplification by stimulating emission of radiation 的各词头字母组成，意为微波受激辐射放大。

很近的能级代表分子不同的转动能态，按能量增加的次序以1、2、3、4标记。跃迁 $4 \rightarrow 1$ ， $4 \rightarrow 2$ ， $3 \rightarrow 1$ 和 $3 \rightarrow 2$ 所对应的辐射频率依次为1720兆赫，1667兆赫，1665兆赫和1612兆赫，相应的波长从17.4厘米到18.6厘米。在各能级上的分子数作平衡分布的正常情况下，以1667兆赫的谱线最强，1665兆赫其次，然后是1612兆赫和1720兆赫，它们的强度比率是 9 : 5 : 1 : 1。然而来自猎户星云的 OH 分子发射线却出乎意料，1665兆赫的谱线最强，1667兆赫的谱线不出现。显然，对应于1665兆赫谱线的高能级上分布了过多的分子，使得这条谱线的强度放大。

在低密度的星际分子云中，分子之间的碰撞不是很频繁的，以致达不到平衡状态，在某个能级上分布的分子数有可能大大超过平衡状态的分子数，这种情况叫做能级反转。设想，处于基态的 OH 分子由于吸收了能量到达某一高得多的激发能级，如图10.31

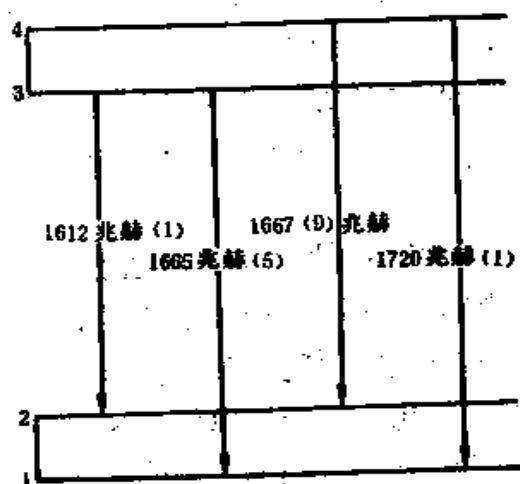


图 10.30 羟基(OH)的能级图

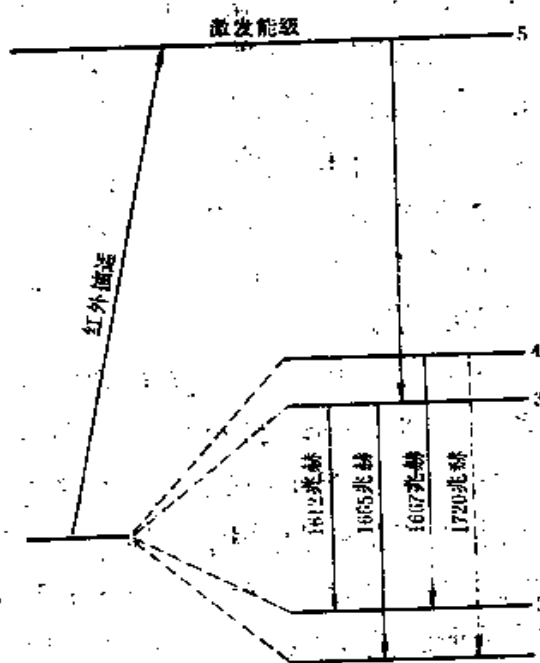


图 10.31 羟基(OH)微波激射的示意图

中以5表示,在微波激射理论中这个过程叫做抽运。从5向低能级的各个跃迁中以到达3的几率最大,而且3是一个较稳定的能级,即自发地向更低的能级1和2跃迁的几率很小,于是大量的分子聚积在能级3上,出现能级反转。当一个能量等于3和1两个能级的能量差的射电频率的光子射来时,分子发生受迫跃迁 $3 \rightarrow 1$,沿着入射光子的方向发射出另一个同样能量的光子,而入射光子并未被吸收,仍继续前进。在猎户星云内发生的正是这种过程:一束频率为1665兆赫的光子进入星云后,一路上使OH分子沿相同的方向受迫发射同样的光子,于是一个光子变两个,两个变四个……,最终频率1665兆赫的辐射能量被放大了几百万倍。

羟基微波激射源已发现了近1000个。后来发现了水(H_2O)微波激射,频率为22235兆赫(波长1.35厘米);一氧化硅(SiO)微波激射,频率为43122兆赫(6.95毫米)和86243兆赫(3.48毫米)。还有甲醇、氨、甲醛、甲川等的微波激射。

已知的微波激射源主要可分为两类:出现在星际分子云附近的星际微波激射以及跟红巨星相联的恒星微波激射。红巨星有很延伸的气体和尘埃大气,分子微波激射是在延伸大气中产生的。在绝大多数恒星羟基微波激射中,最强的发射线是频率1612兆赫,而不是象猎户星云的1665兆赫。这反映了不同的微波激射源中物理条件的差异。

目前,星际微波激射的研究尚在初始阶段,许多问题还不清楚。例如,抽运的能源是一个重要的研究课题,也没有定论,一般认为是尘埃颗粒或正在形成的恒星的红外辐射,或是分子碰撞。星际微波激射源是相当小的,直径只有几十个天文单位,密度至少达 10^{14} 个分子/米³。它们几乎都存在于H II区和强红外源这种恒星形成的区域内,可能是恒星诞生的先兆。

三、星际尘埃

1. 星际消光 在星际物质中,由原子和分子组成的星际气体虽然对恒星发射的可见光有吸收作用,但只是在某些波长上,而星际尘埃能在宽阔的波段上吸收和散射星光,对星际消光起了主要作用。

星际消光的数值通常以符号 A_v 表示,它是指介于恒星和太阳之间的星际物质在目视波段使星光减弱的星等数。星光减弱,恒星视星等的数值就增大,对这种歪曲必须作改正,否则应用由视星等和绝对星等确定恒星距离的各种方法(如分光视差,造父视差)必然导致严重的失误。因此(8.9)和(8.10)式应分别改成

$$M = m + 5 - 5 \lg r - A_v, \quad (10.1)$$

和

$$M = m + 5 + 5 \lg \pi'' - A_v. \quad (10.2)$$

改正值 A_v 由观测确定。原则上可以选取绝对星等已知的恒星,用不受星际消光影响的测距法,如三角视差或依据恒星运动的方法,来定出距离,从而比较由(8.9)式算出的视星等与观测到的视星等,得出 A_v 。观测表明,不同的天区,即在不同的视线方向上,星际消光的数值有显著差别。在银道面附近每千秒差距典型的 A_v 值是 $2''$ 。从消光推算出星际尘埃平均密度的数量级为 10^{-6} 个颗粒/米³。

2. 红化和偏振 星际消光的数值不仅随距离和视线方向变化,而且对于波长有选择性:蓝光减弱得比红光厉害。在到达观测者的恒星辐射中,相对于不受星际消光影响的情形而言,红光居多,因而恒星的颜色偏红,这种现象叫做星际红化。它表明引起消光的尘埃颗粒应具有 10^{-1} 微米数量级的直径,它们不是简单地挡住光,而是散射光。波长较长的红光容易穿过尘埃云,而蓝光遭到更多的散射,所以天文学家常在红光和红外波段上对星际物质密布的天区进行观测。附带指出,对于反射星云,正是由

于蓝光受到散射较厉害的缘故，致使它们的颜色偏蓝。

色指数是恒星颜色的量度，因此以星际消光引起的恒星色指数的改变来衡量星际红化是很自然的。这种色指数的改变用色余 CE 表示，它定义为

$$CE = C - C_0, \quad (10.3)$$

其中， C 是观测到的恒星色指数，可由多色测光精确测定； C_0 是同一恒星完全不受星际消光影响时应有的色指数，可根据恒星的光谱型推算得到。因为光谱型是由光谱中出现哪些原子的谱线及它们的强度而定的，不受星际消光影响。对于星际红化， CE 有正值， CE 越大，星际红化越甚。

星际消光和红化的程度都是由介于恒星和太阳之间的尘埃数量决定的，不难设想， A_v 与 CE 之间存在一定的关系。由于从观测测定 CE 比较容易，实际上 A_v 常是通过 CE 而推算的。因此研究星际红化对于确定星际消光数值有重要意义。O 型、B 型星和经典造父变星由于光度大，虽离地球远仍相当亮，在测定星际消光和红化的研究工作中常被选用。

在一般情况下，从恒星发出的应是非偏振光，但是在 1949 年，霍尔 (J. S. Hall) 和希尔特纳 (W. A. Hiltner) 分别在美国海军天文台和麦克唐纳天文台用精密的光电偏振计成功地探测到遥远恒星星光中的部分偏振现象。星光的偏振和红化之间有一定的联系，虽然红化显著的星偏振度不一定高，但偏振度高的星红化必定显著。这一观测事实表明，星光的偏振是当它通过星际物质时引起的。大体说来，每一个星等的消光值 A_v 与 1% 的偏振度相对应。

在星际物质中能引起星光部分偏振的是星际尘埃。尘埃颗粒必须呈长条形，而且作有规则的排列，长轴的方向大体上一致，当非偏振的星光通过尘埃云时，沿着尘埃颗粒长轴方向振动的光波比沿其他方向振动的光波遭到较多的吸收和散射，于是造成了部分偏振。

至今，已对几千颗恒星进行了偏振测量，结果表明：相邻的恒星偏振方向接近；银道面附近的恒星偏振方向有平行于银道面的趋势。天文学家认为，引起这些现象的原因是星际空间中存在着磁场。除了磁场，难以设想有另外的机制能使很大尺度的星际空间中的尘埃颗粒作有规则的排列。因此，测量星光偏振是研究星际磁场的一种重要方法。由星光偏振和其他方法估算，星际磁场强度一般为数量级 $10^{-10} \sim 10^{-9}$ 特，在星际物质稠密的区域内可能存在强一些的磁场。与地球和太阳的磁场相比，星际磁场是极其微弱的。

3. 成分和形成 由红外观测以及消光和偏振的资料分析，已获得了关于星际尘埃的成分的一些信息：硅酸盐很丰富；金属颗粒，尤其是铁，可能存在；还有石墨、水冰以及由碳、氮、氧、氢组成的其他类型的冰。一部分颗粒可能有一个小的核，由硅酸盐、铁或石墨构成，外面被冰包裹着。

越来越多的证据表明，星际尘埃颗粒最初主要是在晚型星、尤其是红巨星的外层大气中产生的。这些星的表面温度为2500开左右。密度较大的颗粒在 10^3 开数量级的温度下可以由气体凝结而成，各种冰在 10^2 开数量级的温度下生成。可以期望，不同类型的星发挥各自的优势，产生不同成分的颗粒，例如，含氧丰富的星倾向于产生硅酸盐颗粒；含碳丰富的星产生较多的石墨颗粒。形成的颗粒最终通过星风流入星际空间。事实上，在有些红巨星的红外光谱中发现了9.7微米波长处的硅酸盐吸收带，表明在星体周围存在着这种颗粒。北冕R型星亮度突然下降很可能是富含碳的气体流出时凝结成大量石墨颗粒而引起的现象（见 § 9.5）。此外，新星和超新星抛出的气壳以及正在诞生恒星的气体星云也可能是形成星际尘埃的场所。带有冰壳的颗粒大概是在温度低且密度高的分子云的中央产生的。

四、宇宙线

大多数星际物质以不大的速度在运动，比如说不超过几十千米每秒，但星际空间中也存在着一些速度接近光速的粒子，它们是宇宙线。宇宙线中绝大多数是高能带电粒子，其中最多的是质子，大约占90%，其次是氦原子核(α 粒子)、电子和其他一些原子核。宇宙线的能量在 $10^5 \sim 10^{21}$ 电子伏范围内。作为对照，如今世界上最大的加速器只能将粒子加速到 10^{12} 电子伏的能量。

观测表明，在地球大气层外接收到的宇宙线大体上均匀地来自各个方向。这意味着：或者宇宙线源在空间是均匀分布的；或者宇宙线源分布虽不均匀，但它们发射的带电粒子被星际磁场搅乱了运动方向，以致到达地球时是均匀地从各个方向来的。现在普遍接受后一种解释。

为了研究远离地球的星际空间中的宇宙线，只能采用间接的方法。其一是探测银河 γ 射线。当宇宙线中的高速质子跟星际物质中的氢原子碰撞时，发生核反应，产生了 π^0 介子，而 π^0 介子是不稳定的，平均寿命只有 10^{-16} 秒，因此立即衰变，产生一对 γ 光子(或一个光子和一对正负电子)。这些 γ 射线的平均能量约为100兆电子伏，对应的波长为 10^{-14} 米。通过卫星携带的 γ 射线望远镜获得的资料表明，银河系内 γ 射线的分布与星际氢原子的分布十分相似，如果假设银河系各处的宇宙线强度都跟地球附近一样，则在任何方向上测量到的 γ 射线强度接近于在 π^0 介子衰变过程中所预期的结果。因此可以认为，在地球大气层外探测到的宇宙线的资料对整个银河系具有典型意义。

星际物质发射很强的射电，其中有一种弥漫发射的成分，来自天空的所有方向，频率 $1 \sim 1000$ 兆赫，强度随频率的增加而降低，具有同步加速辐射的特征。在五十年代天文学家认识到这种弥漫射电是宇宙线中的高速电子在星际磁场中产生的同步加速辐

射。于是,探测银河弥漫射电成为研究宇宙线的另一种间接方法。

由于宇宙线在星际空间的运动路径被星际磁场弯曲,因此已不可能根据它们到达地球的方向来追踪它们的来源。关于宇宙线的起源和加速机制还没有完全确定的结论。一部分低能宇宙线($10^5 \sim 10^{10}$ 电子伏)可以肯定来自太阳并且在耀斑中加速。能量极高(10^{17} 电子伏以上)的宇宙线大概来自银河系之外。许多科学家认为,大部分宇宙线是在超新星爆发过程中产生的,带电粒子可能在旋转中子星的电磁场中被加速,或者膨胀气壳中的激波也有足够的能量将粒子加速到很高的速度。超新星遗迹是很强的同步加速射电辐射源,也发射 γ 射线,这些事实支持了宇宙线跟超新星有关的观点。

§ 10.5 恒星的形成

人类研究天体的物理性质只有一百多年的历史,以这段时间的尺度来衡量,恒星形成的过程是十分缓慢的。实际上,如今看到的千千万万颗恒星中的绝大多数是远在地球上出现人类以前就已存在着。不难想象,解决恒星如何形成和演化的问题是天文学上一个非常艰难并且是长期的研究课题。跟研究太阳系的起源问题相比较,尽管太阳系内的天体近在咫尺,较易获得精确的资料,但目前它仍是唯一能观测到的行星系统,不可能从众多的样品中找出规律性;而观测到的恒星种类繁多,如果搞清楚它们年龄的差异和所处的不同的演化阶段,就能较可靠地描绘出恒星从诞生到死亡的全过程,从这一意义上说,恒星形成和演化的研究占有一定的优势。

1692年,牛顿在一封书信中最先提到恒星由弥漫物质通过引力收缩过程形成的设想。将近三个世纪以来,这个观念不断在发

展。在当今的天文学家中，绝大多数赞同这个观念。虽然对恒星形成过程的细节仍不很了解，但较之牛顿的臆测，他们已有较多的观测资料 and 理论探讨为依据了。

一、观测线索

观测资料 and 理论分析表明，银河系内的恒星并不都诞生于银河系形成的时期。银河系估计已有100多亿年的历史，按这个时间尺度的标准，有些类型的恒星是非常年轻的，例如组成星协的成员星，包括金牛T型星以及O型和早B型星，其年龄一般小于一千万年。这个事实表明，在过去几百万年内新的恒星继续在产生，因而有理由认为，虽然目前恒星的产生率可能比银河系刚形成时低得多，但恒星形成的过程仍在银河系内的某些地方进行着，寻找正在诞生中的恒星是有希望的。

一般说来，在几百万年的时间内，恒星不可能穿越很长的距离，因此金牛T型星、O型和早B型星等年轻恒星应当仍位于它们的诞生地附近，而从观测得知，这些恒星几乎总是在星云的里面或附近，由此很自然地导致恒星是从弥漫的气体 and 尘埃云凝聚而成的观念。按照这种观念，必须从星云分布的天区去搜寻正在向恒星过渡的或跟恒星形成过程有密切联系的天体。天文学家已找到了一些线索，它们主要是已在§ 10.3中讲到的球状体、HH天体和BN天体。

1. HH天体 四十年代后期至五十年代初，美国天文学家赫比格 (G. H. Herbig) 和墨西哥天文学家阿罗 (G. Haro) 分别在对猎户星云南面的暗星云区域作H_α发射线星的巡天观测中，独立地发现了星云NGC 1999邻近的三个半星半云状的天体，其中每一个都有一小群密聚在一起的凝块结构(图10.32)。后来这类天体以发现者的名字命名，叫做赫比格-阿罗天体，简称HH天体。

除了半星状的凝块周围有星云状物质包裹的光学形态特征之

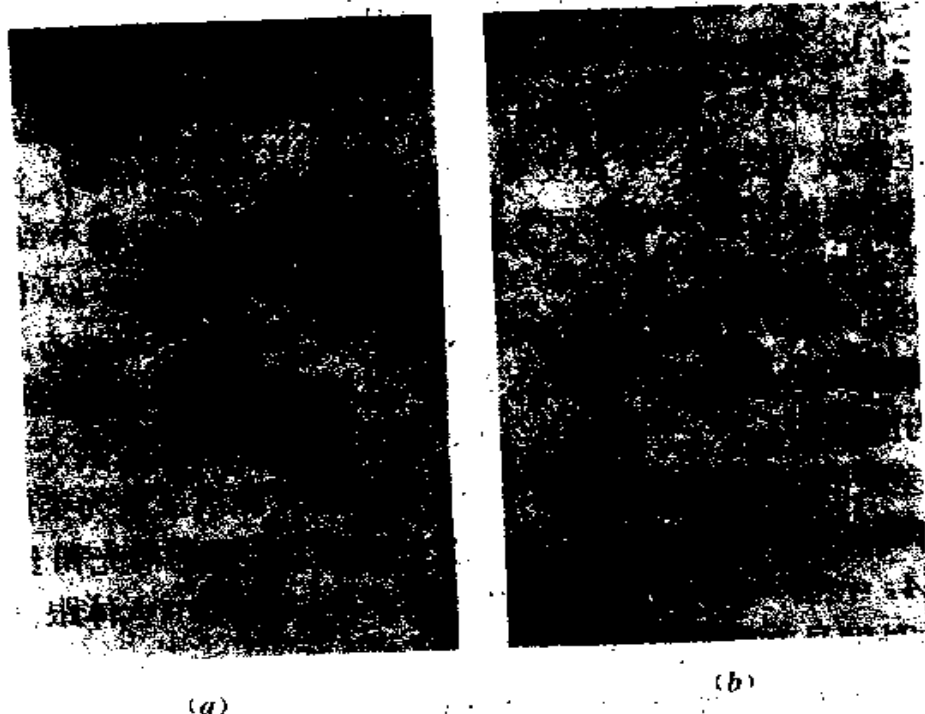


图 10.32 HH 2 的两张照片。(a) 摄于1947年1月20日，
(b) 摄于1954年12月20日，箭头所指的凝块亮度明显增加

外，HH 天体的光谱特征也是识别这类天体的重要标志，它们的光谱中通常出现氢的巴耳末发射线以及O I、O II、O III、N I、N II、S II、Ca II 和 Fe II 等的禁线。

HH 天体都位于银道面附近的暗星云内或其邻近，常伴有金牛T型星。这类天体的直径一般为0.01秒差距的数量级。在用高分辨率的望远镜拍摄的照片上，它们之中多数呈现单一的结构，有些则由几个分立的凝块组成。至今经光谱观测确证的 HH 天体数目不到一百个。此外，还发现30多个形态相似，但未经光谱证明的候选者。这类天体以 HH 后面附上编号表示，例如最早发现的三个原型称为 HH 1、2 和 3。

在行星状星云和发射星云的中央或近旁总有一颗或若干颗高温恒星，正是由于这些恒星辐射的高频光子的激发致使星云发光。

可是，在HH天体近旁却找不到高温恒星。自从这类天体发现以后，它们发光的能源是重要的研究课题。

在五十年代，赫比格和阿罗等人拍摄HH1和2天区的照片，直至星等21^m，搜索不到“激发星”的踪影。天文学家领悟到，激发星可能深深地隐藏在暗星云内，因此在可见光波段是观测不到的，必须在红外波段上搜寻。1974年，首次找到了一个跟HH天体有联系的红外源，它位于HH100的东北大约0.01秒差距的地方。后来又陆续发现了一些跟HH天体有关的红外源。一般来说，这些红外源的位置并不与光学的HH天体一致，两者相隔的距离大多为0.1秒差距的数量级。在多数情况下，这些红外源被证认为类似于十分年轻的金牛T型星的天体，但受到暗星云严重的消光和红化影响， $A_v = 20^m \sim 30^m$ 。然而，有哪些事实可以表明HH天体跟其近旁的红外源是有联系的呢？

大多数HH天体的视向速度具有负值，它们在向着观测者运动，有几个的绝对值超过150千米/秒；少数这类天体的视向速度具有正值。由此推测，HH天体跟嵌在暗星云里的年轻恒星的抛射活动有关，向暗星云前面（向观测者）抛射而形成的天体容易观测到，向远离观测者方向抛射的由于位于暗星云深处或后面而不易被发现。

一些HH天体的视向速度相当大意味着这类天体的切向速度也可能很大。位于金牛座中的HH28和29是最先测出有大自行的HH天体，它们都邻近一个红外源，离这个红外源的角距分别为2.8'和8'（对应于0.12秒差距和0.35秒差距），自行方向都背离红外源，相应的切向速度为200千米/秒。HH1和2的自行也相当显著，它们中的各个凝块以相反的方向正在离开一颗17^m的金牛T型星。该星介于HH1和2之间，是一个较强的红外源，按照两个发现者名字的第一个字母，它被称作C-S星（图10.33）。其他还有一些HH天体也与近旁的红外源排成一线。显然，这些HH天体

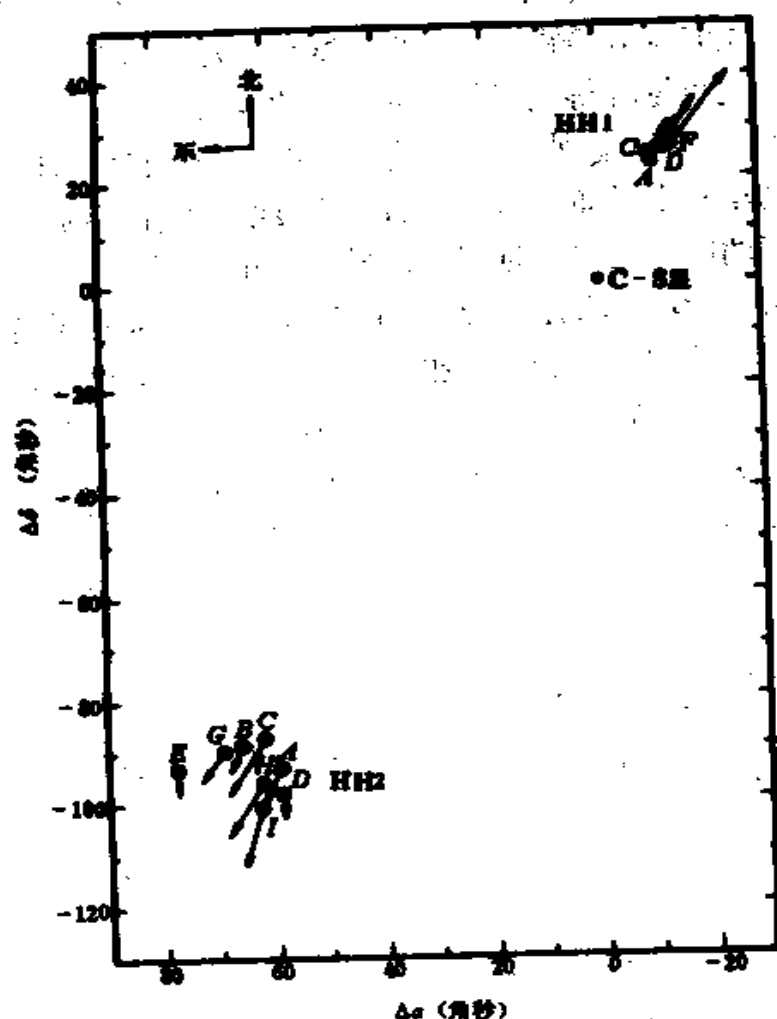


图 10.33 HH 1、HH 2 和 C S 星的相对位置以及各个凝块 100 年的自行矢量。横坐标和纵坐标分别是赤经差和赤纬差，取 C S 星为零点

是与红外源沿相反的方向或同一个方向抛出的物质有联系的。

HH 天体的光谱跟金牛 T 型星近旁的星云的光谱以及一些超新星遗迹的光谱相似。观测表明，从金牛 T 型星表面有高速气体向外流动，而超新星遗迹是受到激波加热的星云。于是 HH 天体很可能是由强劲的星风跟激发星周围的星际物质相互作用的产物，目前最流行的模型就是建立在这个观念的基础上的。根据激

波理论的计算结果可以解释HH天体光谱的主要特征,而引起激波的超声气流的源应是跟金牛T型星类似的天体,即HH天体近旁的红外源。这种见解得到了如下的观测事实的支持。

许多HH天体发现有光变。例如HH2,其中的凝块H和G从1950年到1955年光度增加了六倍,后来光度继续缓慢增加,到1973年又上升了两倍,在同一时期中,凝块A和B的光度减小约四倍。A和B分别位于H和G的西北方(见图10.33),看来光变是从西北传向东南。对于在C-S星另一侧的HH1,各部分的增亮次序是从东南到西北。所以在这两个HH天体的情形中,光变的顺序是跟C-S星星风的传播一致的。观测CO分子的射电谱线,发现跟HH102、HH28和29、HH7-11、HH24、HH25和26等成协^①的一些红外源在非各向同性地喷出CO气流,而且这种气流是双极的,即主要集中在两个相反的方向上,表明这些红外源是HH天体的激发源。

对于HH天体已有近四十年的研究史。最初天文学家把它们看成是正在形成过程中的恒星,但经过近十几年来的研究,对HH天体的本质的认识已有很大改变。概括地说,现时倾向性的结论是:HH天体本身并不是正在诞生中的恒星,而是受激波加热的星云;它们的能源来自近旁红外源发出的星风,而这种红外源才是十分年轻的恒星或正在形成过程中的恒星;HH天体只不过是与恒星形成有关的一种副产品。(待续) -A

2. BN天体 对于研究恒星形成的天文学家来说,猎户座是十分珍贵的天区,在那里陈列着疏散星团、星协、HH天体、巨大的H II区、发射星云、暗星云、分子云以及众多的毫米微波激射源,组成了一个年轻天体和弥漫物质的庞大的复合体。为了探索隐藏在星云深处可能跟恒星形成过程有关的奥秘,除了射电观测以外,红外波段上的观测也是有效的手段。

① 成协是天文学上的术语,指若干个天体聚在一起。

猎户星云可见辐射的最强部分落在四边形聚星的区域，但最强的红外辐射区域在四边形聚星西北方约 $1'$ 的地方（图10:34），实际上位于可见的猎户星云后面。在那里没有亮星和H II 区。克莱曼 (D. E. Kleinmann) 和洛 (F. J. Low) 发现，20微米波长的最强

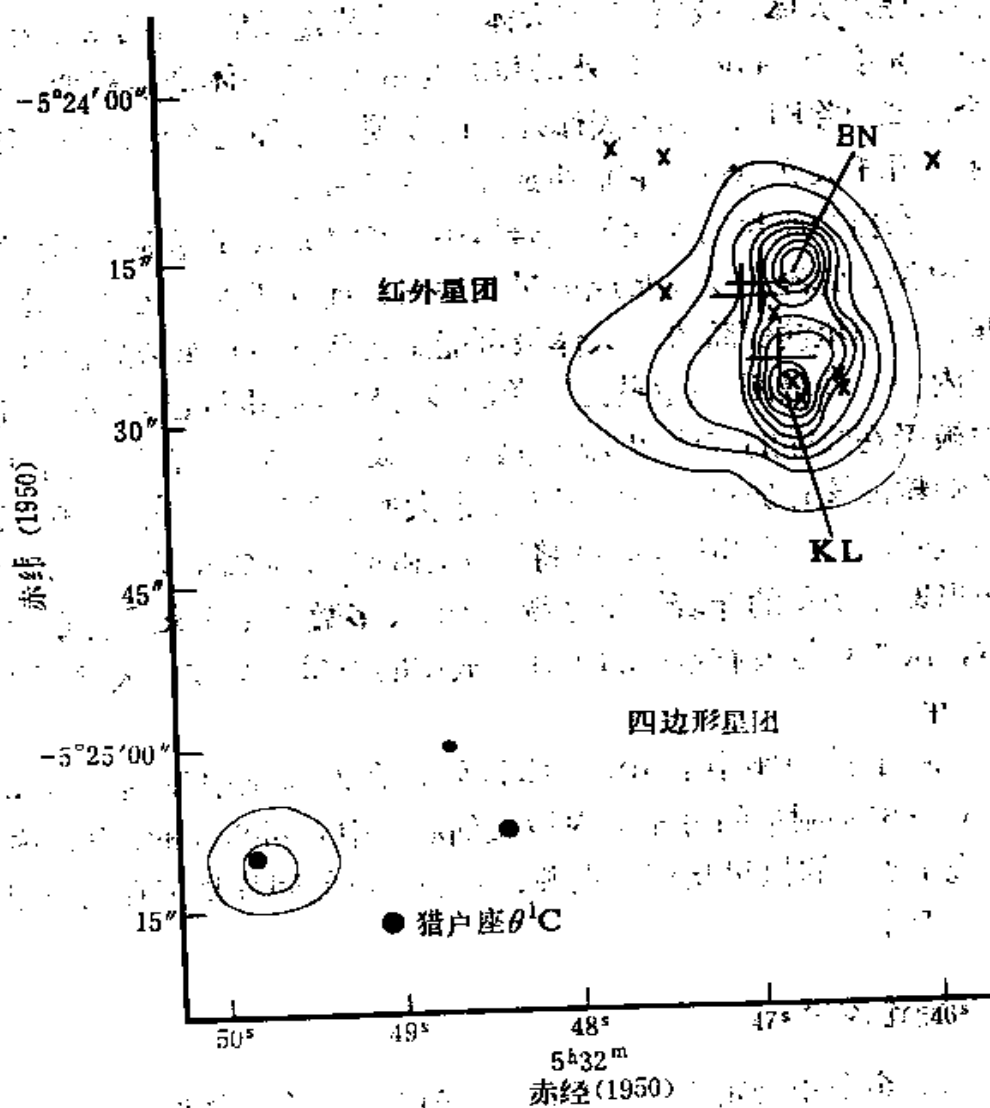


图 10:34 猎户星云中一个区域的红外辐射图。曲线表示红外辐射的一系列等强度线，图上标出了KL源和BN天体的位置

辐射源的位置与猎户座内分子云的核心相符，它是延伸的星云状物质，世称KL源。KL源的温度约70开，直径2000天文单位，红外光度达 $7 \times 10^4 L_{\odot}$ 。1965年，贝克林(E. E. Becklin)和诺伊吉保尔(G. Neugebauer)发现波长5微米和10微米的辐射大部分来自一个角径小于2"的恒星状点源，这个红外源又常被称作贝克林-诺伊吉保尔天体，或简称BN天体。它的线直径估计小于300天文单位，光度为 $1000 L_{\odot}$ ，红外谱与温度600开的黑体谱很相似。在这个区域中除KL源和BN天体外，还发现了另外几个红外源，彼此相距几千天文单位，它们组成了一个红外星团。

在猎户座星云所属的复合体中，四边形聚星是诞生不久的年轻恒星，弥漫物质是形成恒星的原料，而介于两者之间、处于从星云向恒星演变阶段的天体最可能是隐藏在猎户星云后面的分子云内的红外星团。在这些红外源的核心核反应也许已经开始，但外面被仍在收缩的气体和尘埃包裹，形成了一个“厚茧”，其中的尘埃颗粒被核心加热，产生了光度很大的红外辐射。当“厚茧”最终消散时，红外星团中的成员将以O型和B型星显露出来，成为与四边形聚星类似的年轻恒星系统。目前大多数天文学家最看重BN天体，认为它是最有希望的正在形成中的恒星，其年龄大概还不足 10^5 年。

除了猎户座中的BN天体以外，在人马座中发射星云M17(NGC6618)附近的分子云内以及仙后座中名叫W3的HII区内也发现了类似的恒星状红外点源，它们很可能同样是正在向恒星过渡的天体。

二、理论探讨

1. 金斯不稳定性 1901年，英国天文学家金斯(J. H. Jeans)对牛顿的由弥漫物质引力收缩凝聚成恒星的设想作了数学处理。他考虑在均匀气体介质中发生的扰动，扰动以波的形式传播，引

起了介质疏密交替。介质中密度较大的部分暂时集结了较多的粒子，当波通过后粒子分散，成为稀疏部分。较密部分的物质对周围粒子的引力比同样体积但未受扰动的介质大。对空气中的声波而言，这种吸引力的超额是微不足道的。但同样的现象发生在大尺度的星际空间，引力可能很重要，较密部分的引力变得如此强，以致不再出现稀疏，即扰动使介质中某些地方的密度随时间增长。当这种情况发生时，就说介质是引力不稳定的。

金斯推出了引起介质引力不稳定的密度扰动的最短波长 λ_J 的公式：

$$\lambda_J = \sqrt{\frac{\pi \gamma V^2}{3 G \rho}}, \quad (10.4)$$

其中， V 是粒子的平均速度， ρ 为介质密度， γ 为比热之比。此式是金斯的引力不稳定判据，任何波长等于或大于 λ_J 的扰动将导致介质发生引力收缩。

扰动波长应等于介质中相邻的疏密部分所占的距离，因此较密部分的线大小大致是波长的一半。金斯的判据可以从一种简单的方法近似得到。考虑一个质量 M 、半径 R 、密度 ρ 的均匀气体球，球面上粒子的逃逸速度为 $\left(\frac{2GM}{R}\right)^{\frac{1}{2}}$ ，若气体保持在一起

而不散失，粒子速度 V 必须小于逃逸速度，即 $\frac{2GM}{R} > V^2$ 。由

$M = \frac{4\pi}{3} R^3 \rho$ ，得 $R > \left(\frac{3V^2}{8\pi G \rho}\right)^{\frac{1}{2}}$ ，与(10.4)式比较仅系数有差别，因这里把问题简化了。

利用理想气体压力和粒子平均速度 V 之间的关系：

$$P = \frac{1}{3} \rho V^2,$$

以及绝热声速 a 的公式：

$$a = \sqrt{\gamma \frac{P}{\rho}},$$

金斯引力不稳定判据也可由

$$\lambda_J = \sqrt{\frac{\pi a^2}{G \rho}} \quad (10.5)$$

表示。

在一个星云中,粒子之间的相互吸引使星云有收缩的倾向,但气体的热压力使它有膨胀的趋势。显然,质量大、密度高、温度低的星云吸引会占优势。以声速与温度 T 之间的关系

$$a = \sqrt{\frac{\gamma R T}{\mu}}$$

代入(10.5)式,其中 R 是气体常数, μ 是气体的平均分子量,则对于给定的温度和密度,得出星云质量的极小值。

$$M_J = 3 \times 10^4 \sqrt{\frac{T^3}{n}} M_{\odot}, \quad (10.6)$$

质量超过此值的星云才能收缩。式中, n 是星云的数密度,以每立方米体积中的氢原子数表示;温度 T 的单位是开; M_J 以太阳质量为单位。

对于星云内通常的温度和密度数值, M_J 远大于一颗恒星的质量。例如当 $T = 50$ 开, $n = 10^8/\text{米}^3$ 时, $M_J = 1061 M_{\odot}$ 。因此只有质量很大的星云才能收缩,由此应得出恒星是成群产生的结论。在星云收缩过程中,密度增加,如果气体保持很低的温度, M_J 便减小。于是一个星云可以分裂成若干个引力不稳定的碎块,每一碎块继续收缩,随着 M_J 的进一步减小,又可能分裂成几块。这个过程叫做碎裂。当碎块中物质的密度尚低时,引力收缩释放的热能容易散逸出去。但随着密度越来越高,碎块中的尘埃颗粒受热日益显著,温度上升,碎块就不能再分裂,成了一颗原恒星,它是流体静力学平衡建立之前正在收缩和加热的天体。

2. 引力收缩 由星云碎裂成的原恒星在最终形成恒星之前仍处在引力收缩阶段, 这个阶段历时 $10^5 \sim 10^6$ 年。探索引力收缩过程的细节是通过计算理论模型来进行的, 即计算原恒星收缩过程中其内部各处的密度、温度、速度、能流等如何随时间变化。即使对于最简化的模型——原恒星呈球形并且没有自转和磁场, 这类计算也是非常复杂, 必须借助于电子计算机。

原恒星收缩伊始, 内部的压力远小于引力, 星体可看作只受引力控制, 此时的收缩基本上是自由下落。中央的密度比外层大, 由于自由下落的时间与密度的平方根成反比^①, 因此中央收缩得快, 外层收缩得慢。中央物质先形成一个核心, 然后吸积落在后面的外层物质。

在自由下落过程中, 引力势能转化为粒子的动能, 又因粒子相互碰撞而转化为热能。随着核心密度增大, 热能散逸受到越来越大的阻碍, 导致温度上升, 压力增大。当压力基本上与引力平衡时, 核心收缩大大减慢下来, 此时辐射可见光的星已形成, 常称之为主序前星。只要星体内的核反应未开始, 引力收缩仍将继续下去, 因为恒星辐射损失的能量如果得不到补偿, 温度必定下降, 压力减小, 引力重新占上风, 引起星体收缩。缓慢收缩使温度持续上升。当内层温度达到几百万度时, 氘、锂、铍和硼的原子核与质子碰撞发生核反应, 变成氦 ^4He 及其同位素 ^3He , 因此这些元素在星体内层很快耗尽, 只能存在于温度低的外层, 它们不可能为恒星提供大量而持久的能量。当温度超过 7×10^8 开时, 氢核聚变成氦核的反应开始, 它足以供给恒星辐射的能量, 于是星

① 离中心距离 r 处的粒子的自由下落时间 $t = \left(-\frac{2r}{g} \right)^{\frac{1}{2}}$, 其中重力加速度 $g =$

$\frac{GM(r)}{r^2}$, $M(r)$ 为半径 r 以内包含的质量, 等于 $\frac{4\pi}{3} r^3 \rho$, ρ 为 r 以内

物质的平均密度, 由此得 $t \propto \rho^{-\frac{1}{2}}$ 。

体停止收缩，完全建立起流体静力学平衡，恒星成为主序星。

原恒星在收缩过程中其光度和有效温度随时间变化，在赫罗图上描出了一条自右向左的轨迹，叫做主序前演化程。质量不同的原恒星，演化程也不一样。下面举两个例子。

一颗质量等于 $1M_{\odot}$ 的原恒星，从初始密度 6×10^{10} 个原子/米³、温度10开、半径0.05秒差距开始收缩。经过 4×10^5 年，形成了核心，在赫罗图(图10.35)上它出现在A点，此刻的有效温度还十分低，不到100开，但由于表面积大，光度却与太阳的光度相当。随着外层物质下落，核心的质量不断增加，原恒星的温度上

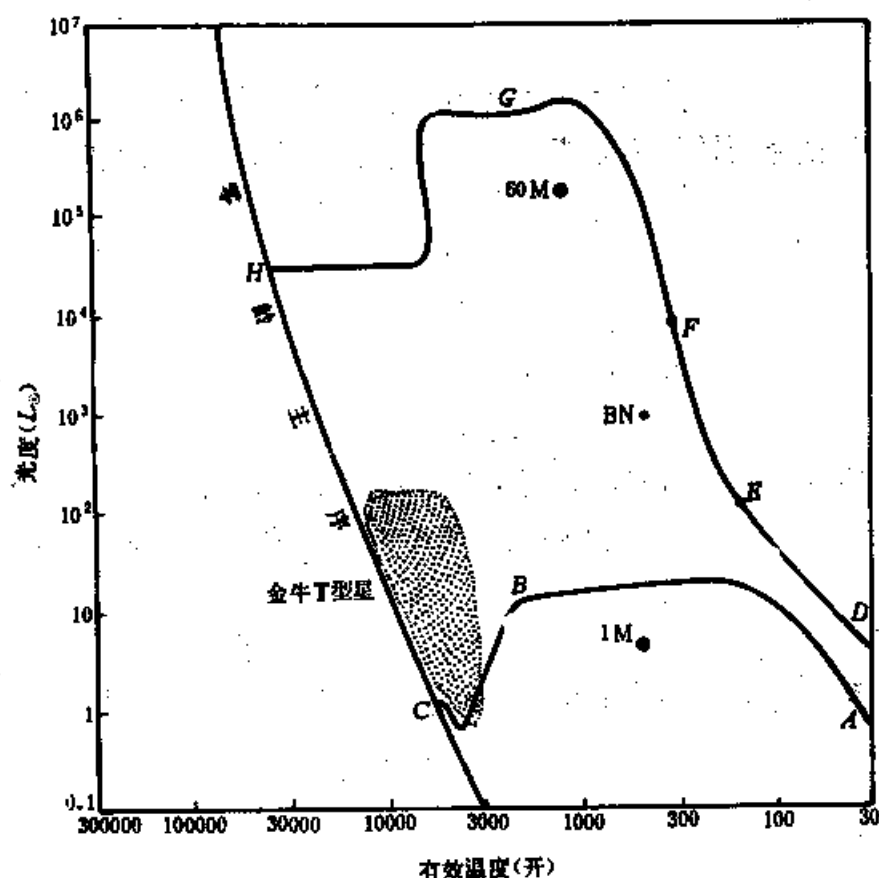


图 10.35 初始质量分别为 $1M_{\odot}$ 和 $60M_{\odot}$ 的两颗原恒星在赫罗图上的主序前演化程。猎户座BN天体以及金牛T型星的位置也在图上标出

升，光度也有很大增长，经过 1×10^5 年从 *A* 移到了 *B*。*B* 以后收缩放慢，过了 5×10^7 年，氢核聚变成氦核的反应开始，到达主序上的 *C* 点。由于恒星到达主序标志着主序演化阶段的开始，而且恒星的年龄也常从此刻算起，因此不同质量的恒星当中心氢燃烧点火时在赫罗图上占据的一条曲线叫做零龄主序或初始主序。

初始质量为 $60 M_{\odot}$ 的原恒星的收缩过程比 $1 M_{\odot}$ 的原恒星快得多。当核心形成时它出现在图 10.35 上的 *D* 点。核心增长很快，仅过了 2×10^4 年 (*E* 点)，温度已高到足以使氢燃烧点火。此刻的核心已类似一颗主序星，但被浓厚的气体和尘埃外层包裹着。核心由于吸积外层物质继续在增长，再经过 2500 年 (*F* 点)，核心更加明亮，辐射压力或星风阻止了物质下落，并将 $43 M_{\odot}$ 的物质排斥到星际空间，留下的 $17 M_{\odot}$ 的核心经过光度短暂的激增 (*G* 点) 以后，变成一颗 O 型主序星 (*H* 点)。

由上述两个例子可见，大质量原恒星的收缩过程跟质量与太阳相仿的原恒星的主要差异在于：前者在核心吸积外层物质的过程中氢燃烧就开始了，待一部分外层物质消散后，核心作为一颗新生的主序星显露出来；而后者是在核心吸积了几乎全部剩余的外层物质之后才开始氢燃烧，到达零龄主序。

有的疏散星团的赫罗图为从原恒星收缩形成主序星的演化图象提供了很好的观测佐证。图 10.36 是 NGC 2264 的赫罗图，该疏散星团内的 O 型和 B 型星已落在主序上，但 A ~ M 型星大多还未到达主序。一种很自然的解释是：星团内的所有恒星大致在同一时间开始形成的过程，由于质量大的演化快，当大质量恒星已到达主序时，质量较小的仍处在向主序收缩演变的过程中，其中包括许多金牛 T 型星，它们是质量跟太阳相仿的主序前星。

如果原始的星云在转动，由于角动量守恒定律，当它收缩时，旋转角速度，因而惯性离心力都迅速增大，除非有某些机制转移角动量，否则将成为形成恒星的一大障碍。可以设想，原恒星大幅度

降低自转角动量的最有效的方式有：本身分裂成彼此互相绕转的两个或若干个碎块，导致双星或聚星的形成；分离出物质，形成

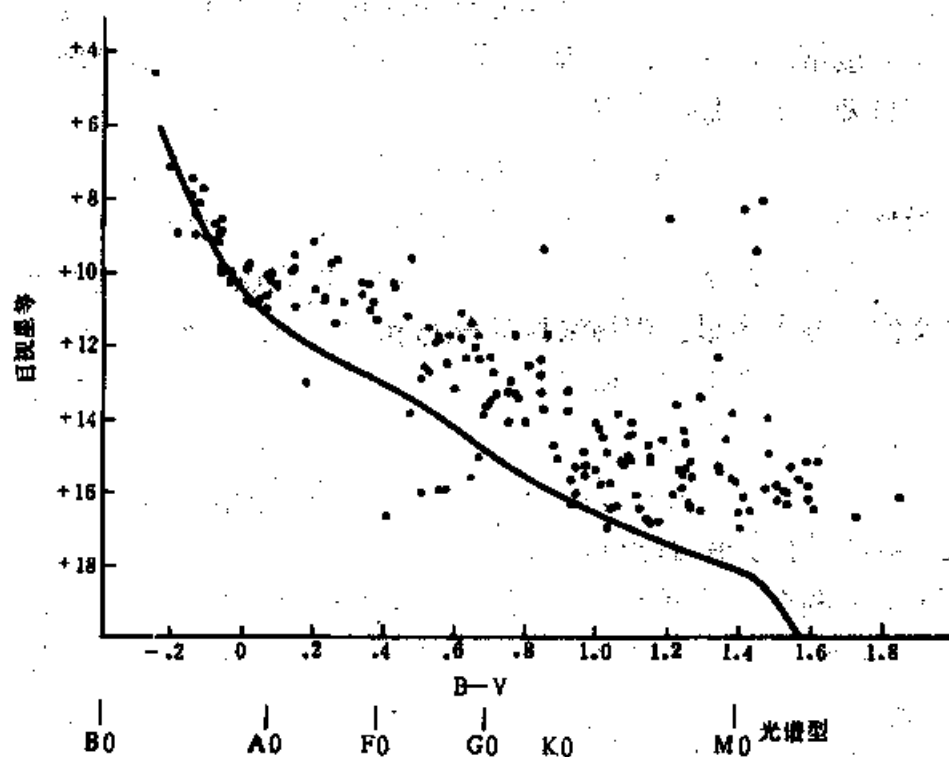


图 10.36 疏散星团NGC 2264的赫罗图，曲线代表零龄主序

行星系统。在这两种情况，绝大部分的自转角动量转化为轨道运动的角动量。

§ 10.6 恒星演化

一、恒星演化理论研究的基本原理

恒星演化是研究恒星形成之后其结构如何随时间变化以及在赫罗图上的演化程，从而找出不同类型的恒星之间存在的演化序列，描绘恒星从诞生到死亡的全过程。

1. 沃格特-罗素定理 恒星到达了零龄主序后, 开始了漫长的核反应的演化史。恒星内部建立了平衡的状态, 它包括流体静力学平衡和热平衡。前者指在每一点上向外的压力与向里的引力达到平衡; 后者指任一体元每秒钟获得的能量等于它释放的能量, 对整个恒星而言, 每秒钟通过表面辐射损失的能量与在中央区域热核反应产生的能量达到平衡。对于处在平衡状态的球对称恒星, 在任一时刻, 可以建立四个常微分方程, 它们分别描述了流体静力学平衡、质量守恒、热平衡以及能量通过辐射或对流由里向外转移。此外, 有三个气体的特性关系: 物态方程、核反应的产能率公式以及表征物质对辐射吸收程度的不透明度的公式, 加上恒星中心和表面的边界条件, 四个常微分方程是封闭的方程组。只要给定了出现在边界条件中的恒星质量以及出现在气体特性关系中的化学成分的数据, 方程组的解是唯一的, 即恒星内从中心到表面每一点上的温度、密度、压力等物理量的数值就唯一确定。因此, 一颗平衡恒星的结构取决于它的质量和化学成分, 这个结论是沃格特(H. Vogt)和罗素得出的, 称为沃格特-罗素定理。

根据沃格特-罗素定理, 恒星的光度和有效温度, 因而在赫罗图上的位置, 都由它的质量和化学成分唯一决定。如果一群质量不同的恒星由化学成分相同的物质组成, 则在赫罗图上它们构成了一条等化学成分的曲线。零龄主序也可以看作化学成分相同而质量不同的恒星的序列。事实上, 观测到的主序并不很锐, 有一定的宽度, 这表明主序星的化学成分彼此有不大的差异, 差异可能来自形成恒星的物质的化学成分不完全一样, 以及主序星内部核反应引起化学成分变化的程度不完全一致。

若恒星在演化过程中大量损失质量而化学成分变化不大, 则光度和有效温度的变化主要取决于质量的减小, 在赫罗图上恒星应沿着主序从光度大的一端移向光度小的一端。赫罗图得出后不久, 罗素曾提出一个恒星演化的假说, 他认为红巨星是演化早期

的恒星，它们通过引力收缩，温度升高，变成O型、B型主序星，然后开始冷却，沿主序演变到M型星。但是观测并没有提供主序星都在大量损失质量的证据，尤其是爱丁顿提出质光关系后，罗素的假设很快被否定了。

若恒星在演化过程中质量基本上保持固定，则光度和有效温度的变化取决于核反应引起的化学成分的改变，反映在赫罗图上，恒星应脱离主序移动。

2. 演化的模型序列 在恒星结构理论中，常把恒星分为内外两部分，里面部分称为核心，它是产能的区域，核反应全部在该区域内进行；产能可以忽略的核心之外的部分称为包层。核反应逐渐改变着核心的化学成分。如果核心与包层之间不发生对流，物质不混和，则这两部分的化学成分便出现了差异。即使在核心内，如果物质也不混和，由于越靠近中心核反应越猛烈，各层的化学成分也是不同的。显然，除了初始阶段外，不可能孤立地研究某一演化阶段恒星的结构，因为各层的化学成分应当在前一演化阶段恒星结构的基础上推算。因此，为了从理论上研究恒星演化，必须建立演化的模型序列。第一个建立的是恒星核心内刚开始核反应时的初始均匀模型，各层的化学成分相同，并且就是形成恒星的物质的初始化学成分，由观测资料确定。然后，按照各层在核反应中氢和氦丰度的变化率，计算经过某一段时间以后各层的氢和氦的丰度，从而建立相应年龄的第二个恒星模型，并依次建立第三个、第四个模型……，这样建立的模型序列描述了恒星结构随着时间的演化。于是，在某一时刻恒星的结构应由质量、初始化学成分和年龄决定。

星团对于恒星演化的研究占有非常重要的地位。由于星团的成员星可以认为是由初始化学成分相同的物质在差不多同一时期形成的，造成它们演化上的差异的唯一因素就是质量。因此从星团的赫罗图可以获得质量如何影响恒星演化的观测线索，从而检

验恒星演化的理论。

二、主序演化阶段

恒星核心内从氢燃烧点火到氢几乎全部聚变成氦的时期叫做主序演化阶段，因为在此阶段恒星位于赫罗图的主序上。

恒星驻留在主序上的时间 t 由核心所含的氢燃料的数量以及氢燃料的消耗率决定，而两者分别跟恒星的质量 M 和光度 L 有关。若 ϵ 表示每千克氢聚变成氦释放的能量（ $\epsilon = 6 \times 10^{14}$ 焦/千克），作为数量级估计，核心的质量取为 $0.1M$ ，则 $t \approx \frac{(0.1M)\epsilon}{L}$ 。因

此 t 依赖于 $\frac{M}{L}$ ，按照主序星的质光关系， M 越大， t 越小。例如，对于 $1 M_{\odot}$ 的恒星， $t \approx 10^{10}$ 年；对于 $15 M_{\odot}$ 的恒星， $t \approx 2 \times 10^7$ 年。这是因为质量大的恒星虽然拥有较多的氢燃料，但是它们的光度大，氢燃料的消耗比质量小的恒星快得多。

主序演化阶段是恒星一生中驻留时间最长的阶段，大约占恒星寿命的80%，这就是各种类型的恒星中主序星占大多数的原因。太阳的年龄大约50亿年，它的主序演化阶段大约已渡过了一半时间。

主序上的恒星以质量 $2 M_{\odot}$ 为界，在结构上有显著的差别。对于质量大于 $2 M_{\odot}$ 的主序星，核心中氢聚变成氦主要通过碳氮循环，产能率对温度的依赖十分敏感，因而能源向中心高度集中，核心出现物质对流，包层无对流。对于质量小于 $2 M_{\odot}$ 的主序星，核心中氢燃烧的方式以质子-质子反应为主，产能率对温度的依赖较不敏感，核心无物质对流，在表面附近存在对流区。

观测表明，除了质量很大的恒星以外，对于大多数恒星，至少在它们一生中的大部分时间内，质量损失是微不足道的，以至在主序演化阶段以及在尔后的大部分演化时间内可以认为恒星的

质量保持固定。因此，主序星不会沿着主序而应离开主序演化。

三、脱离主序演化

随着时间的推移，只要主序星的核心与包层之间不存在物质混和，核心内的氢燃料得不到补充，便不可避免地在减少，而氦逐渐增多。当核反应产生的能量不足以维持恒星辐射的损失时，核心缓慢地收缩，引起温度上升，产能率增加。当核心中的氢几乎全部耗尽，变成一个氦核(其质量约占恒星总质量的12%)时，仍拥有丰富氢燃料的包层中紧靠核心的层的温度上升到 10^7 开，氢燃烧在那里进行，恒星的产能区从核心移至核外的壳层。氢燃烧壳层加热周围的壳层，引起包层膨胀，恒星半径增加，有效温度降低，在赫罗图上恒星脱离了主序。小质量与大质量恒星在主序后的演化是不完全相同的，下面通过几个有代表性的恒星演化的模型序列来分别阐述。

1. $1M_{\odot}$ 恒星的演化 质量相同但重元素丰度不同的恒星，它们的演化程是不完全相同的。重元素含量的多寡对物质的不透明度有很大影响，并且影响着恒星在赫罗图上的位置。一颗质量为 $1M_{\odot}$ 、类似于太阳的恒星，重元素丰度取为1%，图10.37给出了它在赫罗图上的演化程和相应演化阶段的星体结构。

点1是核心氢燃烧点火时该星在主序上的位置。随着核心缓慢收缩，光度稍有增加。核心内氢耗尽，壳层氢开始燃烧时，它到达2，开始脱离主序。从2到3，恒星包层膨胀，包层内温度下降使物质不透明度增加，辐射输能受到较大的阻碍，以致包层中大部分区域出现了对流，对流成为输能的主要机制。

从3到4，壳层氢燃烧、核心收缩与包层膨胀在继续发展。脱离主序以后经过了 5×10^8 年，恒星的光度大约增加了1000倍，有效温度约为3000开，半径达 $100R_{\odot}$ ，它变成一颗红巨星。

当核心收缩，密度增加到超过 10^8 千克/米³时，电子气不再遵

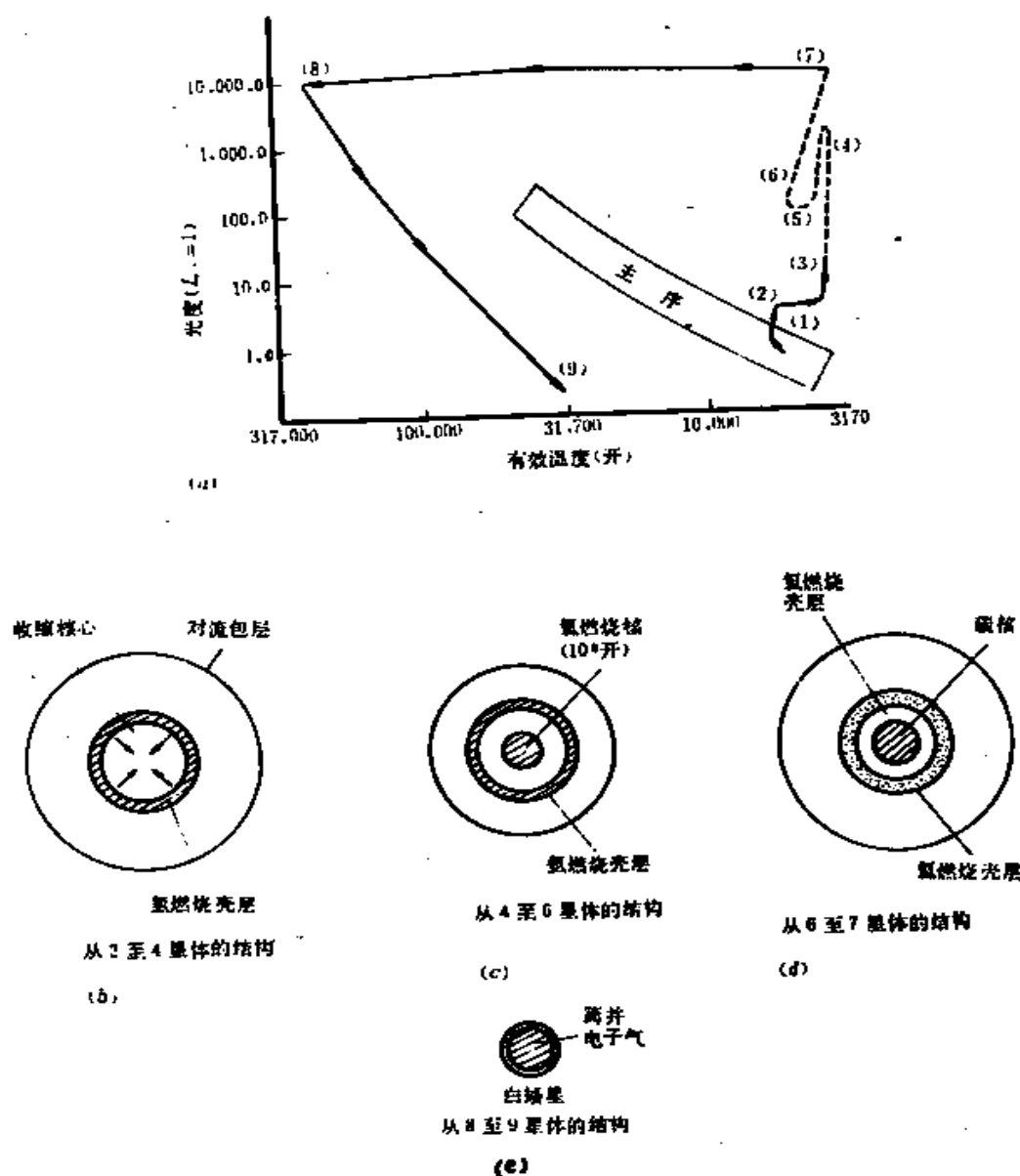


图 10.37 (a) 与太阳类似的 $1 M_{\odot}$ 恒星在赫罗图上的演化程; (b) — (e) 星体结构的相应演变

循理想气体的规律, 形成简并核心。在点 4, 恒星的中心温度达到 3α 反应所需的 $(1 \sim 2) \times 10^8$ 开, 氮开始燃烧。由于简并核心能迅速传导热能, 一旦 3α 反应在中心点火, 热能很快传遍整个核

心,氦燃烧在核心全面点火。如果核心是由理想气体组成的,则这种爆发性的点火应使温度和压力都增加,引起核心膨胀。但是,由于核心是简并的,温度上升不增加压力,所以核心并没有膨胀,而 3α 反应加快,产生更多的能量,从而又引起温度进一步上升……。在氦核内这种失去控制的突然燃烧过程称为氦闪。当温度达到 3.5×10^8 开时,电子气简并解除,压力激增,核心膨胀和冷却。氦闪是在十分短促的时间内发生的,大概只有几分钟,光度可达 $10^{11} L_{\odot}$!这都是理论上的推算,至今还没有观测到恒星的氦闪现象。

氦闪之后,核心释放的能量迫使星体膨胀,并引起仍提供大部分能量的氢燃烧壳层内的温度和密度减小,恒星的光度下降,向左下方移动,到达5。此时,核心内氦在燃烧,核外有一个氢燃烧壳层。通过 3α 反应,核心内的氦终于全部聚变成碳,核心停止产能,氦燃烧在核外的一个壳层内继续,再外面是氢燃烧壳层。燃烧着的壳层使包层膨胀,跟脱离主序时的情形相仿,恒星移到了6,核心内的电子气又变成简并的。

3α 反应的速率对温度变化十分敏感。星体只要稍微收缩,氦燃烧壳层中的温度和产能率便增加,压力也增加。然而增加的压力超过了引力,引起包层膨胀。膨胀使温度、产能率和压力都减小,引力又占上风,星体收缩。于是,壳层氦燃烧使恒星不稳定,收缩和膨胀交替发生,这种缓慢的脉动每隔几万年出现一次。脉动的振幅逐渐增大,演化到7,冷的外层被抛出,留下高温核心,恒星很快移至8。抛出的气壳形成行星状星云,核心成为行星状星云的中央星。核心不能再收缩加热到碳燃烧点火的温度,大约过了75000年,它移至9,变成一颗主要由碳组成的白矮星。白矮星没有能源,它将一直冷却下去,简并电子压力始终抗衡住引力,最后成为看不见的“黑矮星”。

2. 球状星团中的恒星的演化 对于球状星团中的恒星,重

元素丰度比太阳附近的恒星低得多，质量一般比太阳小些。图 10.38 给出了质量分别为 $0.8M_{\odot}$ 和 $0.7M_{\odot}$ 的恒星脱离主序后的演化程。演化程上小圆圈旁的数字表示从核心氢燃烧开始至该点所经历的以 10 亿年为单位的时间，红巨星支旁的数字表示从箭头所指的点演化到红巨星支顶端所需的时间，以 100 万年为单位。到达红巨星支下端的时间与恒星质量有关，但沿红巨星支上升的时

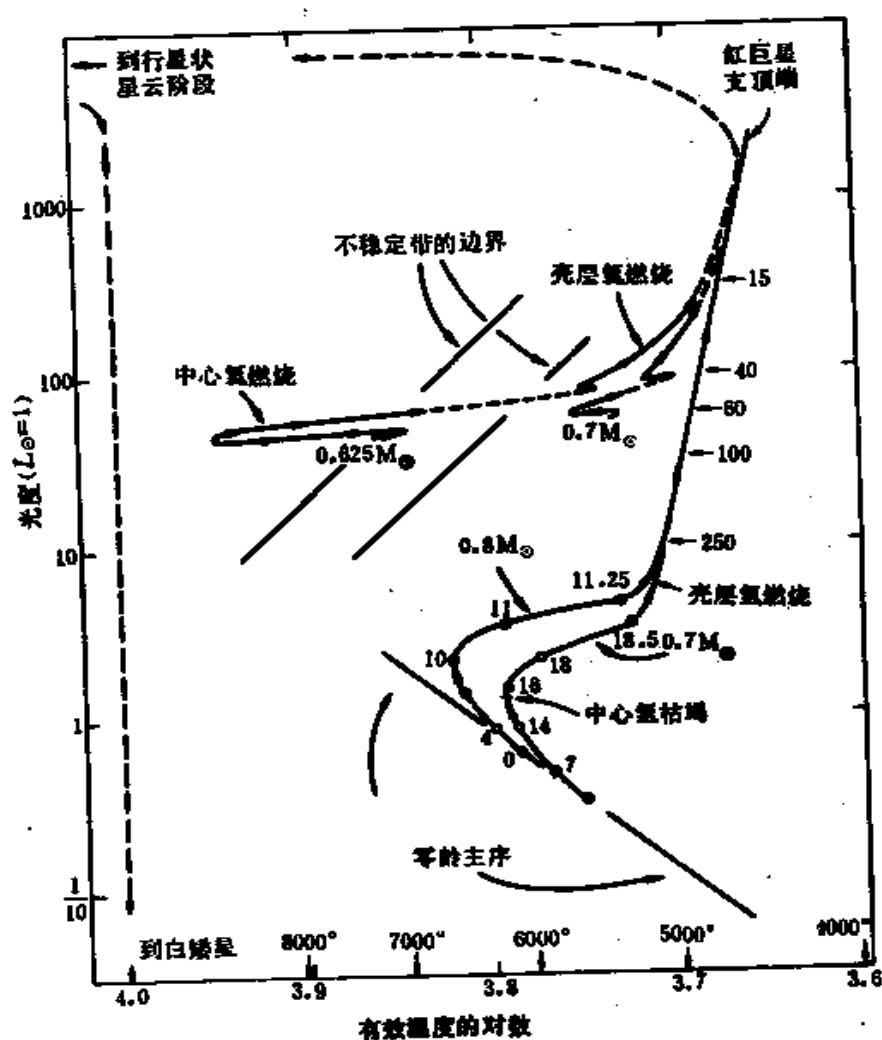
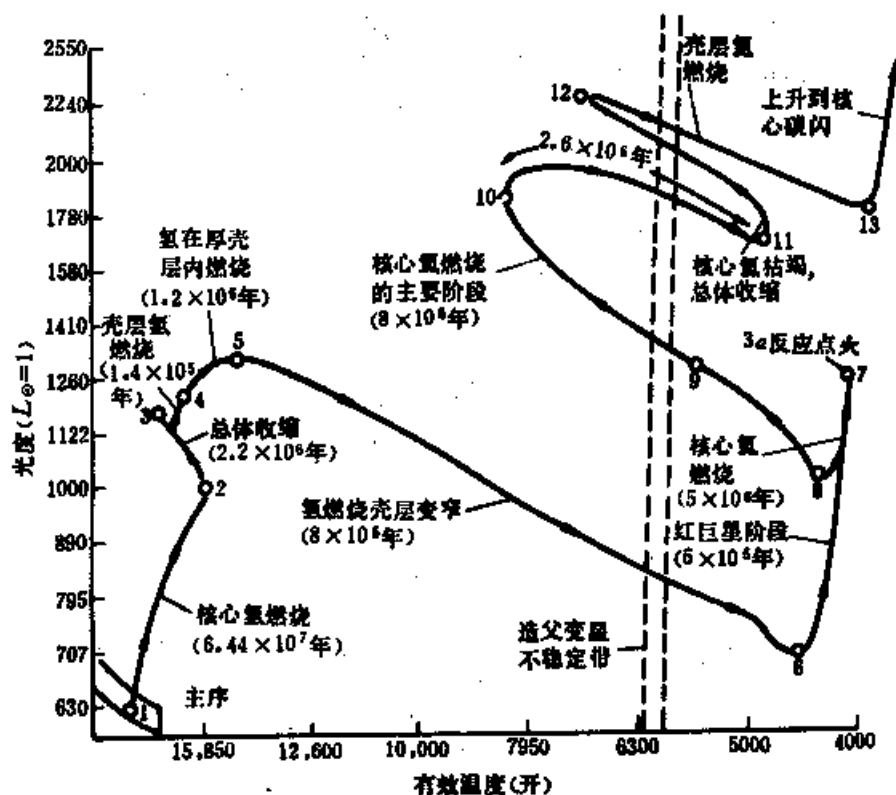


图 10.38 低重元素丰度、质量为 $0.8M_{\odot}$ 和 $0.7M_{\odot}$ 的恒星在赫罗图上的演化程

在红巨星阶段，恒星经过氦闪，核心开始氦燃烧，同时通过强烈的星风损失了一些质量，质量分别减小到 $0.7M_{\odot}$ 和 $0.625M_{\odot}$ ，恒星很快从红巨星支顶端移至水平支。在水平支上，恒星的光度大致是恒定的，有效温度在变化。理论计算表明，球状星团赫罗图上的水平支是核心氦燃烧的恒星的序列，质量越大的星越靠近右端，演化程的形状与化学成分密切相关。恒星在水平支上左右移动数次，当核心中氦枯竭后，折向右端，氦燃烧移至核外壳层，恒星依次向行星状星云中央星和白矮星演化。

3. $5 M_{\odot}$ 恒星的演化 作为质量较大的恒星演化的代表, 图10.39给出了重元素丰度为2%的 $5 M_{\odot}$ 恒星在赫罗图上的演化

图 10.39 $5 M_{\odot}$ 恒星在赫罗图上的演化程

程。演化程上的小圆圈划分了主要的演化阶段，每一阶段经历的时间已标出。

跟小质量恒星的情况不同，对于质量约大于 $2 M_{\odot}$ 的恒星，氢枯竭后的氦核不是简并的，它抗衡引力的能力不如简并的核心。随着氢燃烧壳层向外转移，所生成的氦不断加入核心，核心的质量在增长。但这种增长是有限度的，当核心质量大约超过恒星质量的10%时，向外的压力抵抗不住向里的引力，出现了不稳定性：核心迅速收缩，包层膨胀，恒星半径很快增加，在图10.39上对应于5至6。

非简并氦核的收缩比小质量恒星的简并氦核的收缩快得多，这个演化阶段的时间相当短，因此观测到正处在这个演化阶段的恒星必定很少。疏散星团复合的赫罗图（见图10.7）为此提供了明显的证据：在主序和巨星支之间有一个星数很少的区域，称为赫氏空区^①，表明大质量恒星从脱离主序演变到巨星的过程是相当迅速的。

在图10.7中，各个疏散星团主序的上部都向右方弯曲，这也是恒星从主序向巨星支演化的观测证据。恒星正在脱离主序的点就是转向点。不同的疏散星团在赫罗图上转向点的位置各不相同。由于质量大的恒星比质量小的恒星演化快，一个转向点位置较高的疏散星团，表明其中质量较大的恒星尚未脱离主序，因此是一个较年轻的星团；反之，对于一个转向点位置较低的疏散星团，质量大的恒星已到达巨星支，轮到质量较小的主序星正在脱离主序，因此该星团的年龄较大。于是根据恒星演化理论，可以由转向点的位置来计算疏散星团的年龄。这样推算的年龄已在图10.7右边的纵坐标注出。

由于大质量恒星的氦核不是简并的，因此不会发生氦闪，³“

① 赫氏指赫茨普龙。

反应的点火较温和地进行。核心氦枯竭以后，演化的细节尚不清楚。碳核大概将变成简并的，当碳核收缩，温度上升到碳燃烧点火时，发生爆发性的碳闪，可能导致超新星爆发，遗留下的核心变成了中子星或黑洞。

质量较大的恒星脱离主序以后在赫罗图上左右来回移动期间有几次经过造父变星不稳定带，其中以 3α 反应点火以后核心氦燃烧阶段的经过时间最长，经典造父变星应是处于这一演化阶段的恒星。

对于质量在 $50M_{\odot}$ 以上的特大恒星，必须考虑演化过程中质量遭受巨大的损失。它们的核心在包层丧失之后应显露出来，因而核反应的产物，诸如丰度很高的碳和氧在星面上可能被观测到，成为WR星。

四、密近双星的演化

双星中的两颗子星一般假设是同时形成的，因为银河系内恒星的分布密度非常小，以致两颗单星在运动过程中彼此靠近而俘获，形成由不同年龄的子星组成的双星系统的几率是极小的。对于两子星相距甚远、在演化过程中始终不能充满它们的洛希瓣的双星，子星的演化跟单星演化一样，质量大的比质量小的演化快。但对于密近双星，它们是半相接或相接双星，两子星间的质量交流在很大程度上影响着子星的演化。其中最著名的例子是大陵五。

大陵五属于半相接双星。甲子星是半径较小的主序星；乙子星为半径较大的亚巨星，充满洛希瓣。乙子星已脱离了主序，比甲子星演化快，但奇怪的是乙子星的质量却比甲子星小。一些与大陵五同类型的食双星也有类似的反常现象。在六十年代后期以前，天文学家对这个现象感到迷惑不解，称作“大陵佯谬”。后来大量计算了有质量交流的密近双星的演化，才澄清了这个佯谬。

在图10.40中,左边的子星以乙标记,右边的以甲表示,“X”表示双星系统的质量中心的位置。甲和乙原先都是主序星,最初乙的质量较大,甲质量较小,如图中最上面的情况。乙子星演化快,在核心氢燃烧阶段就已充满它的洛希瓣,开始将物质转移给甲子星。这个物质转移的过程进行很快,大约仅过了一万年,乙子星将其大部分质量转移到甲子星。由于时间短,因此发现正处在这一大规模质量转移阶段的双星的几率是很小的,也许天琴 β 是一个例子。随着物质从乙子星流向甲子星,双星系统的质量中心自乙向甲移动。现在观测到的许多大陵型食双星就是处在最下面两个图表示的阶段:甲子星的质量超过了乙子星,成为双星中的主星,它是蓝色的主序星,尚未充满洛希瓣;乙子星已演化成红色的亚巨星,仍有物质流向甲,但已缓慢得多。

密近双星中原先质量较大的子星开始充满它的洛希瓣时可能处在不同的演化阶段,除了上述的核心氢燃烧阶段外,还有核心氢枯竭、壳层氢燃烧阶段或核心氦燃烧、壳层氢燃烧阶段开始充满洛希瓣等情况。大量的计算表明,选取两子星初始质量的不同组合,对于不同演化阶段开始充满洛希瓣的若干个模式,有可能解释

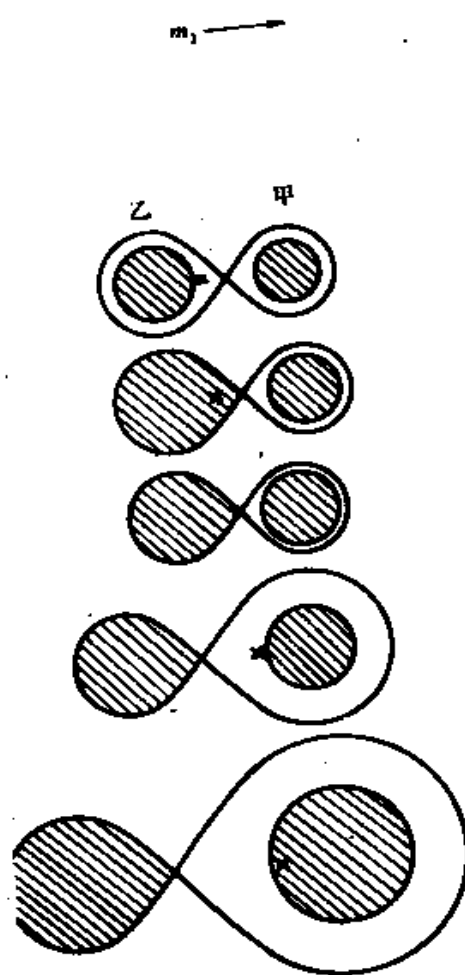


图 10.40 大陵伴星的解释

子星类型不同的密近双星系统，如一颗子星是白矮星或是WR星等。

五、恒星内部的核合成

恒星在演化过程中，内部进行的核反应把较轻的元素变成较重的元素，逐渐改变着内部的化学成分。核合成这个名词是指在核反应中新的元素的产生。研究恒星内部的核合成过程就是研究

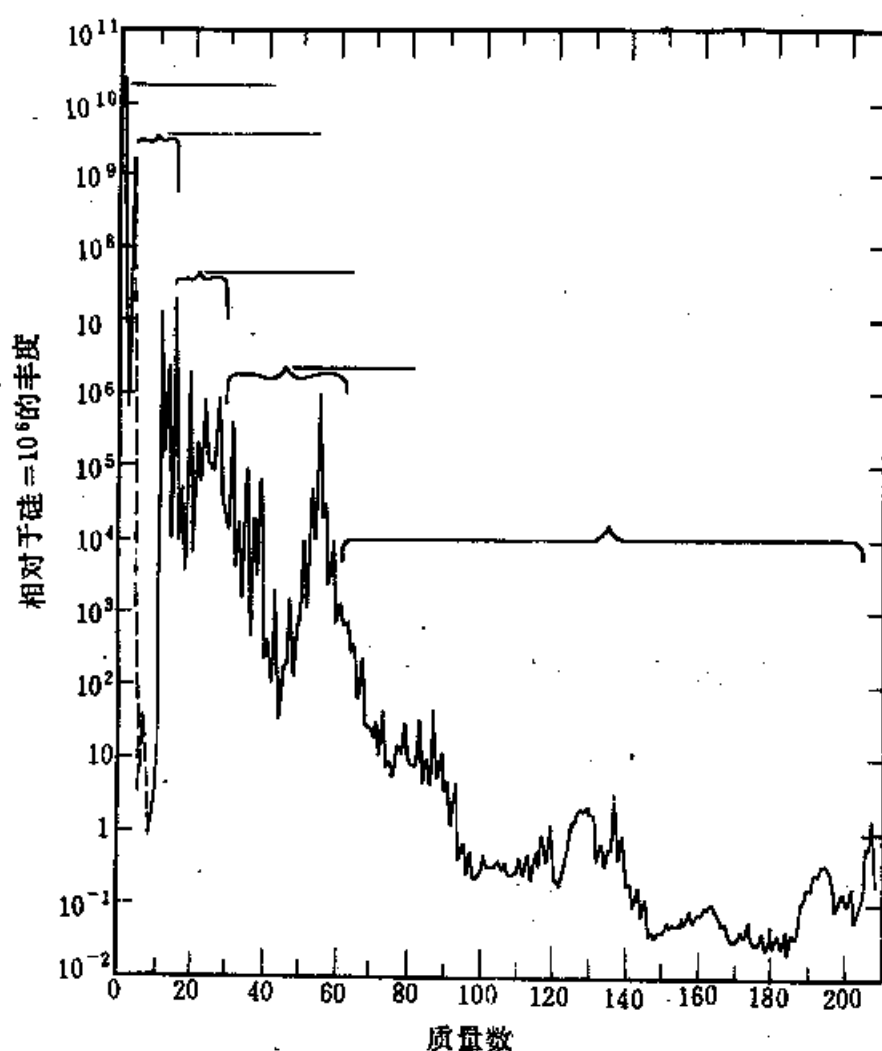


图 10.41 太阳系元素的相对丰度曲线

恒星的化学演化，对于了解宇宙中各种化学元素的起源有重要意义。

1937年戈尔德施米特 (V. M. Goldschmidt) 最先研究了太阳系的元素丰度。图10.41是后来的科学家根据对陨石的化学成分分析得出的太阳系元素的相对丰度曲线。最轻的元素氢和氦的丰度远远高于其他元素；元素丰度总的趋势是随质量数增加而减小，但存在一些起伏，最明显的是锂、铍和硼的丰度比邻近的元素低得多，而铁附近的元素（铬、锰、铁、钴和镍）的丰度有峰值，叫做铁峰，这些铁峰元素的原子核是结合得最紧密的原子核。

为了探讨元素的起源以及解释在自然界中的丰度分布，伯比奇夫妇 (G. R. Burbidge, E. M. Burbidge)、福勒 (W. A. Fowler) 和霍伊尔在五十年代联系恒星演化研究了在恒星内部的温度和压力条件下可能的一些核合成过程，通过这些过程从最轻的元素一步步合成了各种重元素，从而奠定了这一领域的研究基础。其中美国物理学家福勒因此而获得1983年诺贝尔物理学奖。

从氢出发，经过种类繁多的核反应，聚变成越来越重的元素。在每一种聚变反应中产生的新元素通常成为下一种聚变反应的原料。随着作为原料的元素的质量数增加，参加反应的原子核应有更高的速度才能克服原子核增加的库仑势垒，彼此接近到使得短程的核力起作用，发生聚变反应。这就要求更高的温度，因而只有质量更大的恒星才能胜任。由于铁峰元素结合得最紧密，进一步的聚变需要吸收能量，因此即使在质量很大的恒星内，核聚变在铁生成后便停止。表10.1列出了恒星内部主要的核聚变反应阶段以及所需的核心温度和相应的最小的恒星质量。对于 $1 M_{\odot}$ 的恒星，只能聚变到碳和氧，而质量大于 $5 M_{\odot}$ 的恒星可以合成比氧、氟和钠更重的元素。虽然大质量恒星的数目很少，但它们对于许多重元素的形成起着决定性的作用。

当星核中的温度达到 4×10^9 开时，几乎所有的原子核都变成

表 10.1 恒星内部主要的核聚变反应阶段

反应阶段	燃 料	主要产物	核心温度 (开)	最小的恒 星质量 ($M_{\odot}$)
氢燃烧	氢	氦	$1 \sim 3 \times 10^7$	0.1
氦燃烧	氦	碳 氧	2×10^8	1
碳燃烧	碳	氧 氖 钠 镁	8×10^8	1.4
氖燃烧	氖	氧 镁	1.5×10^9	5
氧燃烧	氧	镁至硫	2×10^9	10
硅燃烧	镁至硫	邻近铁 的元素	3×10^9	20

了铁峰元素的原子核，它们最高的结合能和稳定性使得铁峰元素相对于附近的元素具有较高的丰度。

关于比铁峰元素更重的元素的形成，主要是通过中子俘获过程实现的。从铁峰元素开始，中子俘获反应使原子核的质量数增加，但原子序数或核电荷数并没有提高，即接连产生了同一种元素的较重的同位素。这些中子过多的原子核是不稳定的，会发生 β 衰变，一个中子发射一个电子成为质子，导致原子序数增加，产生了新的元素。 β 衰变应继续下去，直至核内的质子与中子数达到一定的比率，形成稳定的原子核。

恒星内部进行的核反应中有些能产生中子，成为提供自由中子的源。在研究中子俘获过程时，必须考虑到中子俘获和 β 衰变的速率。在通常条件下，自由中子的数目是不多的，中子俘获比 β 衰变慢，一个被原子核俘获的中子在另一个中子被俘获之前就已衰变成质子，形成富含质子的原子核。这个过程称为慢过程，可

能发生在红巨星的核心内。大约在 10^5 年的时间内通过慢过程形成了直至铋209的所有元素。更重的元素由于会很快裂变成铅,不可能由慢过程形成。

如果自由中子来源非常丰富,中子俘获比 β 衰变快,一个被原子核俘获的中子还没有进行 β 衰变之前,原子核又俘获了若干个中子,形成富含中子的原子核。这个过程叫做快过程,它在几秒钟内导致比铅更重的元素的形成,例如钍、铀直至铀254。快过程应发生在超新星爆发的很短时间内。在极其丰富的自由中子源丧失后,新生的原子核通过 β 衰变变成质量数相同的稳定原子核。

锂、铍和硼是非常不稳定的元素,在较低的温度下就跟质子反应,变成氦。因此它们不可能在恒星内部的核合成过程中幸存下来,而应当产生于恒星大气内,大概与耀斑或其他使粒子加速从而发生核反应的活动过程有关。例如在活动频繁的金牛T型星的光谱中有很强的锂线。这些元素能否在恒星大气中保存取决于表面之下对流区的深度,如果对流引起的物质混和将它们带至较深的层,它们就会在核合成过程中被毁灭。

如果星际物质中存在的各种元素除了氢以外都是在恒星内部的核合成过程中产生的,则它们或者通过迅速的混和过程从恒星内部转移到表面,然后由星风和抛射等机制输入星际空间;或者经大规模的超新星爆发成为星际物质。理论研究表明,恒星内部的混和过程并不能很有效地将大量物质从内部带至表面,超新星是星际物质中重元素的主要来源。

观测已表明宇宙中物质的化学成分是在变化着,例如,年老的球状星团中的恒星金属丰度比太阳附近的恒星低得多,它们是银河系形成初期诞生的第一代恒星。随着第一代恒星化学演化的进展,越来越多的在恒星内部合成的重元素被抛入星际空间,增加了星际物质中重元素的丰度。后来由星际物质形成的第二代、第三代恒星就拥有较多的重元素。

最后指出，恒星内部核合成的理论已能成功地解释重元素丰度的分布，但它预言的氦丰度比观测值低得多。为此，关于宇宙中元素的起源问题现在流行分成两个阶段来研究。第一个阶段是在宇宙的早期，那时形成了大量的氦(见§12.8)。本节阐述的至今仍在继续的恒星内部的核合成是第二个阶段，形成了大部分重元素。

第十一章 银河系

§ 11.1 银河和银河系

一、银河

在晴朗无月的夜晚，翘首仰望，可以看到一条淡淡发光的带横贯天穹，它从地平上某处向上伸展，达到最高点后，浩浩荡荡地向另一方向的地平奔泻而去，气势磅礴。当然，在地平之下它继续延伸，形成了一条环绕整个天穹的光带，它的中线大致为天球上的一个大圆。这条光带叫做银河。在我国古代另有天河、银汉、星河等名称，在欧洲则冠以“牛奶路”的美名。

银河在天鹰座与天赤道相交，在北半天球它流经天鹅、蝎虎、仙王、仙后、英仙、御夫、金牛、双子和猎户等星座。跨入南半天球，它穿越麒麟、大犬、船尾、船帆、船底、南十字、半人马、圆规、矩尺、天蝎、人马和盾牌等星座，返回天鹰座。银河自天鹅座向南被叫做“大分叉”的黑暗区域分成两条支流。西边的一支比较短，在天鹅座相当明亮，在天鹰座尚可分辨，最终消失在蛇夫座里。东边的一支蜿蜒地流经狐狸、天箭、天鹰、盾牌，汇入人马座。

银河各部分的宽窄和明暗程度相差甚殊。有的地方宽度只有 $4^{\circ} \sim 5^{\circ}$ ，有些部分则达到 30° ，平均约 20° 。从天鹅经天鹰至人马座的一段银河十分明亮，并且在人马座达到了最大的亮度和宽度(图11.1)。然而，银河从天鹅经仙后至大犬座的部分比“大分叉”两侧的支流都暗弱得多，尤其在御夫座和金牛座中成了很不显

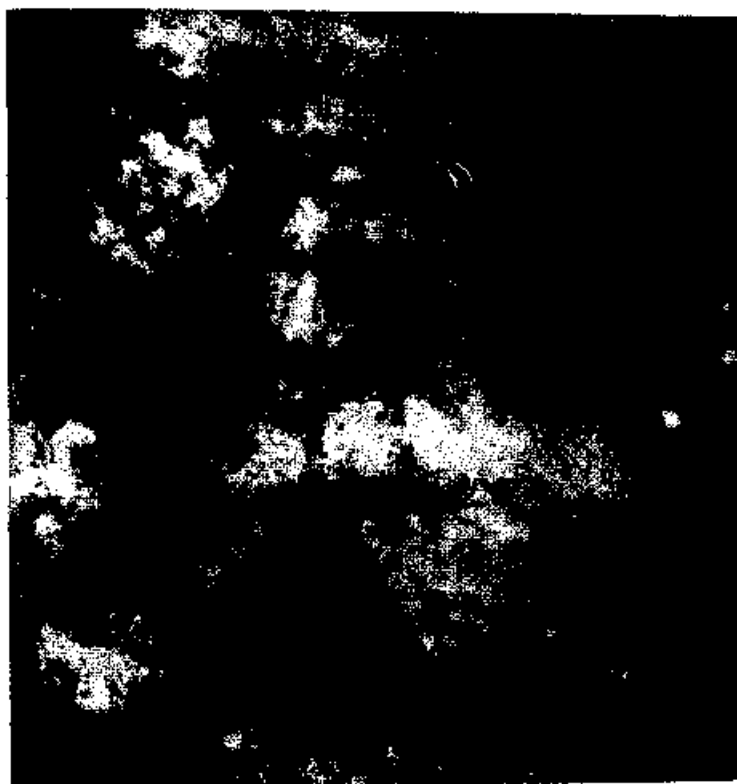


图 11.1 人马座中的银河

眼的“溪流”。银河从人马经天蝎至船底座的部分也相当明亮，但在我国广大地区流经半人马、南十字和船底等星座的一段却隐没在南方地平线下，不能看到。

二、银河系的发现

银河并不是天上的什么河流，即使用很小的望远镜观测，就可看出它是由大量恒星组成的，很多的星密集在一起，肉眼未能分辨为个别的星，便把它看做一条光亮的带。在银河的某些部分，例如在人马、天鹅、盾牌、船底等星座，暗弱的星密密麻麻地聚集成“恒星云”(图11.2)。除了各种各样的恒星以外，沿银河还可看到亮星云、暗星云以及由恒星组成的星团和星协。

伽利略是第一个用望远镜发现银河由恒星组成的人。在十八世纪，瑞典哲学家斯维登堡(E. Swedenberg)将银河描述成球形的旋转着的恒星系统，而宇宙中充斥着这类球形的系统。英国的赖特认为银河是由同心的恒星环构成的巨大圆盘。康德用牛顿力学代替赖特的臆测，以旋转来解释银河的形状，推进了这种圆盘的见解。



图 11.2 盾牌座中的恒星云，
有银河的“宝石”之称

十八世纪后期，威廉·赫歇耳用自制的反射望远镜进行了系统的恒星计数的观测，他计数了117600颗星，藉此企图确定恒星系统的大小和结构。从每一视星等的恒星的计数，他估计了各个方向在不同距离上的恒星分布。由于不知道恒星的光度，他选择天狼星作标准星，而确定相对于天狼星的距离，从而得出恒星系统的一幅相对形状的图象。在暗星数目多的方向上，系统伸展得远；在暗星数目少的方向上，系统的边缘靠近太阳。威廉·赫歇耳断定恒星系统呈扁盘状，太阳离扁盘中心不远。由于在他的研究中包含着恒星的光度都相同的过分简化的假设以及不知道星际消光的存在，致使他得出的结论并不都是正确的。

威廉·赫歇耳之后，其子约翰·赫歇耳在十九世纪将恒星计数工作扩展到南天。另一些天文学家也从事恒星空间分布的探讨，但这个问题受到恒星距离难以测定的困惑。

二十世纪初，天文学家开始把以银河为表现现象的扁盘状恒星系统称为银河系。

1901年，卡普坦应用统计视差(见§ 11.2)的方法测定恒星的平均距离，并为由恒星计数得出的银河系的轮廓提供了距离的尺

度。他求得银河系的直径为8千秒差距，厚2千秒差距，太阳离中心在2.5千秒差距以内。卡普坦曾经担心的、后来证明是重要的星际消光掩盖了遥远的恒星，使得他得到的银河系大小的数据偏小，而且导致太阳近于居中的错误观点。

1915年，沙普利注意到球状星团在空间的分布与恒星不同，它们并不沿银河聚集，有许多散布在远离银河的地方，但在人马座方向数目最多。为了解释这种奇特的分布，有两种可能的选择。其一是假定太阳位于银河系中心（以下简称银心），而球状星团的空间分布相对于银心不对称。其二是假定球状星团相对于银心作对称分布，而太阳位于远离银心的地方。沙普利采纳了后一种选择。

沙普利在一些球状星团内证认了他以为是造父变星的恒星，其实后来证明它们是天琴RR型星。他利用勒维特发现的造父变星的周光关系，并用统计视差法定出周光关系的零点后，测定了球状星团离太阳的距离，由方向和距离得出它们的空间分布。他假定球状星团空间分布的中心就是银心，并计算太阳离银心的距离。1918年，他提出了太阳不在中心的银河系模型。

沙普利在其研究中也有失误：他把球状星团内的天琴RR型星误认为是造父变星，使用了不合适的周光关系；他用统计视差确定的周光关系零点误差太大；他忽略了星际消光。这些失误造成的总的后果是夸大了银河系的尺度，他得出的银河系直径达80千秒差距，太阳离银心20千秒差距。然而，沙普利把太阳从银心的地位上移走是继哥白尼之后人类第二次破除了自己处于宇宙中特殊地位的观念，其意义之重大是毋庸置疑的。

在二十年代发现了银河系自转以后，沙普利的银河系模型得到了天文界的公认。银河系是一个扁盘状的庞大的恒星系统，本书自第四章以来介绍的形形色色的天体都是银河系的成员。银心在人马座方向，这个方向正是银河最亮和最宽的部分。太阳远离银心，但位于扁盘的对称面附近，因而从地球上观测，沿盘面方

向看到的星很多，沿垂直于盘面方向看到的星很少，形成了银河以及它的中线大致是天球上的一个大圆的现象。

三、银道坐标系

正如在讨论太阳系内行星的位置和运动时，使用黄道坐标系是最方便的一样，建立一个银道坐标系对于描述银河系内恒星的空间分布和运动也是最方便的。在天球上沿着银河画出的一个大圆叫做银道，它跟银河的中线非常接近。银道所在的平面叫做银道面，取为银道坐标系的基本平面。银道两侧与银道相距 90° 的两点分别称为北银极和南银极，以 Π 和 Π' 表示（图11.3，图中还绘出了天赤道、北天极 P 和南天极 P' ）。银道与天赤道的交角 $i = 62^\circ 36'$ ，北银极的赤道坐标为 $\alpha = 12^h 49^m$ ， $\delta = 27^\circ 24'$ (1950.0)。

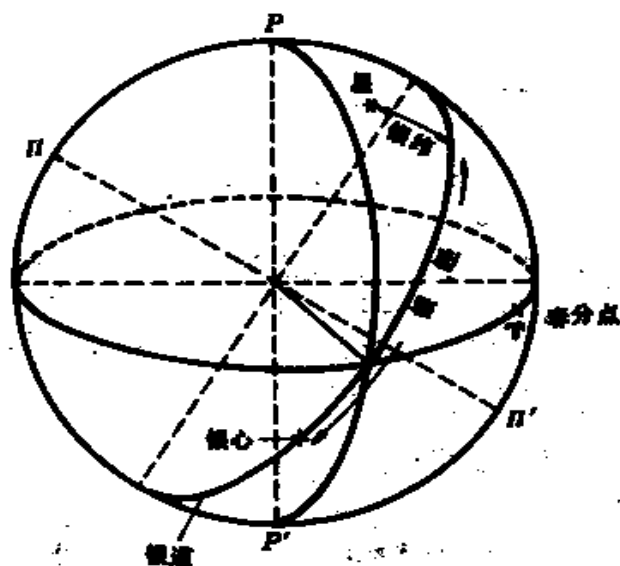


图 11.3 银道坐标系

规定银纬自银道量起，从 0° 至 90° ，向北为正，向南为负，以 b 表示。银经以 l 表示，沿银道按逆时针方向计量，从 0° 至 360° 。在 1958 年以前，银经的起点取为银道对天赤道而言的升交点 Q 。1958 年，国际天文学联合会第十届大会作出决定，银经改由银心的方向量起，该方向的赤道坐标为 $\alpha = 17^h 42.4^m$ ， $\delta = -28^\circ 55'$ (1950.0)。

规定银纬自银道量起，从 0° 至 90° ，向北为正，向南为负，以 b 表示。银经以 l 表示，沿银道按逆时针方向计量，从 0° 至 360° 。在 1958 年以前，银经的起点取为银道对天赤道而言的升交点 Q 。1958 年，国际天文学联合会第十届大会作出决定，银经改由银心的方向量起，该方向的赤道坐标为 $\alpha = 17^h 42.4^m$ ， $\delta = -28^\circ 55'$ (1950.0)。

银道升交点的赤经 $\alpha_0 = 18^h 49^m = 282^\circ 15'$ (1950.0)，它的银

经 $l_g = 33^\circ 00'$ (1950.0)。用球面三角的基本公式不难推出银道坐标与赤道坐标互相转换的公式:

$$\left. \begin{aligned} \sin b &= \sin \delta \cos i - \cos \delta \sin i \sin(\alpha - \alpha_g), \\ \sin(l - l_g) \cos b &= \sin \delta \sin i + \cos \delta \cos i \sin(\alpha - \alpha_g), \\ \cos(l - l_g) \cos b &= \cos \delta \cos(\alpha - \alpha_g); \end{aligned} \right\} \quad (11.1)$$

$$\left. \begin{aligned} \sin \delta &= \sin b \cos i + \cos b \sin i \sin(l - l_g), \\ -\sin(\alpha - \alpha_g) \cos \delta &= \sin b \sin i - \cos b \cos i \sin(l - l_g), \\ \cos(\alpha - \alpha_g) \cos \delta &= \cos b \cos(l - l_g). \end{aligned} \right\} \quad (11.2)$$

图11.4是由许多照片拼成的银河系全景, 整个天球投影在银道坐标系中, 银河横贯中部, 北银极在上, 南银极在下。

四、恒星的计数

威廉·赫歇耳最先用目视恒星计数的方法来研究恒星的空间分布和银河系的结构。照相术发明之后, 一般都用照相方法来进行恒星计数的工作。通过照相测量定出恒星的赤经、赤纬和视星等, 把结果列成表, 然后计数出在某一天区一平方度内属于某一视星等范围内的星数。由于暗星的数量大, 要想直接计数全天各个区所有恒星的数目是不现实的。一般是选择一些具有代表性的天区, 例如既不是星特别多的又不是星际消光特别厉害的区域, 来进行计数, 把对这些选区的计数结果平均起来, 乘以全天的平方度数(等于41253), 就得到所求的星数。恒星计数是很繁重的工作, 需要全世界很多天文台合作进行长期的观测和资料处理才能完成, 但它对银河系的研究是必不可少的。

1. 西利格定理 若以 $A(m)$ 表示视星等在 $m - \frac{1}{2}$ 与 $m + \frac{1}{2}$ 之间的星数, 以 $N(m)$ 表示从最亮的一直到 m 等为止的恒星的数目, 则两者之间显然有如下的关系:

$$N(m) = \sum_{m=-\infty}^m A(m). \quad (11.3)$$

式中求和的下限虽然写成 $-\infty$ ，但事实上最亮的恒星是天狼星， $m = -1.6$ ，也就是说 $A(-3)$ 、 $A(-4)$ ……都等于零。(11.3)式的逆式为

$$A(m) = N(m + \frac{1}{2}) - N(m - \frac{1}{2}). \quad (11.4)$$

在进行理论分析时可以把求和改为积分，把(11.3)和(11.4)式写成

$$N(m) = \int_{-\infty}^m A(m) dm, \quad (11.5)$$

$$A(m) = \frac{dN(m)}{dm}. \quad (11.6)$$

1889年，西利格(H. Von Seeliger)导出了一条定理：假设空间完全透明，并且各种光度的恒星均匀地分布其内，则

$$\frac{N(m+1)}{N(m)} \doteq 3.98. \quad (11.7)$$

现在来证明这个定理。在空间完全透明和恒星均匀分布的条件下，对于光度相同的恒星，显然，不暗于星等 m 的恒星数目应跟 r^3 成正比，而 r 是与星等 m 相对应的距离。对于绝对星等为 M_1 的恒星，由(8.9)式得

$$r = 10^{1+0.2(m-M_1)},$$

因此

$$N_1(m) = k_1 r^3 = C_1 \times 10^{0.6m},$$

其中 k_1 为一常数，而

$$C_1 = k_1 \times 10^{3-0.6M_1},$$

同样，对于绝对星等为 M_2 的恒星有

$$N_2(m) = C_2 \times 10^{0.6m}.$$

对各种光度的恒星相加得

$$N(m) = N_1(m) + N_2(m) + \cdots = (C_1 + C_2 + \cdots) \times 10^{0.6m},$$

或

$$N(m) = C \times 10^{0.6m}, \quad (11.8)$$

其中

$$C = C_1 + C_2 + \cdots.$$

从(11.8)式得

$$\frac{N(m+1)}{N(m)} = 10^{0.6} = 3.98.$$

这就是西利格定理。

微分(11.8)式, 得

$$A(m) = \frac{dN(m)}{dm} = \frac{0.6C}{\text{mod}} \times 10^{0.6m} = C' \times 10^{0.6m}, \quad (11.9)$$

其中mod代表 $\lg e$, 等于0.43429, C' 为另一常数。因此对于 $A(m)$ 也有跟 $N(m)$ 一样的结论:

$$\frac{A(m+1)}{A(m)} = 3.98. \quad (11.10)$$

2. 恒星的数目 恒星计数的结果如表 11.1 所列, 其中 $N(m)$ 是对全天而言从最亮的一直到照相星等为 m 等的恒星的数目, 只保留三个有效数字。 $N(m, 0)$ 和 $N(m, 90)$ 分别是银道和北银极附近的值, 两者之比是恒星向银道面集中的程度——银面聚度——的一种量度。

从表 11.1 可以看出, 对于任何 m 值, $\frac{N(m+1)}{N(m)}$ 都小于 3.98, 这表明推导(11.7)式所作的两个假设有问题: 恒星在银河系里不是均匀地分布, 空间也不是完全透明的。 $\frac{N(m, 0)}{N(m, 90)}$ 一栏的数据说明银河系内恒星确实密集成盘状, 星越暗弱, 垂直于

表11-1 $N(m)$ 的统计结果

m	$N(m)$	$\frac{N(m+1)}{N(m)}$	$\frac{N(m, 0)}{N(m, 90)}$
4	357	2.88	3.4
5	1,030	2.85	3.4
6	2,940	2.80	3.1
7	8,240	2.77	3.5
8	22,800	2.72	3.6
9	62,100	2.67	3.9
10	166,000	2.61	4.3
11	432,000	2.54	4.8
12	1,100,000	2.47	5.6
13	2,710,000	2.39	6.8
14	6,470,000	2.31	8.4
15	14,900,000	2.22	10.4
16	33,100,000	2.12	13.2
17	70,300,000	2.03	16.6
18	143,000,000	1.93	21.0
19	275,000,000	1.84	27.0
20	506,000,000	1.76	34.4
21	889,000,000	—	44.2

银道面方向的恒星相对来说数目越小。

从恒星计数的结果得到了一个经验关系：

$$\lg \frac{dN(m)}{dm} = \lg A(m) = a + bm - cm^2, \quad (11.11)$$

其中 a, b, c 都是常数， c 比 a 和 b 小得多。这些常数值由恒星计数的资料定出，不同的研究者得出的数值不同。

利用(11.11)式可以推算整个银河系的恒星数目。把(11.11)式改写为

$$A(m) = \frac{dN(m)}{dm} = 10^{a+bm-cm^2} = e^{\frac{1}{\lg 10}(a+bm-cm^2)}$$

因此

$$N(m) = \int_{-\infty}^m e^{\frac{1}{\text{mod}}(a+bm-cm^2)} dm. \quad (11.12)$$

指数中括号内的式子可以变换如下:

$$a+bm-cm^2 = a + \frac{b^2}{4c} - c\left(m - \frac{b}{2c}\right)^2.$$

引入新的变量

$$x = \left(m - \frac{b}{2c}\right) \sqrt{\frac{c}{\text{mod}}},$$

则(11.12)式变成

$$N(m) = \frac{1}{\sqrt{\pi}} \sqrt{\frac{\pi \text{ mod}}{c}} 10^{a - \frac{b^2}{4c}} \int_{-\infty}^{\left(m - \frac{b}{2c}\right) \sqrt{\frac{c}{\text{mod}}}} e^{-x^2} dx.$$

当 $m=\infty$ 时, 上式变成

$$N(\infty) = \frac{D}{\sqrt{\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} e^{-x^2} dx = D, \quad (11.13)$$

式中 D 表示 a, b, c 的下列函数

$$D = \sqrt{\frac{\pi \text{ mod}}{c}} \cdot 10^{a - \frac{b^2}{4c}}. \quad (11.14)$$

由(11.13)和(11.14)式推算, 银河系内恒星的总数不下一千二百亿颗。

§ 11.2 恒星的运动

一、恒星的空间速度

古代的人以为恒星是固定不动的, 因此把它们叫做“恒”星, 以跟行星区别开来。1718年, 哈雷把他测量的大角和天狼星的位置与托勒玫的观测结果作比较, 发现这两颗星经过1500多年有了明

显的位移。实际上恒星不是固定不动的，每一颗恒星，包括太阳在内，都在银河系里运动着。对地球上的观测者来说，观测到的是恒星相对于地球的运动。作了地球公转和自转的改正后，便归算为恒星相对于太阳的运动，称为恒星的**空间运动**，其速度称为恒星的**空间速度**，以符号 V 表示。

恒星空间运动的方向是多种多样的。为了研究的方便，常把恒星的空间速度 V 分成切向速度 V_t 和视向速度 V_r 两个分量(图 11.5)，它们都以千米/秒为单位。如果恒星在离开太阳， V_r 取正值；如果在接近太阳， V_r 取负值。空间速度、切向速度和视向速度在数值上的关系为

$$V^2 = V_t^2 + V_r^2 \quad (11.15)$$

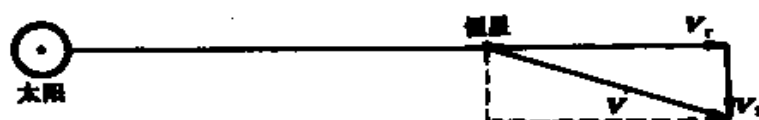


图 11.5 空间速度分成切向速度和视向速度

1. 切向速度和自行 恒星的切向速度按照(10.1)式由自行 μ 算出。 μ 是总自行。在实际测定自行时(见§ 14.5)，先得出赤经自行 μ_α 和赤纬自行 μ_δ ，然后才能计算总自行。恒星每年在天球上垂直于天赤道的位移等于 μ_δ ，与天赤道平行的位移等于 $\mu_\alpha \cos \delta$ (乘上 $\cos \delta$ 这个因子是因为赤纬圈是小圆)。而

$$\mu_\alpha = n \csc 1'' \frac{d\alpha}{dt}, \quad \mu_\delta = n \csc 1'' \frac{d\delta}{dt} \quad (11.16)$$

$\frac{d\alpha}{dt}$ 和 $\frac{d\delta}{dt}$ 是以弧度/秒为单位，而 μ_α 和 μ_δ 跟 μ 一样，都是以角秒/年为单位，所以需要乘上 $n \csc 1''$ 这个因子。由于赤经常不是以度、角分、角秒为单位，而是以小时、时分、时秒为单位，所以若赤经自行也以时秒为单位，需乘以15，把时秒变成角秒。这

样就得到 μ_α 、 μ_δ 和 μ 在数值上的关系:

$$\mu^2 = (15\mu_\alpha \cos\delta)^2 + \mu_\delta^2. \quad (11.17)$$

恒星在天球上的位移方向以自行的位置角 ψ 表示出来, ψ 从北天极的方向沿逆时针方向量度,从0到360。由图11.6得

$$\begin{aligned} \mu \sin\psi &= 15\mu_\alpha \cos\delta, \\ \mu \cos\psi &= \mu_\delta, \end{aligned} \quad (11.18)$$

而

$$\tan\psi = \frac{15\mu_\alpha \cos\delta}{\mu_\delta}. \quad (11.19)$$

μ 总取为正。 μ_α 向东为正,向西为负; μ_δ 向北为正,向南为负。在应用(11.19)式时,可以从该式右端分子和分母的符号来确定 ψ 是在哪一个象限。

从十八世纪中叶开始,到现在已测定了大约30万颗恒星的自行。恒星的自行一般小于 $0.1''$ /年,大于 $1''$ /年的只有400余颗。因此星座的形状在几千年内看不出有什么变化。自行最大的恒星是蛇夫座里的巴纳德星(图11.7), $\mu = 10.34''$ /年。由于它离太阳非常近(见表8.2),其切向速度并不是特别大, $V_t = 88$ 千米/秒。

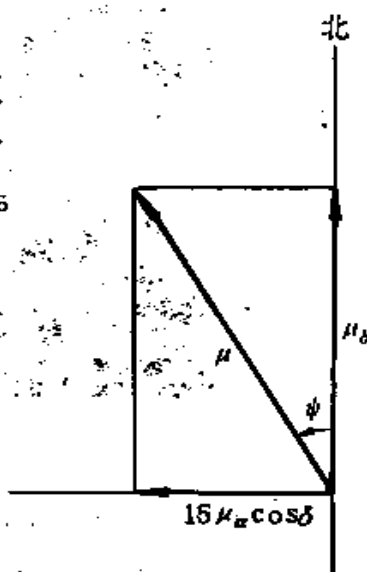


图 11.6 自行的两个分量

2. 视向速度的测定 视向速度是根据多普勒效应由恒星光谱中谱线的位移得出的。在测量时,以地上实验室内静止光源的光谱作为标准,把恒星的光谱与之比较,测定在两个光谱中同一条谱线的波长差 $\Delta\lambda$,然后按(8.28)式算出恒星相对于观测者的视向速度,该式中的 λ_0 是实验室内静止光源的谱线的波长。为了归算为恒星相对于太阳的视向速度,需作观测者运动的改正,如地球的公转和自转,若精度要求更高,还要作地球绕地

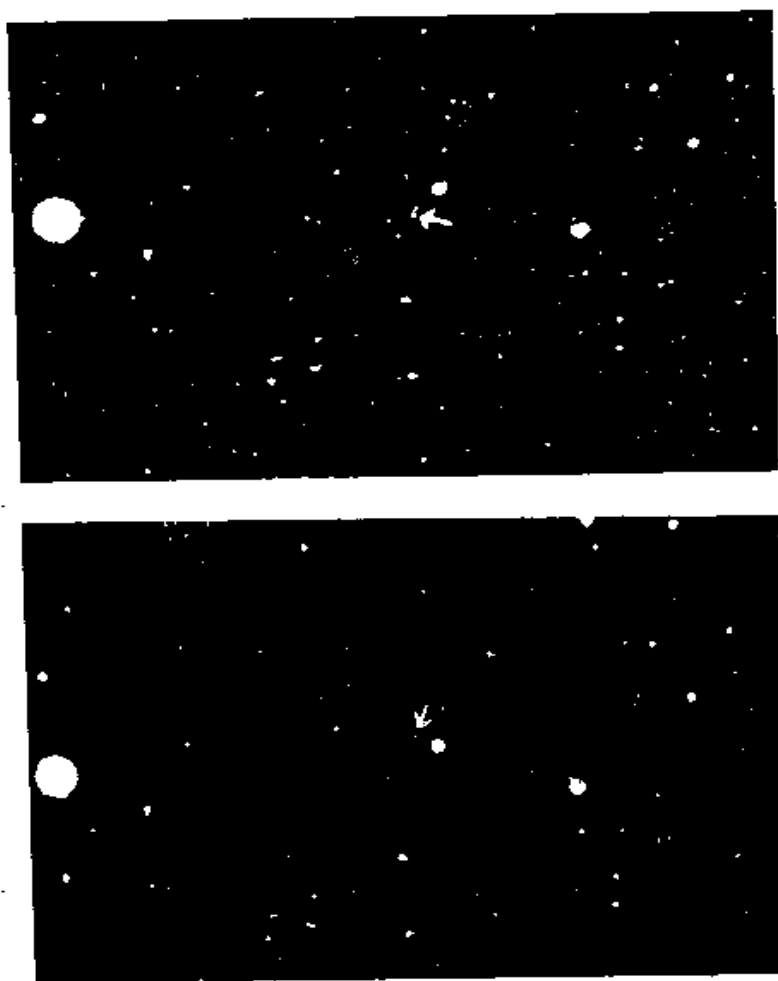


图 11.7 巴纳德星(箭头所指)的位移, 两张照片相隔22年

月系质量中心的运动以及其他的改正。

测定恒星的自行必须在两个相隔很长的时刻上进行观测, 而测定恒星的视向速度通常只需一次观测, 因此系统观测误差较小, 并且它不需要知道恒星的视差。然而, 由于测定视向速度需要获得较大色散度的光谱, 这只有对较亮的星才能实现。至今大约已测过 3 万颗恒星的视向速度, 比有自行资料的恒星少一个数量级。

分析恒星视向速度的观测资料表明, 在测定的恒星中, 大约 60% 介于 ± 20 千米/秒之间, 只有 4 % 大于 60 千米/秒, 最大的超

过500千米·秒。

3. 空间速度在日心银道直角坐标系中的分量 在研究大量恒星的运动时, 有必要建立一个不因恒星位置的不同而改变的坐标系, 这个坐标系选择为日心银道直角坐标系。以太阳为坐标系的原点, 在银道上银经 0° 和 90° 的方向分别取为 x 轴的正方向和 y 轴的正方向, 北银极的方向为 z 轴的正方向。 r 表示恒星到太阳的距离, 则有

$$\left. \begin{aligned} x &= r \cos l \cos b, \\ y &= r \sin l \cos b, \\ z &= r \sin b. \end{aligned} \right\} \quad (11.20)$$

为了计算恒星的空间速度在日心银道直角坐标系中的三个分量 V_x , V_y 和 V_z , 首先应把观测得到的 μ_α 和 μ_δ 换算成银经自行 μ_l 和银纬自行 μ_b 。在换算时, 涉及天球上通过恒星的赤经圈和银经圈所交的球面角 ϕ (图11.8), 它规定由银经圈按逆时针方向量到赤经圈, 从 0° 到 360° 。由于自行都是很小的, 在这里可以把

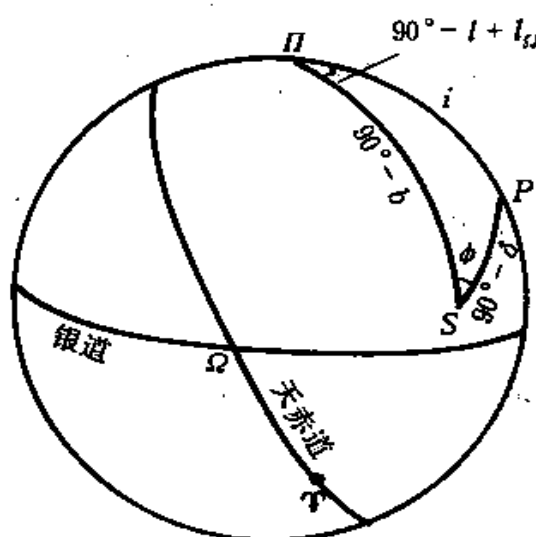


图 11.8 球面三角形 PPS

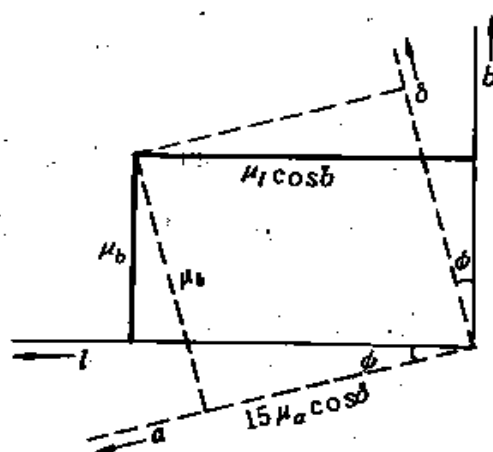


图 11.9 自行分量的换算关系

球面三角形当作平面三角形。利用图11.9可得出下列变换公式:

$$\left. \begin{aligned} \mu_l \cos b &= 15 \mu_a \cos \delta \cos \phi + \mu_b \sin \phi, \\ \mu_b &= \mu_a \cos \phi - 15 \mu_a \cos \delta \sin \phi, \end{aligned} \right\} \quad (11.21)$$

其中 μ_l 和 μ_b 都以角秒/年为单位。从图11.8根据正弦定律,

$$\frac{\sin i}{\sin (360^\circ - \phi)} = \frac{\sin (90^\circ - \delta)}{\sin (90^\circ - l + l_0)},$$

便得计算 ϕ 的公式①:

$$\sin \phi = \frac{\sin i \cos (l - l_0)}{\cos \delta}. \quad (11.22)$$

得到了 μ_l 和 μ_b 以后就可以把它们变为 V_l 和 V_b ,

$$\left. \begin{aligned} V_l &= 4.74 \frac{\mu_b \cos b}{\pi''}, \\ V_b &= 4.74 \frac{\mu_b}{\pi''}. \end{aligned} \right\} \quad (11.23)$$

在(11.20)式中,对时间 t 求导数,其中

$$V_x = \frac{dx}{dt}, \quad V_y = \frac{dy}{dt}, \quad V_z = \frac{dz}{dt}, \quad V_r = \frac{dr}{dt}, \quad (11.24)$$

为使速度以千米/秒为单位, r 和 x, y, z 都以千米为单位,因此

$$r = \frac{a \csc l''}{\pi''}. \quad (11.25)$$

与(11.16)式类似, $\frac{dl}{dt}$ 和 $\frac{db}{dt}$ 可表为

$$\frac{dl}{dt} = \frac{\mu_l \sin l''}{n}, \quad \frac{db}{dt} = \frac{\mu_b \sin l''}{n}. \quad (11.26)$$

利用(11.24)、(11.25)、(11.26)和(11.23)式,得到计算 V_x, V_y 和 V_z 的公式:

① 为了判别 ϕ 所在的象限,还需从图11.8推出另一个公式,例如
 $\operatorname{ctg} \phi = \sin \delta \operatorname{tg} (\alpha - \alpha_0) + \cos \delta \sec (\alpha - \alpha_0) \operatorname{ctg} l.$

$$\left. \begin{aligned} V_x &= V_r \cos l \cos b - V_l \sin l - V_b \cos l \sin b, \\ V_y &= V_r \sin l \cos b + V_l \cos l - V_b \sin l \sin b, \\ V_z &= V_r \sin b + V_b \cos b. \end{aligned} \right\} (11.27)$$

二、太阳的运动

1. 本动和视差动 上述的恒星的运动是恒星相对于太阳的运动。如果恒星不动, 而只有太阳在运动, 那么恒星的运动仅是太阳运动的反映。太阳运动所指向的天球上的一点叫做向点, 与它相距 180° 正相对的一点叫做背点。所有恒星都应当远离向点位移, 而向着背点会聚(图11.10)。如果恒星和太阳都在运动, 则恒星的运动应当由两部分组成: 一部分是恒星本身固有的运动, 称为本动; 另一部分是由于太阳的运动而引起的, 称为视差动。在这种情况下, 由于各颗恒星的运动中包含视差动的部分, 尽管不会所有的恒星的位移都背离天球上某一点, 向着相对的一点, 但分析许多恒星的自行, 应当发现大体上具有这种趋向。

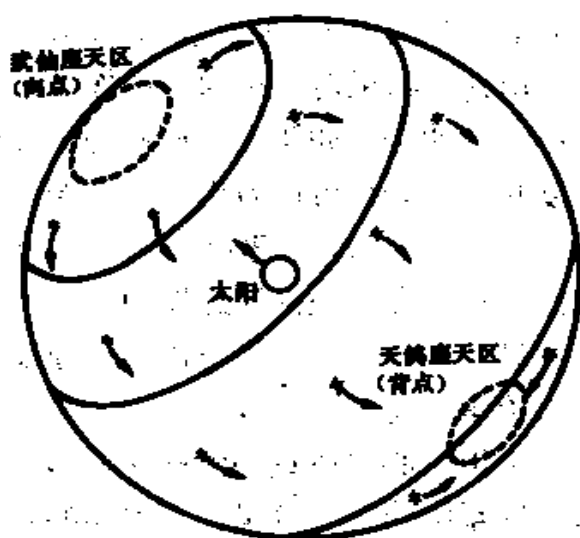


图 11.10 由于太阳运动, 在天球上恒星都远离向点位移, 向背点会聚

1783年, 威廉·赫歇耳仅仅从七颗恒星的自行推出太阳运动的向点位于武仙座, 离织女星不太远, 而背点在天鸽座。1837年, 阿格兰德根据 390 颗恒星的自行资料, 证实了威廉·赫歇耳的结论。分析恒星的视向速度资料, 揭示了向点附近的恒星多数具有

负值，而背点附近的恒星多数具有正值，这同样是太阳运动应当引起的现象。

由于恒星的运动由本动和视差动两个部分组成，要准确地测定太阳对恒星而言的运动速度的大小和方向，就需要先知道恒星的本动；但是要知道恒星的本动，又需要先知道太阳的运动。为了解脱这个相互套在一起的困境，试设恒星的本动是无规则的，各个方向和各种大小的速度都有，至少对日心银道直角坐标系每条坐标轴而言本动速度的分布大致是对称的。在此前提下可以将视差动部分分离出来，求出太阳本动速度的大小和方向的近似值。然后利用这个结果对恒星的运动作改正，求出恒星的本动，来检验恒星的本动是否如假设的那样完全无规则。从下面讲的恒星空间速度的椭球分布可以看出，这个假设基本上是正确的。

2. 太阳运动的速度分量 测定太阳相对于恒星的运动可归结为求向点的坐标和速度的大小，所用的方法大致分为三类：第一类只用自行，第二类只用视向速度。第三类用空间速度。这里只讨论第三类方法的要点。

选用日心银道直角坐标系，令 X, Y, Z 表示太阳运动速度在该坐标系中的三个分量。在恒星的本动是无规则的假设下，如果所用的星数 N 足够大，可以把这些恒星的本动速度的各个分量的平均值取为零，因而所用的恒星的每个速度分量的平均值冠以负号，就应当等于太阳运动的速度分量。于是，

$$\begin{aligned} X &= -\frac{1}{N} \sum V_x, & Y &= -\frac{1}{N} \sum V_y, \\ Z &= -\frac{1}{N} \sum V_z. \end{aligned} \quad (11.28)$$

式中，恒星的 V_x, V_y, V_z 按(11.27)式计算。太阳运动速度 V_0 ，向点的银经 L ，银纬 B 与 X, Y, Z 有下列关系：

$$\left. \begin{aligned} X &= V_{\odot} \cos B \cos L, \\ Y &= V_{\odot} \cos B \sin L, \\ Z &= V_{\odot} \sin B. \end{aligned} \right\} \quad (11.29)$$

或者

$$\left. \begin{aligned} V_{\odot} &= \sqrt{X^2 + Y^2 + Z^2}, \\ \operatorname{tg} L &= \frac{Y}{X}, \quad \operatorname{tg} B = \frac{Z}{\sqrt{X^2 + Y^2}}. \end{aligned} \right\} \quad (11.30)$$

由(11.30)式算出 $V_{\odot}$, L , B 。角 L 所在的象限决定于 $\cos L$ 和 $\sin L$ 的符号, 角 B 所在的象限决定于 $\sin B$ 的符号。

这样得出的太阳运动速度和向点是对所用的恒星的形心而言的。形心就是把所用恒星的质量都取为相等时, 这些恒星的质量中心, 也可以说形心是一组恒星的几何中心。最好能求出对一组恒星的真正的质量中心而言的太阳运动速度和向点, 但困难在于质量已准确定出的恒星不多。如果能用某种方法得出所用的每一颗恒星的质量 M , 则可以用下式来代替(11.28)式:

$$X = -\frac{\sum MV_x}{\sum M}, \quad Y = -\frac{\sum MV_y}{\sum M}, \quad Z = -\frac{\sum MV_z}{\sum M}. \quad (11.31)$$

3. 测定太阳运动速度和向点的结果 许多天文学家曾利用空间速度的方法来确定太阳的运动速度和向点, 所得的结果跟只用自行数据和只用视向速度数据所得出的结果相差不多。这些结果跟选用的恒星有关, 也就是说太阳相对于不同的恒星的运动是不同的。如果只选取自行、视向速度和视差测定得较准确的恒星, 它们大部分是肉眼能看见的亮于 $5^m \sim 6^m$ 的星, 离太阳的距离不超过100秒差距左右, 则得到的太阳运动速度和向点位置(历元1950.0)的平均值如下:

$$V_{\odot} = 19.7 \text{ 千米/秒}, \quad L = 56^\circ, \quad B = 23^\circ,$$

向点的位置如果改以赤道坐标 A 和 D 表出, 则有

$$A = 18^h 4^m = 271^\circ, \quad D = 30'.$$

这些数据常被称为标准向点，是指太阳对其附近的恒星的形心而言的运动方向和速度，也正是由于这个原因，标准向点有时被称为本地静止标准。

如果不限于太阳附近的恒星，则求出的太阳运动速度和向点跟标准向点有显著的差别。例如，相对于许多微弱的 G, K, M 型主序星， V_0 为 35 千米/秒左右， L 约 40， B 约 14；相对于天琴 RR 型星， $V_0 = 140$ 千米/秒， $L = 88$ ， $B = 12$ 。

三、速度椭球

利用一组星的空间速度在日心银道直角坐标系中的分量的数据，除了算出对它们的形心而言的太阳运动速度和向点以外，还可以进行深入一步的分析。为此分别作 $V_x - V_y$ ， $V_x - V_z$ 和 $V_y - V_z$ 图。每一颗恒星在这些图上对应于一个点。如果所用的星数足够

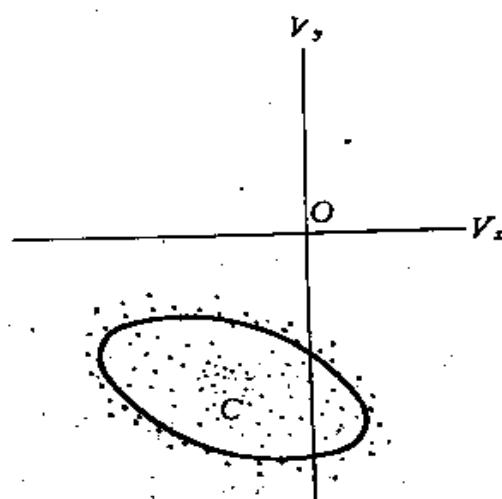


图 11.11 B 型星的速度分布椭圆

多，将发现图上的点子大致形成了一个椭圆形。以 B 型星为例，它们在 $V_x - V_y$ 图上的分布如图 11.11 所示，椭圆的中心 C 位于第三象限。如果改为 $V_x - V_z$ 和 $V_y - V_z$ 图，则所得图形大致也是椭圆形，椭圆的中心也位于第三象限。这表示在三维速度空间里代表 B 型星空间速度矢量端点的点子应具有椭球状的分布，椭球的中心 C 位于三种坐标都具有负值的那个卦限内。离中心 C 越近的地方点子越多。

一组物理特性相同的恒星，其空间速度具有这样的分布，它的意义是什么呢？首先，OC 的长度就是太阳对这组星的形心而言的运动速度的绝对值；从 C 到 O 的方向就是太阳对该形心而言

的向点的方向。对于B型星，这个方向和标准向点的方向相差不多，也在武仙座方向。其次，速度图上的点子大致对称地位于椭圆中心的周围，越靠近中心，点子越多。这表示作过太阳运动改正以后本动速度分量越小的恒星越多。从这种观测结果可以看出，恒星本动速度的分布跟气体分子运动的分布有些类似，但是有一点重要的差别：后者是球状分布，也就是说，气体分子运动时在方向上无所偏重，各方向都是同样可能的，几率都一样大。恒星则不然，其运动方向是有偏重的，平行于银道面运动的星数大于垂直于银道面运动的星数。这种分布称为椭圆分布^①，代表恒星空间速度矢量端点的点子在三维的速度空间里所组成的椭圆，称为这一组恒星的速度椭圆。

以速度椭圆的中心作为一个新坐标系的原点，以速度椭圆的三条主轴的方向作为新坐标系的三条坐标轴的方向，分别记为 u 轴、 v 轴、 w 轴，其中 u 轴是跟原来的 V_x 轴最接近的那一条坐标轴。这样，在原来坐标系里的三个速度分量 V_x, V_y, V_z 就变换为在新坐标系里的三个速度分量 u, v, w 。定义一组恒星的速度弥散度 $\sigma_1, \sigma_2, \sigma_3$ 如下：

$$\sigma_1^2 = \frac{\sum u^2}{N}, \quad \sigma_2^2 = \frac{\sum v^2}{N}, \quad \sigma_3^2 = \frac{\sum w^2}{N}, \quad (11.32)$$

其中 N 是这组恒星的数目。对于不同的星组，不仅速度弥散度具有不同的数值，速度椭圆主轴的方向也不一样。因此一组星的运动特性，可以用下列十个量表示：太阳对这组恒星的形心的运动速度 $V_\odot$ ，太阳向点坐标 L, B ，速度弥散度 $\sigma_1, \sigma_2, \sigma_3$ ，速度椭圆三条主轴中任何两条的方向，例如 L_1, B_1, L_2, B_2 （两条主轴方向已知，第三条主轴的方向也就唯一地确定了）。例如，对于近距恒星的运动， $V_\odot, L$ 和 B 的数据前面已列出，此外有

① 或称史瓦西分布，因系史瓦西于1907年首先提出而得名。

第一主轴: $\sigma_1 = 38$ 千米/秒, $L_1 = 13^\circ$, $B_1 = 0^\circ$;

第二主轴: $\sigma_2 = 24$ 千米/秒, $L_2 = 103^\circ$, $B_2 = 0^\circ$;

第三主轴: $\sigma_3 = 18$ 千米/秒, $B_3 = 90^\circ$.

因此第一主轴与银心方向相交成 13° 的角度。

四、平均视差

太阳率领着太阳系的全体成员在银河系内运动, 虽然相对于某一组恒星来说每秒的位移一般只有几十千米, 但经过一段时间, 譬如说一年或若干年以后, 累积的位移就相当可观了。举太阳相对于附近恒星的运动为例, 取 $V_\odot \approx 20$ 千米/秒, 则每年的位移达4.2天文单位, 比测量恒星的三角视差所利用的基线(地球轨道直径)更长, 所以太阳的运动为人们提供了一条更长的基线, 有可能用于测量恒星的距离。利用这条基线是通过观测恒星的运动来实行的, 但必须消去恒星运动中的本动部分, 这对单颗恒星是无法办到的, 只有对一组数目足够多的恒星求平均的自行和视向速度, 才能抵消本动, 留下视差动部分。这样, 由恒星的运动定出的是一组恒星的平均视差, 也称为统计视差。

应当指出, 只有对于距离差不多的一组星求平均视差才有意义, 如果任意取一组距离千差万别的星, 所得结果是无价值的。一般来说, 物理特性相同的恒星, 光度彼此接近, 从中选取视星等相同的一组星, 就可以认为它们的距离差不多。为了具体地说明问题, 以视星等为 5^m 的A型星为例。太阳相对于这类星一年移动4.2天文单位, 而由观测得出, 在天球上它们平均一年的角位移为 $0.04''$ 。根据定义, 周年视差是以一个天文单位的长度为基线所对应的恒星的角位移。因此 5^m 的A型星的平均视差应等于 $\frac{0.04''}{4.2} =$

$0.0095''$, 或平均距离等于105秒差距。

在具体计算一组星的平均视差时, 需知道太阳相对于这组星

的运动速度和方向以及恒星的自行和视向速度的数据。求平均视差的方法的一个优点在于它用的基线随时间变长,对于较远的星,可以等上十年或几十年而测出它们的自行,从而获得距离的数据。平均视差把测距的范围延伸到大约500秒差距,对于研究银河系的结构曾起了重要的作用。

§ 11.3 银河系的自转

一、银河系自转的发现

从观测得到的恒星的空间运动是恒星相对于太阳的运动,那么,恒星和太阳相对于银心的运动是怎样的呢?它们是否类似于行星绕太阳公转也在绕银心作有规律的旋转呢?银河系具有扁盘的形状可能暗示着它作为一个庞大的恒星系统在绕通过银心且垂直于银道面的一条轴线快速自转。在十九世纪后半期,就有天文学家在讨论银河系的自转了。例如,1887年俄国天文学家勒·奥·斯特鲁维 (Л.О.Струве) 利用恒星自行数据试图确定银河系的自转速度。但限于当时观测资料不够多和不够准确,对于银河系是否在自转这个问题没有一致的看法。

本世纪一、二十年代,又有一些天文学家分析了数以千计的恒星的空间运动,其中尤以斯特隆堡 (G. Strömberg) 于1924~1925年的分析最为详尽。他们发现,对于空间速度小于63千米/秒的恒星,各种运动方向都一样可能;但对于空间速度大于63千米/秒的恒星,运动方向有集聚于银道面内的强烈倾向,而且基本上都在以银经 270° 为中心的半圆内,这种现象称为“恒星运动的不对称性”。于是,以63千米/秒为界,相对于太阳的空间速度大于此值的恒星称为高速星,小于此值的恒星称为低速星。图11.12是离太阳20秒差距以内的高速星在银道面内运动方向的分布图,它们之

中大多数落在银经从 180° 至 0° 的半圆内(从御夫经猎户、船底至人马和天蝎座),而没有一颗星的运动方向指向银经 30° 至 150° 的区域。这些星相对于太阳的平均运动是指向银经 270° ,反之,太阳相对于它们运动的向点的银经等于 90° ,该点位于天鹅座内。银经 90° 的方向跟银心方向恰好垂直,这是银河系在自转的重要证据。

1925年,瑞典天文学家林德布拉德(B. Lindblad)为了解释高速星运动的不对称性提出银河系由若干个空间分布和空间运动特征不同的次系组成,这些次系互相套在一起,银心是它们共同的中心,每一次系具有自己的扁度和绕银心的转动速度。太阳所属的次系的转动速度比高速星次系大得多,把它们甩在后面,因此由观测者看来,好象它们以很大的空间速度向着与太阳转动速度相反的方向运动着。

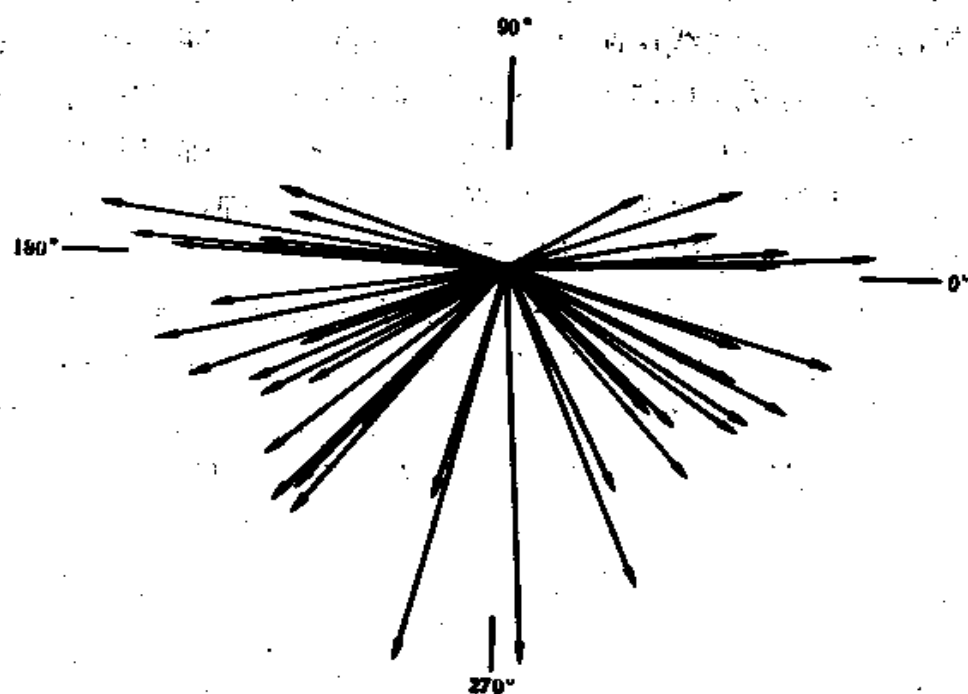


图 11.12 恒星运动的不对称性,四周的数字是银经

1927年，荷兰天文学家奥尔特对银河系自转作了进一步的研究。他指出，银河系不太可能象刚体一样转动，否则，恒星的相对位置将保持不变，除了通过河外星系运动的观测之外，不能得到自转的证据。如果银河系的物质有相当大的一部分聚集在银心附近，则远离银心处的恒星的运动应类似于行星绕太阳的公转，转动速度随离银心的距离增加而减小，这是一种较差自转。奥尔特推出了银河系较差自转对视向速度和自行影响的公式，并通过离太阳300~3000秒差距的恒星的视向速度分析，获得了银河系自转的令人信服的证据。

奥尔特关于银河系自转的证明由图11.13可以阐明。假定在银道面近旁离太阳不太远的区域内银河系自转速度随离银心的距离增加而减小。*a*图绘出了太阳与它周围24颗恒星的转动速度，以箭头表示，银心在银经 0° 的方向。在这种情形下，显然，在银经 0° （人马座）和 180° （御夫座）方向的恒星虽然转动速度不同，但相对于太阳的视向速度等于零；在银经 90° （天鹅座）和 270° （船帆座）方向的恒星，由于转动速度的大小和方向跟太阳一致，视向速度也

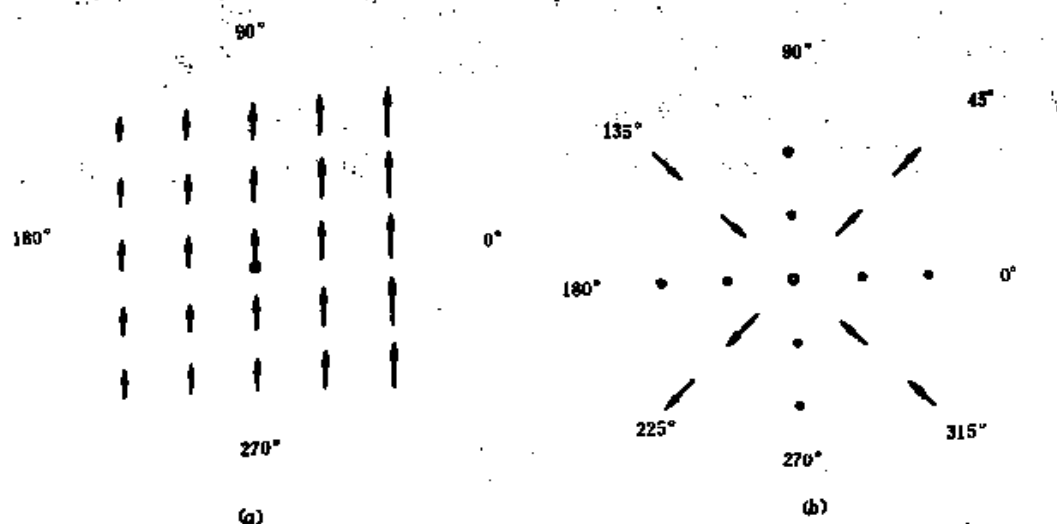


图 11.13 银河系较差自转所产生的视向速度随银经的变化

等于零;对于银经 45° (天鹰座)和 225° (大犬座)方向的恒星,光谱线应有红移,表明在远离太阳,视向速度为正值;而银经 135° (英仙座)和 315° (半人马座)方向的恒星,光谱线应有蓝移,表明在接近太阳,视向速度为负值。于是,沿着银河环绕一周,恒星的视向速度作为银经的函数应当呈现两个极大和两个极小,成为双波,并且在视向速度不为零的方向离太阳越远的恒星视向速度的绝对值越大(图11.13b)。这些推论已为观测所证实。

二、奥尔特公式

1. 奥尔特公式的推导 上述的视向速度随银经变化的双波特征可以用倍角的正弦或余弦表示。若用正弦,令 ΔV_r 表示银河系自转所产生的视向速度,也就是银河系自转对视向速度所产生的影响,又令 r 表示恒星与太阳的距离,由上面的讨论可知,应有

$$\Delta V_r \propto r \sin 2l, \quad (11.33)$$

其中 l 是恒星的银经。这个公式可以推导如下。

在图11.14中 O 表示太阳, V_0 表示它绕银心 C 的转动速度; S 表示恒星, V 表示它绕银心的转动速度。 O 和 S 离 C 的距离分别为 R_0 和 R , 假设它们都作圆周运动, 运动的方向垂直于它们与 C 的连线。又设 S 位于银道面内, $\angle SOC = l$ 。如图所示, 引入角 θ 和

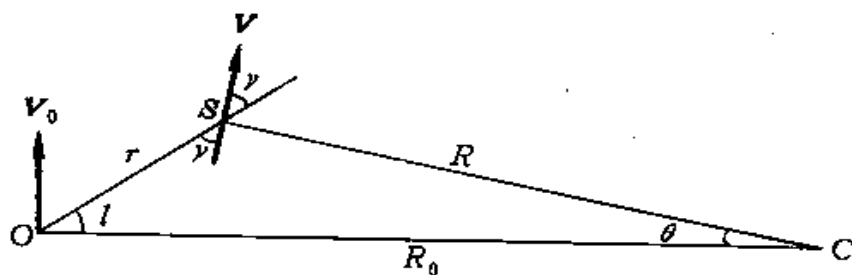


图 11.14 银河系自转的奥尔特公式的推导

角 γ ，由三角形OSC得

$$R = [R_0^2 + r^2 - 2R_0 r \cos l]^{\frac{1}{2}}$$

$$= R_0 \left[1 + \left(\frac{r}{R_0} \right)^2 - 2 \frac{r}{R_0} \cos l \right]^{\frac{1}{2}}.$$

利用二项式定理展开方括号为级数，在 r 比 R_0 小得多的条件下，略

去 $\left(\frac{r}{R_0}\right)^2$ 和更高次的幂，得

$$R - R_0 = -r \cos l. \quad (11.34)$$

由图11.14容易看出

$$\gamma = 90^\circ - (l + \theta). \quad (11.35)$$

由S引OC的垂线，就可以得出下列两个式子：

$$\sin \theta = \frac{r \sin l}{R}, \quad \cos \theta = \frac{R_0 - r \cos l}{R}. \quad (11.36)$$

把 V 和 V_0 投影在视线OS上和垂直于视线的直线上，就得到

$$V_r = V \cos \gamma = V \sin (l + \theta); \quad V_{0r} = V_0 \sin l,$$

$$V_t = V \sin \gamma = V \cos (l + \theta); \quad V_{0t} = V_0 \cos l.$$

因此，

$$\Delta V_r = V_r - V_{0r} = V \sin (l + \theta) - V_0 \sin l,$$

展开右端第一项，把 $\sin \theta$ 和 $\cos \theta$ 的式子(11.36)代入，化简后得

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

$$= R_0 \left[\frac{V}{R} - \frac{V_0}{R_0} \right] \sin l,$$

$\frac{V}{R}$ 就是角速度，以 $\omega(R)$ 代替它，得

$$\Delta V_r = R_0 [\omega(R) - \omega(R_0)] \sin l. \quad (11.37)$$

把 $\omega(R)$ 展开为 $R - R_0$ 的泰勒级数，只保留前两项，得

$$\omega(R) = \omega(R_0) + (R - R_0) \omega'(R_0).$$

由于(11.34)式，

$$\omega(R) - \omega(R_0) = -r \cos l \omega'(R_0). \quad (11.38)$$

代入(11.37)式, 得

$$\Delta V_r = \left[-\frac{1}{2} R_0 \omega'(R_0) \right] r \sin 2l.$$

令 A 表示方括号内的式子,

$$A = -\frac{1}{2} R_0 \omega'(R_0), \quad (11.39)$$

就得到

$$\Delta V_r = A r \sin 2l. \quad (11.40)$$

这个公式与上面利用图11.13的讨论而得出的(11.33)式符合。

同理可以推导银河系自转对切向速度的影响 ΔV_t , 它等于 $V_t - V_{0t}$, 而得到

$$\Delta V_t = A r \cos 2l + B r, \quad (11.41)$$

其中

$$B = A - \frac{V_0}{R_0}. \quad (11.42)$$

把 ΔV_t 变成相应的银经自行 $\Delta \mu_t$, 得

$$\Delta \mu_t = \frac{A}{4.74} \cos 2l + \frac{B}{4.74}. \quad (11.43)$$

至此讨论了位于银道面内的恒星的情形。在一般的情形下, 当恒星的银纬等于 b 时, (11.34) 和 (11.38) 式右端的 r 应当乘上 $\cos b$ 。在推导中实际上假设了恒星转动方向与银道面平行, 所以由 V 和 V_0 得出 V_r 和 V_{0r} 也需乘 $\cos b$, 但得出 V_t 和 V_{0t} 则不必乘 $\cos b$ 。因此, (11.40) 式右端应当乘上 $\cos^2 b$; (11.43) 式右端应当乘上 $\cos b$, 左端应当改为 $\Delta(\mu_t \cos b)$, 这样就得到

$$\Delta V_r = A r \sin 2l \cos^2 b, \quad (11.44)$$

$$\Delta(\mu_t \cos b) = \frac{A}{4.74} \cos 2l \cos b + \frac{B}{4.74} \cos b. \quad (11.45)$$

这两个公式是奥尔特首先导出的，所以被称为奥尔特公式， A 和 B 称为奥尔特常数。应当指出，只有对于离太阳不太远的恒星，可以略去 $\frac{r}{R_0}$ 的二次幂和更高次幂，这两个公式才可以应用。

2. R_0 和 V_0 的测定 从(11.39)和(11.42)式可见，奥尔特常数 A 和 B 的数值跟 R_0 和 V_0 有关。实际上，在银河系的研究中太阳到银心的距离 R_0 和太阳绕银心的转动速度 V_0 是两个基本的量，准确定出它们的数值是十分重要的。

由于大量的星际物质的遮掩，在光学波段银心是看不到的，这使测定 R_0 成为一个颇为棘手的问题。然而，在离银道面较远的地方，星际物质少，观测那里的天体，如果它们的空间分布关于银心是对称的，就能测定 R_0 。为此目的，最适宜于利用的天体是球状星团。因为球状星团的空间分布大致是球对称的，可以认为由它们组成的次系的中心就是银心。球状星团的距离利用星团内的天琴RR型星决定。在众多的球状星团到太阳的距离确定以后，球状星团次系的中心到太阳的距离，即 R_0 ，也就定出。按照国际天文学联合会采纳的数值， R_0 为10千秒差距。但根据近年的研究， R_0 减小为8.5千秒差距。考虑到测定中的不确定性， R_0 应在7.5~10千秒差距的范围内^①。

测定 V_0 的一种重要方法也是利用球状星团。由于观测到球状星团大致呈球对称分布，它们绕银心旋转的轨道的取向，因而转动速度的方向是各种各样的，以至所有球状星团的平均转动速度近似等于零。换言之，球状星团次系作为一个整体相对于银心好象是一个静止不动的结构架。通过观测许多球状星团的视向速度可以求出太阳相对于球状星团次系的运动，这也就是太阳绕银心的转动。国际天文学联合会选取 V_0 的值等于250千米/秒。但近

① 根据1986年在美国宣布的用最新射电干涉法测定的结果， R_0 为7千秒差距。

年的研究得出的 V_0 约为220千米/秒。

关于 R_0 和 V_0 的取值是目前尚有争议的问题，一个重要的因素是天琴RR型星的平均绝对星等的数据。有些研究结果支持通常采用的 0.6^m ，但另一些研究得出这类变星的光度没有那样大的结果。现在引用的 R_0 和 V_0 的值以及银河系中有关的距离数据的不确定性程度大约达10%左右。

3. 奥尔特常数

测定了 R_0 和 V_0 之后，如果从观测又得出了银河系自转角速度 $\omega(R)$ 随 R 变化的规律，就可以从(11.39)和(11.42)式算出奥尔特常数 A 和 B 的值。现在通常采用的数据为

$$A = 15 \text{ 千米/ (秒} \cdot \text{千秒差距)},$$

$$B = -10 \text{ 千米/ (秒} \cdot \text{千秒差距)}.$$

根据(11.42)式， $A - B$ 即在太阳处银河系的自转角速度 $\omega(R_0)$ ，代入有关的数据，得

$$\begin{aligned}\omega(R_0) &= \frac{V_0}{R_0} = A - B = 25 \text{ 千米/ (秒} \cdot \text{千秒差距)} \\ &= 0.00527''/\text{年}.\end{aligned}$$

所以在太阳处银河系的自转周期等于 2.46×10^8 年，这也就是太阳绕银心转动一周所需的时间，叫做宇宙年。

三、银河系的自转曲线和质量

1. 自转曲线 随着 R_0 和 V_0 的确定，就能通过测定银河系内的天体相对于太阳的运动和距离而求得银河系的自转曲线，即离银心不同距离处的转动速度。在进行这种测定时，选择的天体应覆盖尽可能大的空间范围，以期获得较完整的结果。因此，光学观测选择的对象是O型和B型星、造父变星、亮星云，它们的光度很大，即使离太阳相当远也能获得视向速度的资料。然而，光学观测由于受到银道面附近星际物质消光的影响，观测范围仍受

到很大的局限。在银河系自转曲线的测定中射电观测作出了更大的贡献。

对于太阳轨道以内的区域,自转数据主要是通过观测 HI 原子 21 厘米谱线的轮廓获得,其方法颇为巧妙。沿着银道的任一方向观测,视线都可能穿过若干个 HI 云,它们以不同的速度在绕银心转动,在视线上的速度分量,以及产生的 21 厘米谱线的位移各不相等,这些谱线叠加的结果就是在某一方向上实际观测到的谱线的轮廓有若干个

峰,一个实例如图 11.15 所示,横坐标已按照多普勒位移的公式转换成视向速度。在 HI 云沿圆轨道绕银心转动的前提下,在太阳轨道以内、银经 l 方向的视线上有一离银心 C 最近的点 P (图 11.16),该点转动速度的

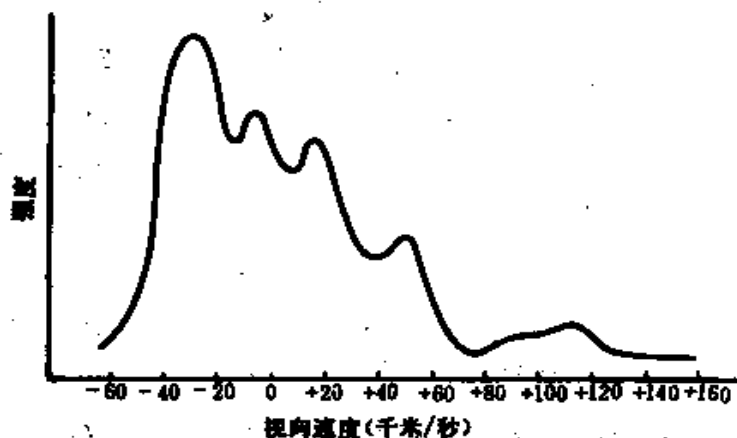


图 11.15 在银道的某一方向上观测到的 HI 21 厘米谱线的轮廓

方向正好沿着视线,即视线与过 P 的圆轨道相切,而对于其余各点只有转动速度的一部分投影在视线上,其结果是相对于太阳的视向速度以 P 点为最大。根据 21 厘米谱线轮廓边缘所对应的最大视向速度数据,利用 (11.37) 式就可算出 P 点的转动角速度 $\omega(R)$ 。 P 点的轨道半径 R 从简单的关系: $R = R_0 \sin l$ 得到,于是转动速度 $V(R)$ 便迎刃而解。

对于太阳轨道以外的区域,上述的方法显然是不适用的,必

须另辟蹊径。问题解决的关键在于能否在太阳轨道以外找到一类

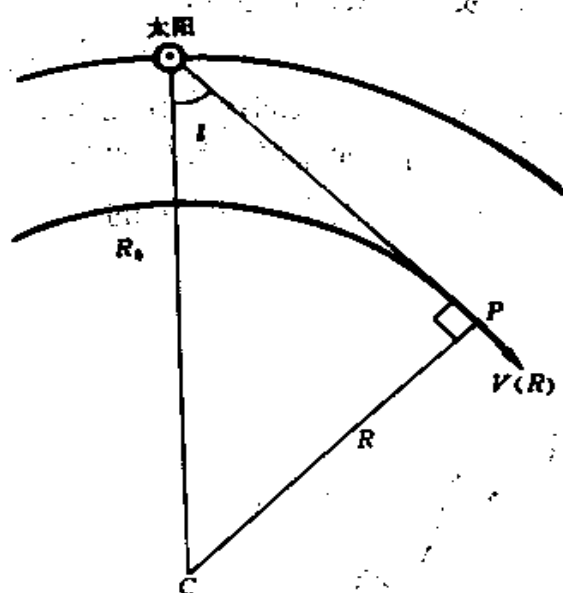


图 11.16 利用HI测定太阳轨道
以内自转曲线的原理图

天体，它们分布的范围很广，且距离和空间速度能独立地测定。布利茨(L. Blitz)等人在七十年代末找到了符合条件的天体，它们是CO分子云和H II区。通过观测CO分子云的2.6毫米谱线，可以精确地测定视向速度，同样由(11.37)式算得 $\omega(R)$ 。通过大量的观测事实，天文学家认识到分子云常与H II区在一起，而H II区内或近旁必有高温恒星，它们的距离可以根据光谱型和视星等估算，从而相继求得 R 和 $V(R)$ 。

图11.17系在1979年综合了HI(虚线)和CO(实线)资料得出的 R 在1~18千秒差距范围内的自转曲线。从这条曲线可以看出，银河系的自转既不象刚体旋转， $V(R) \propto R$ ；也不遵守开普勒运动的规律， $V(R) \propto R^{-1/2}$ ， $V(R)$ 随 R 的变化不是单调的。但是，对于接近银心的天体，由于银河系中大部分物质分布在它们的轨道之外，它们受到中央的引力不很大，应当期望转动速度较小。所以，在靠近银心的区域中， $V(R)$ 应随 R 的增大而很快上升。

2. 银河系的质量 一个天体系统绕其中心的转动规律应取决于系统内引力势的分布，即受物质分布的支配。例如，如果

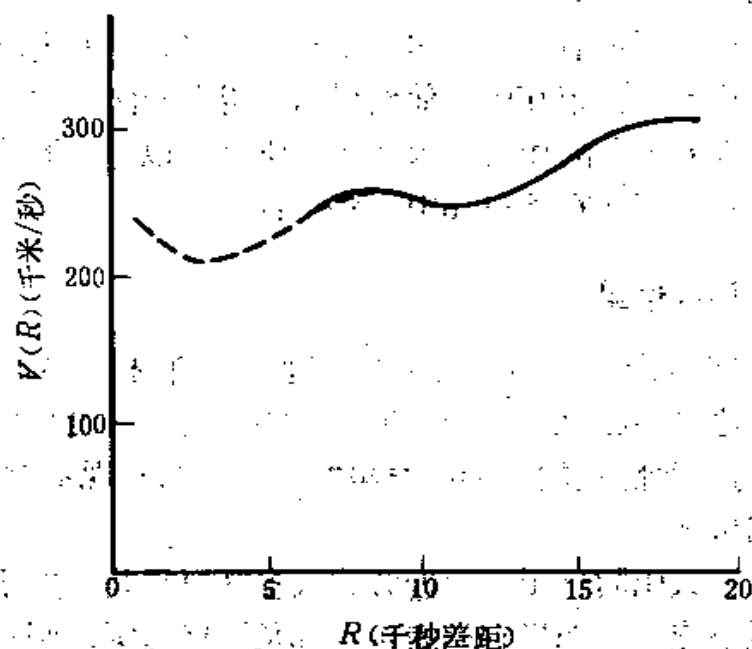


图 11.17. 银河系的自转曲线

物质高度集中在中央，象太阳系那样，则转动遵循开普勒定律；如果系统呈球形，且物质均匀分布，则服从刚体转动的规律。

实际上，从观测得出银河系的 $V(R)$ 后，在圆轨道的假设下，就可计算在各个 R 处单位质量的物质所受的向心力。这种向心力是由以 R 为半径的轨道以内所有物质的引力总和提供的，在物质对称分布的情形下，轨道以外物质的引力互相抵消，不起作用。于是，根据向心力随 R 的变化便能分析物质的分布，求得银河系的质量。在六十年代，银河系自转的观测资料所覆盖的区域还比较小，尤其缺少太阳轨道以外的资料。在当时建立的银河系模型中，自转速度在太阳附近达到极大后，向外单调下降，趋于开普勒运动，推算出的银河系质量为 $1.4 \times 10^{11} M_{\odot}$ 。

自从七十年代末以来，情况有很大的变化。观测表明，从太阳轨道向外，自转速度反而在增加，到 $R=18$ 千秒差距处， $V(R)$ 增至 300 千米/秒（见图 11.17）。对邻近的河外星系测定的自转曲线

也有类似的结果，在离星系中心相当远的地方，譬如半径20千秒差距处，自转速度没有下降，曲线常趋于平坦。这些观测结果表明银河系的物质应分布在比以前设想的大得多的区域里，在太阳轨道以外存在着大量的物质。银河系的质量比以前推算的可能大10倍以上。这个问题在§11.6中还将讲到。

四、低速星和高速星

前面提到，太阳附近的恒星以空间速度63千米/秒为界区分为低速星和高速星。低速星以20~30千米/秒左右的速度彼此作相对运动，运动方向是随机的。而高速星的运动方向呈现不对称性。这是怎么回事呢？

原来，在太阳附近银道面近旁的大多数恒星是在近于圆形的轨道上绕银心旋转。如果它们的轨道都是严格的圆，则它们转动速度的大小和方向基本上跟太阳相同，就不会明显地有相对于太阳的运动。这些恒星在近于圆形的椭圆轨道上运动的情形下，它们之中有些是在轨道上的远银心点接近太阳的，其转动速度略低于太阳的转动速度；另有一些恒星是在轨道上的近银心点接近太阳的，其转动速度稍高于太阳的转动速度。轨道的大小和形状彼此的微小差异就能解释低速星空间运动的方向无规则的现象。其实，相对于银心而言，所谓的低速星应是“高速”星，它们的转动速度跟太阳差不多，即250千米/秒左右。

在太阳邻近大约观测到600颗高速星。这些星的轨道偏心率以及轨道面与银道面的交角都很大(图11.18)，它们的转动速度在银道面内的分量比太阳小得多，因而相对于太阳的空间速度很大。在这种相对运动中，主要包含了太阳绕银心转动的成分，造成了高速星的运动几乎都背向太阳转动的方向，即以银经 270° 为中心的半条银河的方向。如果有一恒星相对于太阳的运动方向指向银经 90° (太阳绕银心的转动方向)，且速度大于63千米/秒，成为一

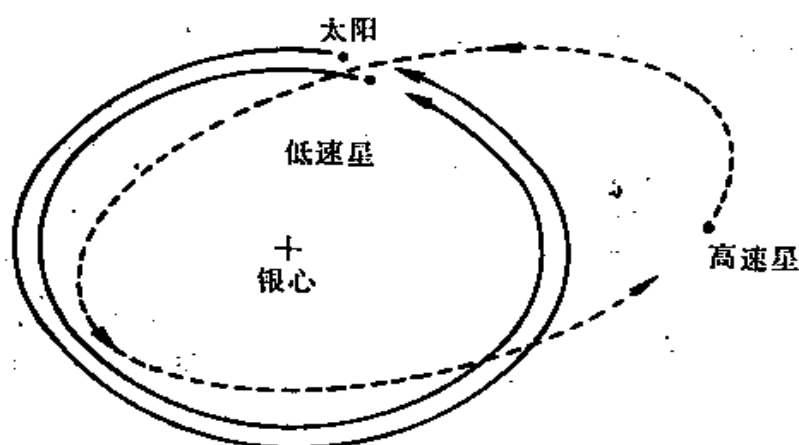


图 11.18 低速星和高速星的轨道

颗高速星，则它相对于银心的转动速度应大于313千米/秒。这样大的速度差不多已超过或接近太阳附近的银河系逃逸速度，它应脱离银河系，或至少跑到远离太阳的地方。这就是为什么几乎观测不到向着以银经 90° 为中心的半条银河方向运动的高速星的原因。

§ 11.4 星 族

一、银河系的全貌

为了研究银河系的结构，首先必须了解它的形态，认识其全貌。可是，对于栖息于银河系一隅之地的地球上的观测者来说，这是一件困难的事，其处境正如“不识庐山真面目，只缘身在此山中”的诗句所描写的。事实上，地球上的观测者通过光学波段能看清的太阳附近的区域仅占整个银河系的一小部分，大部分区域为星际物质所遮掩。在人类认识银河系全貌的过程中，河外星系的形态起了重要的启示作用。位于银河系以外的星系的全貌通过照相

或目视观测很容易看出(见 § 12.1), 以此为参照, 结合对银河系的光学和射电观测, 终于确定银河系是一个旋涡星系。

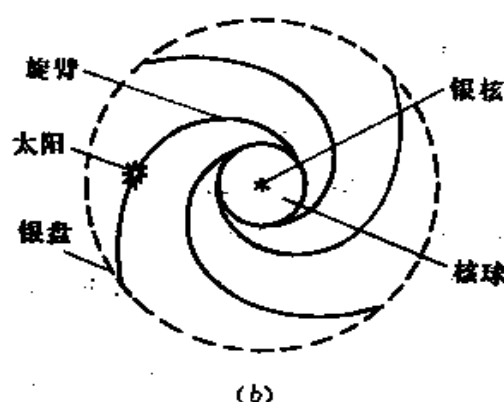
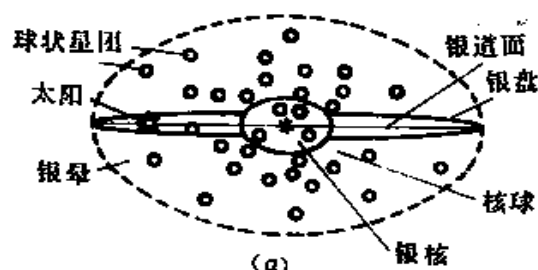


图 11.19 银河系全貌的示意图

(a) 侧视 (b) 俯视

当今天文学家所认识的银河系的全貌如图 11.19 描绘。一个河外星系内的观测者, 如果他位于银河系对称平面的方向, 看到的银河系应具有 *a* 图的形态; 如果他位于银极的方向, 则所见的银河系应呈现 *b* 图的风貌。在银河系对称平面附近, 恒星的密度比远离对称平面的地方大, 并且集结了大部分星际物质, 构成一个扁盘形的区域, 称为银盘。在银盘中叠加了若干条旋涡星系必定具备的旋臂。中央凸起的扁球体叫做核球, 而银河系的核心——银核——深深地隐藏

在核球中央的一个很小的区域内。在银盘四周广阔的空间里散布着球状星团和天琴 RR 型星等天体, 形成了一个近于球形的银河系的晕, 称为银晕。此外, 近年的研究表明, 银河系可能被一个范围更大的银冕包围着。关于银盘、旋臂、核球、银核和银晕的大小与结构的知识将在下面两节中分别叙述。

二、星族概念的建立

第二次世界大战期间, 在美国威尔逊山天文台工作的德国天文学家巴德获得了绝无仅有的悉心研究河外星系的良机。作为德

国侨民巴德的行动受到了限制，不能越出威尔逊山周围的一个小区域。他的美国同事则纷纷放下天文工作，为美国政府效力，这使他得到了使用当时世界上最大的口径2.5米反射望远镜的许多观测时间。同时，由于附近的大城市洛杉矶和其他一些城镇实行了灯火管制，威尔逊山天文台的夜空空前黑暗，给天文观测带来极为有利的条件。

1944年，巴德对仙女星系(M31)和另外几个邻近的星系进行了研究。根据M31距离的数据，在该星系内光度跟太阳差不多的恒星是不可能观测到的，只有比绝对星等 $-3^m \sim -5^m$ 更亮的星才可以看到，实际上，这样亮的星在M31外侧的旋臂区域的照片上清楚地显示出来。但是，巴德发现，用通常对蓝光敏感的底片对M31中央区域摄影却不可能获得单颗恒星的像。继而他使用对红光敏化的底片成功地将M31的中央区域及它近旁的椭圆星系M32和NGC 205分解为星。他对这些恒星绘制了赫罗图，发现它们绝大多数是红巨星，几乎没有主序星，它们不同于太阳邻近的或疏散星团内的恒星，但跟球状星团内的恒星类似。于是他提出，象M31那样的星系中的恒星分属两个星族，称为星族I和星族II。对于银河系情况也相同。巴德认为，银盘内的大多数恒星属于星族I，银晕以及核球中的恒星主要属于星族II。

星族I中最亮的恒星呈蓝白色，它们是O型和B型超巨星，绝对星等达 $-7^m \sim -9^m$ ；而星族II中最亮的恒星是红巨星，绝对星等约为 -3^m 。前者的光度约为后者的100倍。但应当指出，星族I的恒星并不都是光度大的蓝星和白星，它们大多是主序右下端的红矮星以及类似于太阳的恒星；同样，星族II的恒星不全是红巨星，红巨星只是它们中的最亮者。

星族I和星族II恒星的赫罗图分别可用疏散星团和球状星团典型的赫罗图作为代表，它们之间的差异是很明显的。O型和B型星之类的十分年轻的恒星是星族I的成员。按质量计的重元素

丰度在星族 I 恒星内达 $1 \sim 2\%$ ，而星族 II 恒星约只有前者的百分之一，故两者分别有富金属星和贫金属星之称。这些事实都表明，星族 II 恒星是在银河系演化早期诞生的恒星，至今已很老了；而星族 I 是后来形成的，其中包括十分年轻的星。

由上所述可以看到，两个星族的恒星在物理特性、演化和空间分布方面都有明显的不同。巴德提出两个星族的概念是很有意义的，向着深入研究银河系和其他星系的结构迈出了重要的一步。

三、星族的类型

天文学家经过广泛和更深入的研究之后，认识到巴德提出的两个星族是过于简单了。例如，球状星团和核球虽然都包含红巨星，但两者的成员星是有差别的，核球内的恒星重元素丰度跟太阳相仿，比球状星团内的恒星高得多。自五十年代以来，天文学家丰富了星族的划分，现在最流行的是将恒星包括其他一些类型的天体分成五个星族。表 11.2 列出了五个星族包含的成员，这些成员的绝大多数已在前面三章中讲过。

(1) 极端星族 I (年轻星族 I)：由跟旋涡结构有关的天体组成。成员星通常出现在星云集聚的区域，发射星云尤其可以作为这个星族所在区域的标志。成员星都是十分年轻的，它们的年龄小于 5×10^8 年，有些成员的年龄甚至小于 1×10^6 年。以 $|\bar{z}|$ 和 $|\bar{V}_z|$ 分别表示成员星离银道面的距离以及垂直于银道面方向的速度分量的绝对值的平均，则对于极端星族 I， $|\bar{z}| = 70$ 秒差距， $|\bar{V}_z| = 8$ 千米/秒，都是五个星族中最小的，表明向银道面高度集聚。

(2) 中介星族 I (较老星族 I)：成员星比极端星族 I 的恒星稍老，年龄达 $5 \times 10^8 \sim 5 \times 10^9$ 年，自形成以来它们已从旋臂和其他的诞生地扩散开去。 $|\bar{z}| = 150$ 秒差距， $|\bar{V}_z| = 10$ 千米/秒，成员星也向银道面集聚。

(3) 圆盘星族：成员星的年龄为 $2 \times 10^9 \sim 1 \times 10^{10}$ 年，太阳属于这个星族。 $|\bar{z}| = 400$ 秒差距， $|\bar{V}_z| = 18$ 千米/秒。

(4) 中介星族 II：大多数年龄约为 10^{10} 年的老星属于这个星族。 $|\bar{z}| = 700$ 秒差距， $|\bar{V}_z| = 25$ 千米/秒，成员星离银道面较远。极端星族 I、中介星族 I 和圆盘星族的恒星几乎在圆轨道上绕银心转动，而中介星族 II 恒星的轨道十分扁长。

(5) 晕星族 II (极端星族 II)：这个星族包含了银河系中最老的天体，它们是在银河系演化的最早阶段形成的，那时银河系并不很扁。 $|\bar{z}| = 2000$ 秒差距， $|\bar{V}_z| = 75$ 千米/秒。

有些天文学家建议将银核和其他旋涡星系核心中的天体单独作为一个星族，并称之为核星族。由于观测受到很大限制，目前对于核星族知之甚少，其成员可能有：天琴 RR 型星、重元素丰度较大的球状星团、行星状星云、大量的 M 型矮星、光谱型 G ~ M 并有很强 CN 带的巨星、红外天体。

综观五个星族，从极端星族 I 到晕星族 II，成员星年龄增加，重元素丰度减小，向银道面的集聚程度减小，垂直于银道面的速度分量增加，速度弥散度从 10 千米/秒左右增大到约 130 千米/秒。这些资料对于研究银河系的演化和动力学是有深远意义的。

为了简便起见，许多天文书籍，包括本书在内，涉及星族时在多数场合仅笼统地提星族 I 和星族 II。总的说来，在银道面附近的天体大多属于前者，远离银道面在银晕内的天体都属于后者。

四、星族和次系

自从 1925 年林德 I 布拉德提出次系概念以后，苏联天文学家库卡尔金 (Б. В. Кукаркин) 和帕连纳戈 (П. П. Паренаго) 在四十至五十年代发展了这个概念。他们根据空间分布和运动特征 (绕银心转动速度，速度弥散度等) 把银河系中由物理特性相同或相近的恒星所组成的各个次系分为三类，分别叫做扁平次系、中介次

系和球状次系。扁平次系高度集聚于银道面的近旁，属于这一类的有O型星次系、B型星次系、经典造父变星次系和疏散星团次系等。球状次系向银道面集聚程度小，但向银心集聚程度大，绕银心转动的速度比扁平次系约小100千米/秒，速度弥散度则比扁平次系大得多。这一类包括天琴RR型星次系、球状星团次系、亚矮星次系和室女W型星次系等。中介次系的空间分布和运动特征介于扁平次系与球状次系之间，包括矮型星次系、新星次系、白矮星次系和行星状星云次系等。

把星族与次系的类型作一比较，显然它们是相似的。因此星族和次系是两个平行的概念。前者侧重于恒星在赫罗图上演化位置和物理特性，而后者着重于恒星空间分布和运动的特征，在多数情况下两者可以统一起来。当今被国际天文界更多地采用的是星族概念。

§ 11.5 银盘和旋臂

一、银盘

1. 光度函数 为了研究恒星系统的结构，对恒星进行“普查”是必不可少的。普查不仅应统计恒星的数目，还应取得恒星的各種特性的统计资料。其中，恒星数目随光度的分布对恒星空间分布的研究是很重要的。这种分布叫做光度函数，而光度常以绝对星等代替。由于对整个银河系的普查不可能办到，实际上是取一个典型的空間区域，例如一个边长为1000光年的立方体，对这个区域内的恒星进行统计。

光度函数分两种。一种是对所有光谱型恒星的普遍光度函数，另一种是对某一光谱型恒星而言的。对于某一个星团或星协也可确定其专有的光度函数。

确定光度函数需要获得许多恒星的距离数据,以便将视星等归算为绝对星等。对于太阳邻近的星,距离用三角视差法测得;对于距离远的星,利用分光视差或平均视差。所选取的恒星的光度应覆盖尽可能大的范围。然而,光度很小的星只有离太阳很近的才能观测到,而在太阳邻近的空间内,光度大的星几乎没有,如果把研究的区域扩大,包含一定数量光度大的星,则许多光度小的星根本观测不到,能看到的距离不易精确测定。这种顾此失彼的局面使得光度函数的确定成为一项十分艰难的任务。实际上,普遍光度函数首先是通过对于不同光谱型的恒星分别建立各自的光度函数,然后将它们综合起来而得到的。观测表明,银道面近旁恒星的光度函数与离银道面较远处的有显著不同,主要差别在于光度大的B型和A型星的数目随离银道面距离的增加下降得比G型和K型矮星快得多,在离银道面500秒差距的高度上B型和A型星已几乎绝迹。但是在应用光度函数于恒星统计时,这种差别往往难以顾及。通常只能假定整个银河系的光度函数取为对于太阳邻近恒星得到的光度函数。这个函数如图11.20所示,横坐标是绝对照相星等,纵坐标是在边长为1000光年的正方体内相应光度的恒星数目。

2. 银盘概况 把光度函数用于银盘。由图11.20可见,这个函数在绝对照相星等 14^m 处有极大,银盘里约95%的恒星的光度比太阳小。虽然光度很大的星数量稀少,但银盘的背景星光的大部分是由它们贡献的。

利用质光关系,将光度函数转化为恒星数目随质量的分布,得出在太阳邻近每立方光年的体积内约含有恒星质量 $0.0014M_{\odot}$,在可见光波段每秒辐射 $0.0017L_{\odot}$ 的能量。这些数据表明了银盘中恒星及其辐射能流的空间密度是何等地小。

在垂直于银道面的方向,银盘并没有截然分明的边界,为了估计其厚度,首先对它作一定义:天体的空间密度减小到等于银

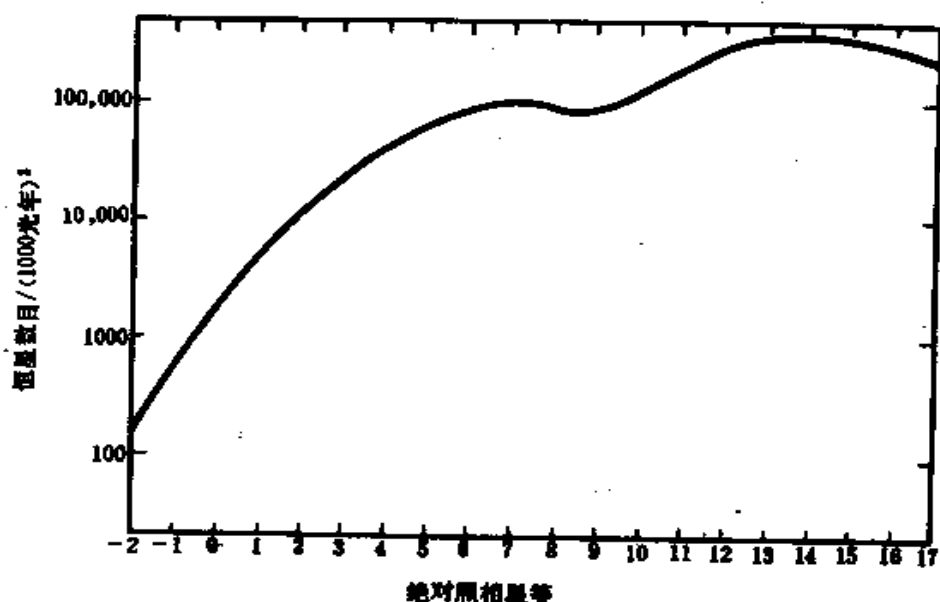


图 11.20 光度函数

道面中密度值一半的地方离银道面的高度。由于不同光谱型的恒星分布的方式不一样，因此利用不同类型的恒星得到的厚度数据也不等。例如，对O型星得到50秒差距，G型主序星为350秒差距，G，K和M型星一起给出厚度为700秒差距的结果。银盘内恒星栖息区域的直径约为40千秒差距，厚度只及直径的 $\frac{1}{60}$ ，因此从整体来看，银盘是非常薄的。

通过恒星空间分布资料的分析，发现太阳并不恰好在银河系对称平面内，而是位于该平面之北大约12秒差距的地方。正因为如此，银心方向的银纬不等于 0° ，而是 $-1^\circ 24'$ 。

银盘内的恒星嵌在气体和尘埃之中。气盘伸展到更大的范围，直径达50~60千秒差距。对HI的观测表明，气盘在太阳处的厚度为250秒差距，厚度向外增加，在外边缘达3千秒差距，因而气盘呈向银道面两侧翘起的态势。气盘内HI的总质量估计为 $3 \times 10^9 M_\odot$ ，平均密度约为 3×10^5 个原子/米³，但在太阳轨道以外很远

的区域内密度低得多。

用射电望远镜不能直接探测 H_2 分子的分布,但可以通过CO分子的观测来间接追踪 H_2 。因为有许多证据表明,星际空间中凡是有CO的地方必定存在 H_2 ,即适宜于形成CO和 H_2 的环境是相同的。银河系内CO分子的分布如图11.21a所示,纵坐标给出CO的相对数量,横坐标是离银心的距离 R ,包括了2~19千秒差距的范围。总的说来,CO并不仿效HI的分布。在 $R=6$ 千秒差距处CO最密,从 $R=8$ 千秒差距向外,密度猛跌,而HI的密度大致保持相同(图11.21 b)。在 $R=4$ 千秒差距以内,CO的密度也减小,但下降幅度不很大。CO层的厚度为125秒差距。由CO推测 H_2 的分布,在太阳轨道以内, H_2 分子大约占氢元素的93%,相反,在太阳轨道以外,大部分的氢以HI的形式存在。

星际尘埃常与分子云混在一起,因而可能也遵循CO的分布方式。观测表明,沿银道面星际红化最显著,特别在银心方向。在银心和太阳之间可见光波段上的消光达到 $25^m \sim 30^m$,以致银核是看不见的。不然,很可能可以看到亮度超过满月的银核。

在太阳附近几百秒差距以内有一些浓密的暗星云,造成了银

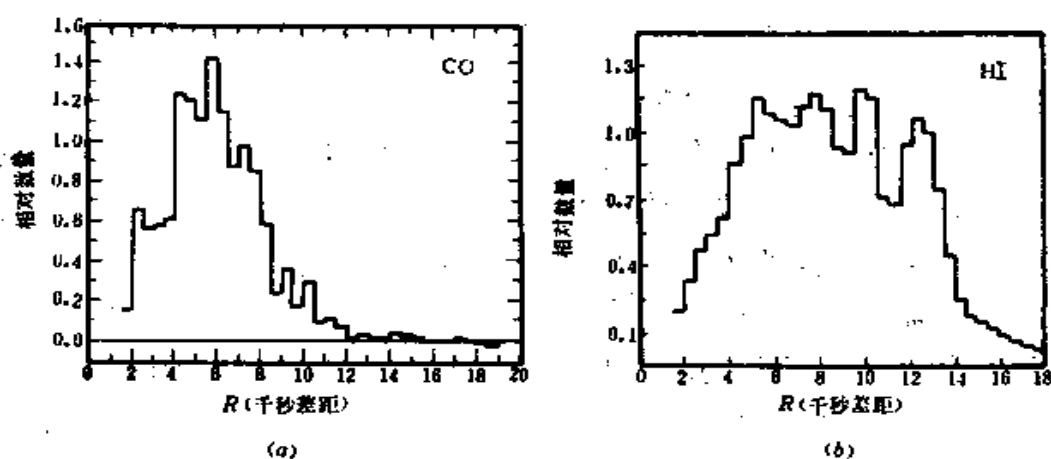


图 11.21 银河系中CO分子 (a)与HI原子 (b)的相对数量的分布

河中“大分叉”的黑暗区域。

二、旋臂证认

1. 光学证认 四十年代后期,巴德和梅奥尔(N. U. Mayall)研究了离银河系最近的旋涡星系M31的结构,他们发现,该星系的旋臂在对蓝光敏感的照片上显现得最清晰,在旋臂中的天体有:O~B2型星以及包含它们的疏散星团和星协,H II区,周期在10天以上的经典造父变星。它们成为旋臂的“示踪天体”。

巴德呼吁天文学家观测银河系内的这些示踪天体来证认银河系的旋臂。可是,这不是一个能轻而易举完成的研究课题。首先,对于研究旋臂来说,位于银道面附近的太阳是处在一个十分不利的位置上,观测者不是正面观测旋臂,而是从侧面看。其次,集结在银道面附近的星际尘埃对光学观测带来很大的限制。此外,这项研究要求能较精确地测定示踪天体的距离。

1951年,摩根等人利用O型、B型星和H II区来决定银河系旋臂的位置。随后,另外一些天文学家利用不同的示踪天体作了类似的研究。综合这些光学波段上的观测,发现在太阳附近有三段平行的旋臂,它们都是按照主要的所在方向的星座命名的(图11.22)。离太阳最近的叫天鹅臂,它长约3.7千秒差距,宽约370秒差距。天鹅臂有一小分支伸向猎户座,太阳很靠近它的内边缘。在天鹅臂之外,离太阳2千秒差距有一段英仙臂。在天鹅臂以内2千秒差距处的一段旋臂叫做人马臂。此外,有一些迹象表明,在太阳轨道以内4千秒差距处可能有一段矩尺臂。有人认为在船底座方向集结的气体、尘埃和年轻恒星也是旋臂的一部分,并且可能是人马臂的延伸。

应当指出,光学观测资料仅仅伸展到离太阳约1千秒差距的范围,远不足以描绘出银河系旋臂的整幅图象,所发现的几段旋臂并不能表明银河系就是有那么多条旋臂,也许它们只是两条旋

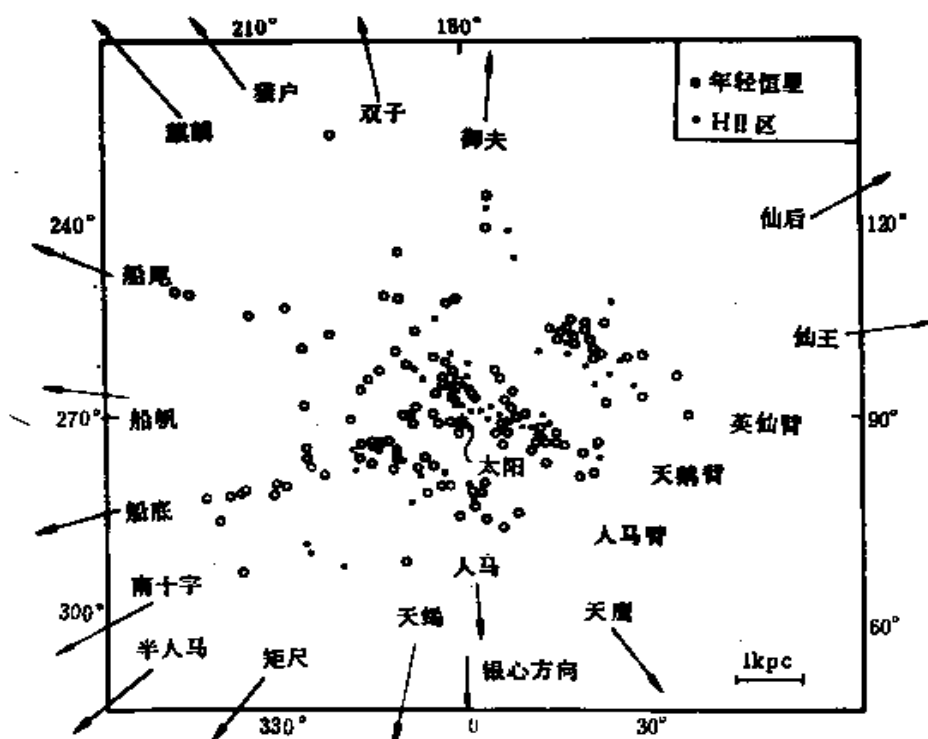


图 11.22 太阳附近的三段旋臂。图的四周标出了沿银河的星座和银经

臂的若干部分。

2. 射电探测 观测表明, 旋臂收罗了银河系中大部分气体、尘埃和年轻恒星, 旋臂内物质的总密度大致是旋臂之间区域的10倍。在太阳附近的旋臂内星际弥漫物质和恒星的质量大约各占一半, 但对于整个银河系而言, 弥漫物质还不到总质量的10%。由此可见, 旋臂是星际气体集结的场所, 观测HI 21厘米谱线对于探测银河系的旋臂应起重要作用, 而且射电观测不受星际尘埃的阻碍, 甚至可以达到银心的另一侧。

通常在某一方向上HI 21厘米谱线的轮廓中会出现几个峰, 例如如图11.15有五个峰, 表明视线穿过了五个HI集结的云, 它们很可能在旋臂内, 测定每个峰对应的视向速度, 由(11.37)式计算 $\omega(R)$, 然后利用银河系的自转曲线查得与 $\omega(R)$ 对应的 R 值, 即定

出了HI云的位置。沿着银道各个方向观测,将HI云的位置绘制成图,便可揭示旋臂的踪迹。

迄今,一些研究者得出的银河系射电旋涡结构图彼此并不一致,这可能有多方面的原因。例如,分析观测资料的方法不同;HI云的运动轨道并不严格是圆,它们除了作绕银心的圆周运动外,还有随机运动,从而导致距离估算不准确。作为观测结果之一在图11.23中展示。

顺便指出,在探测银河系旋涡结构的过程中,光学和射电观

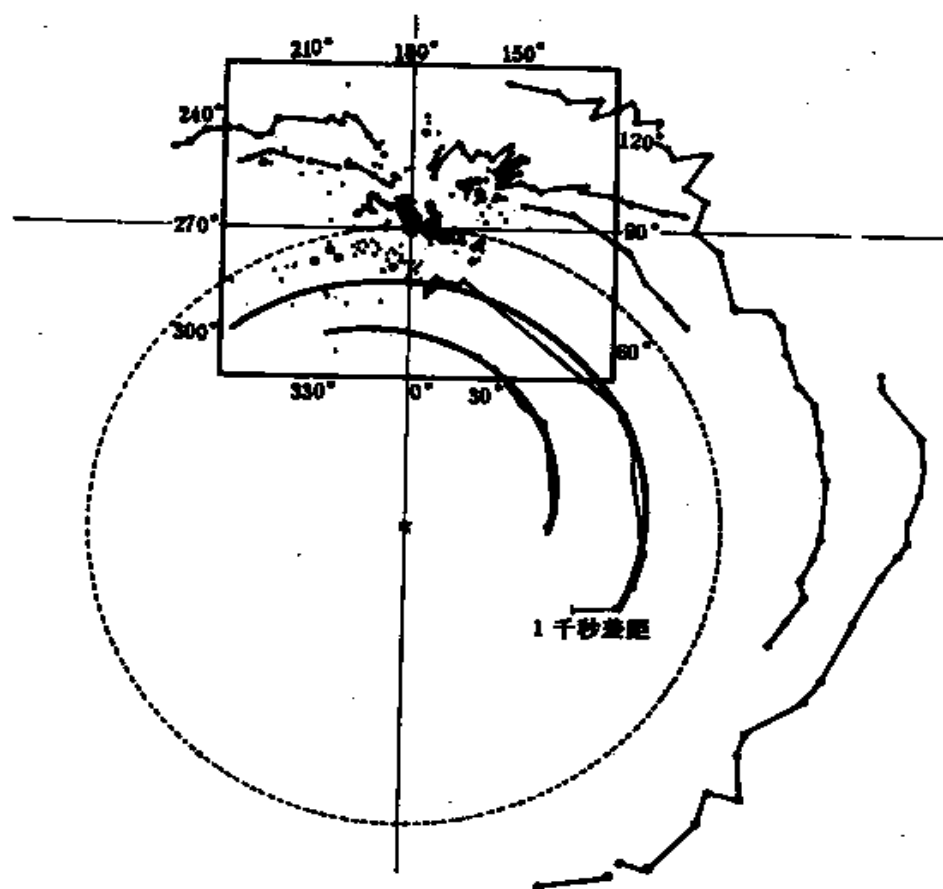


图 11.23 由HI 21厘米谱线的观测资料得出的银河系旋涡结构图。

为了比较,太阳附近的方框内也包括了光学观测的结果

测起了相互取长补短的作用。在太阳附近，光学观测结果比射电可靠；但在太阳轨道以内4千秒差距以外的区域，则几乎都是射电观测的贡献。尽管射电观测结果相互存在着矛盾，未能得出银河系旋涡结构的总体图案，甚至旋臂的数目仍悬而未决，但银河系是一个旋涡星系的结论已确定无疑。

三、旋臂理论

1. 旋涡结构的持续性 旋涡结构是星系的一种相当普遍的现象，在离银河系较近的星系中，有旋涡结构的占60%以上。长期以来，如何解释这种现象是一个引人注目的天文研究课题。在六十年代中期以前，除了林德布拉德以外，天文学家都认为旋涡图案是由物质臂构成的。所谓物质臂是指旋臂自始至终由同一些恒星、气体和尘埃组成。但这个观点遇到了两个问题的挑战：

(1) 物质聚集在旋臂内的原因是什么？天文学家起初假设，大尺度的磁场是引起并维持旋涡结构的原因。然而，后来发现银河系内星际磁场的强度只有 $10^{-10} \sim 10^{-9}$ 特，这样弱的磁场不可能控制星际物质形成旋臂。

(2) 旋涡结构如何能持续很长的时间？这个问题也就是物质臂必然会面临的缠卷困难的问题。由于银河系和其他旋涡星系的自转不是刚体式的，而是较差式的，里面部分的转动角速度比外面部分大。如果自转的方向是沿着旋臂从外向里，则经过绕转几周后，旋臂将变得越来越紧。图11.21所示的是当旋臂最里面部分（点1）绕转一周后旋臂图案的变化，从开始时绕星系中心略超过一圈发展到缠绕两圈。在相反的情况，即自转方向是沿着旋臂从里向外，则旋臂将变得越来越松。银河系自形成以来已旋转了不下几十圈，按理旋臂应缠卷得非常紧或已完全松散，但实际情况远非如此，星系的旋臂极少有缠绕两圈以上的。也许有人会争辩，旋臂并不如银河系那样年老，它们是不久前才形成的。如果说这

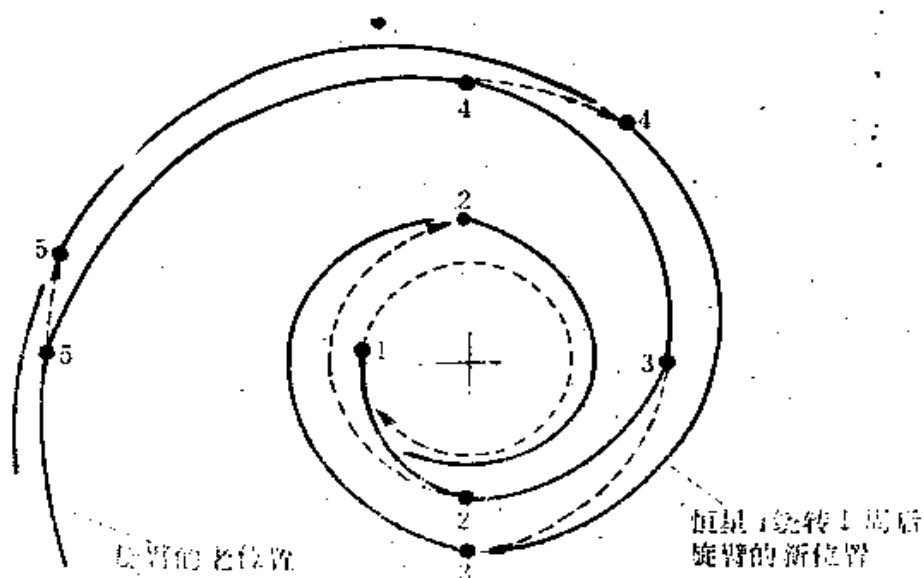


图 11.21 由于星系整体自转，在自转方向沿着旋臂从外向里的情况下物质臂应越绕越紧

种论断在旋涡结构仅是个别星系特有的现象的情况下尚有正确的可能。那么在旋涡结构为许多星系所共有的实际情况下是无法使人相信的，因为不能设想所有旋涡星系的旋臂都很凑巧是最近形成的，还来不及缠紧或松散。况且，对于距离银河系数以亿光年计的遥远的旋涡星系，今天看到的旋涡结构其实是若干亿年前存在的。这些观测事实表明，星系的旋涡结构不是短时期内出现的现象，它至少持续了几十亿年。

2. 密度波理论 1912年，林德布拉德为了解释星系的旋涡结构提出了密度波的概念，并且多年致力于发展密度波的理论，但由于缺乏定量的结果，这个理论未被天文界接受。从1964年起，华裔美国学者林家翘 (C. C. Lin) 及其合作者徐退生 (F. H. Shu) 等人发展了密度波理论，他们建立了一整套的数学方法使这个理论具有定量的形式，并且取得了一些与观测相符合的结果，在国际天文界引起了很大反响。

按照密度波理论，星系的旋涡结构是由引力引起的。作为理

论的出发点，林家翘假设在高度扁平的旋转着的星系的中央平面内引力势有一个螺旋式的扰动成分，形成了引力势分布中数值极小的波谷。当在近于圆轨道上运动的气体和恒星进入螺旋式的引力势波谷后，速度减慢，表现为物质的聚集；当它们穿出波谷后，速度增加，表现为物质的松散，于是出现了物质密度的波动——密度波。沿着引力势的波谷物质密度最高，呈现为旋臂。

在密度波理论中，引力势的旋涡图案绕星系中心作刚体转动，即其上各点的角速度相等，转动方向和星系自转方向相同。旋涡图案旋转得比星系大部分区域内的天体慢。对于银河系，旋涡图案的角速度取为 13.5 千米（秒·千秒差距），大约仅为太阳附近天体的转动角速度的一半。

密度波理论中的旋臂与物质臂的一个根本区别在于：前者是密度波的产物，由于气体和恒星绕星系中心旋转跟旋涡图案不同步，它们不断地进入和穿出旋臂，因而旋臂的成员不断在更换，处于某种动态平衡中，故旋涡图案不变；而物质臂始终是由同一些成员组成的。这种密度波的概念可以形象地以公路上流动的汽车作比喻。如果在一段公路上飞驰的许多小汽车中夹杂了一辆满载货物行驶缓慢的卡车，则在卡车后面的小汽车势必受到阻塞，但仍不断有小汽车绕过卡车后高速前进。一个站在公路旁高山上的观测者看到的这番情景很类似于密度波理论中的旋臂：卡车后面小汽车密集，卡车前面小汽车分布得较稀疏，形成了密度的波动，尽管密集和稀疏地段的小汽车不断在更换，但随着卡车缓慢移动的疏密图案却具有持续性。显然，在密度波理论中不存在旋臂缠卷的问题。

密度波理论得出，在高度扁平的星系中有一个旋涡结构盛行的区域。对于银河系，这个区域大致介于离中心 5 ~ 15 千秒差距之间，太阳正位于旋涡结构生成的区域内。密度波理论预言，从星系核相对的两侧延展出的两条旋臂是稳定的旋涡结构，因而能

长久存留。

旋涡图案在星系盘内转动,它相对于气体的速度超过声速,当它扫过时,气体突然受到压缩,在旋涡图案的前沿形成了具有星系尺度的激波。激波促使被压缩的气体云坍缩,形成巨大的分子云复合体,然后产生了恒星和H II区。气体被压缩也有助于产生尘埃,于是在激波后面应有尘埃窄带。新诞生的恒星质量大小各异,其中光度大的O型和B型星寿命只有 $10^6 \sim 10^7$ 年,在这段时间里它们相对于旋涡图案仅位移了很短的路程,因而始终标志着旋臂的踪迹。随着旋涡图案在星系盘内移动,不断有新的恒星形成,它们取代了以前形成的光度已衰退的恒星,旋臂特征得以长期维持。

密度波理论可以计算出双旋臂的宏观图象,解释旋涡结构的持续性,预示旋臂的一般特征,因此它取得了很大成功。然而,这个理论也遇到一些困难。最严重的是它至今不能圆满地说明螺旋式的引力势扰动是如何起源的。另外,通过星际物质的密度波应损耗能量,如果没有能量供应,大约在10亿年内将消失。考虑到激波也要消耗能量,则在1亿年内就将消失。现在还不清楚什么供能机制会在其中起作用。

四、古德带

天文学家对B型星的空间分布经过几十年的研究,确认在太阳附近有一个不同于星团或星协的比较独特的恒星系统,叫做古德带,因古德(B.A.Gould)于1879年最早发现它而得名,也有本星团之称。

古德带是从猎户座内的旋臂部分伸展出去的一条亮星集中的带。主要成员是B2~B5型星,还有O型星、弥漫星云和几个星协。古德带长约700秒差距,宽70秒差距,质量估计为 $2 \times 10^5 M_{\odot}$,因此比疏散星团和星协都大。古德带与银道约成 16° 的交角,其中心在 $l = 270^\circ$, $b = -3^\circ$ 的方向,离太阳100秒差距。带的平面位于

太阳南面，相距12秒差距。

值得注意的是古德带延伸的方向垂直于银心的方向，也就是与银河系自转的方向符合，但跟太阳附近的旋臂的延伸方向不完全一致，它是否位于银河系的旋臂之中还不能确定。

1954年，法国天文学家沃库勒 (G. Vaucouleurs) 发现大麦哲伦云这个银河系的伴星系与银河系之间有物质相连，连接物质在银经 $230^{\circ} \sim 240^{\circ}$ 方向延伸。他认为古德带可能是连接物质的一部分，它对银道的倾斜是大麦哲伦云的影响所致。

§ 11.6 核球、银核和银晕

一、核球

银河系的银盘与中央区域联在一起形如凸透镜或铁饼，中央凸起的部分就是核球。它的外边缘离银心约5千秒差距，在那里有一个由巨大的H II区组成的环以及许多分子和尘埃云。核球里面有许多恒星，由于受星际物质的遮蔽，关于它们的星族特征还不很清楚，有些天文学家认为大多是星族II恒星，另一些则认为以年老的星族I恒星为主。除了恒星之外，还有一些较特殊的结构。

通过H I 21厘米射电辐射观测，发现离银心约3千秒差距处有一个正在膨胀且旋转着的旋臂或气环，介于太阳与银心之间的部分以50千米/秒的速度朝向观测者运动；在银心另一侧的部分以135千米/秒的速度背离观测者运动。它大概是在 3×10^7 年以前从银核抛出的H II气体的产物。还有其他的迹象表明银核曾经有过爆发活动，其中包括在高银纬天区观测到的高速H I云以及存在一个与银河系对称平面倾斜 20° 、半径为1500秒差距的H₂分子薄盘结构。

在离银心 300 秒差距处还发现一个环，那里有许多年轻的恒星群以及与之成协的高温 H II 区、分子云和尘埃云。估计在银心周围半径 300 秒差距以内物质的总质量为 $1.5 \times 10^6 M_{\odot}$ ，其中气体约占 1 ~ 2%，而以 H II 区为主的电离气体占气体总质量的 15%。

二、银核

核球的中央是银核。天文学家对于银核的研究刚刚开始，认识还很肤浅。关于银核的大小至今没有明确一致的意见，一般认为它是在银河系中心半径只有几个秒差距的小区域。在目前的观测水平下，严格地划分银核的外边界既缺乏依据也没有意义。为了叙述的连贯起见，这里介绍银核的情况时所涉及的天体中有的离银心的距离已超越了几个秒差距。在不少天文书籍中含糊地以“银心区域”代替，实际上它是指包括银核在内的更大一些的范围。

由于太阳与银心之间的星际尘埃对可见光有严重的消光作用，研究银核主要依仗射电、红外、X射线和γ射线波段上的观测。此外，观测邻近的星系的核心也有助于认识银核的性质。

1. 射电观测 早在 1911—1922 年，奥斯基最先接收到了来自银心方向的射电辐射。在四十年代得到的第一批射电连续辐射图上，银心方向的强度出现极大值。1951 年，皮丁顿 (J. H. P. + J. A. + J. C. + J. M.) 发现人马座中一个分立的强射电源，它明显位于银心的方向，按照他们的建议，这个射电源取名为人马 A。

经过多年的观测，射电天文学家获得了银心区域的许多射电图，其中多恩斯 (D. Donnelly) 等人在 3.75 厘米波长上观测到的一幅图 (图 11.25) 非常有名。图中，射电辐射等强度线上标出的数字是天线温度，它是射电望远镜天线接收功率的一种量度，其数值跟天线的大小有关，但是对于同一架天线，天线温度与射电源辐射的强度成正比。图上沿着银道有一串分立射电源，共八个，它们

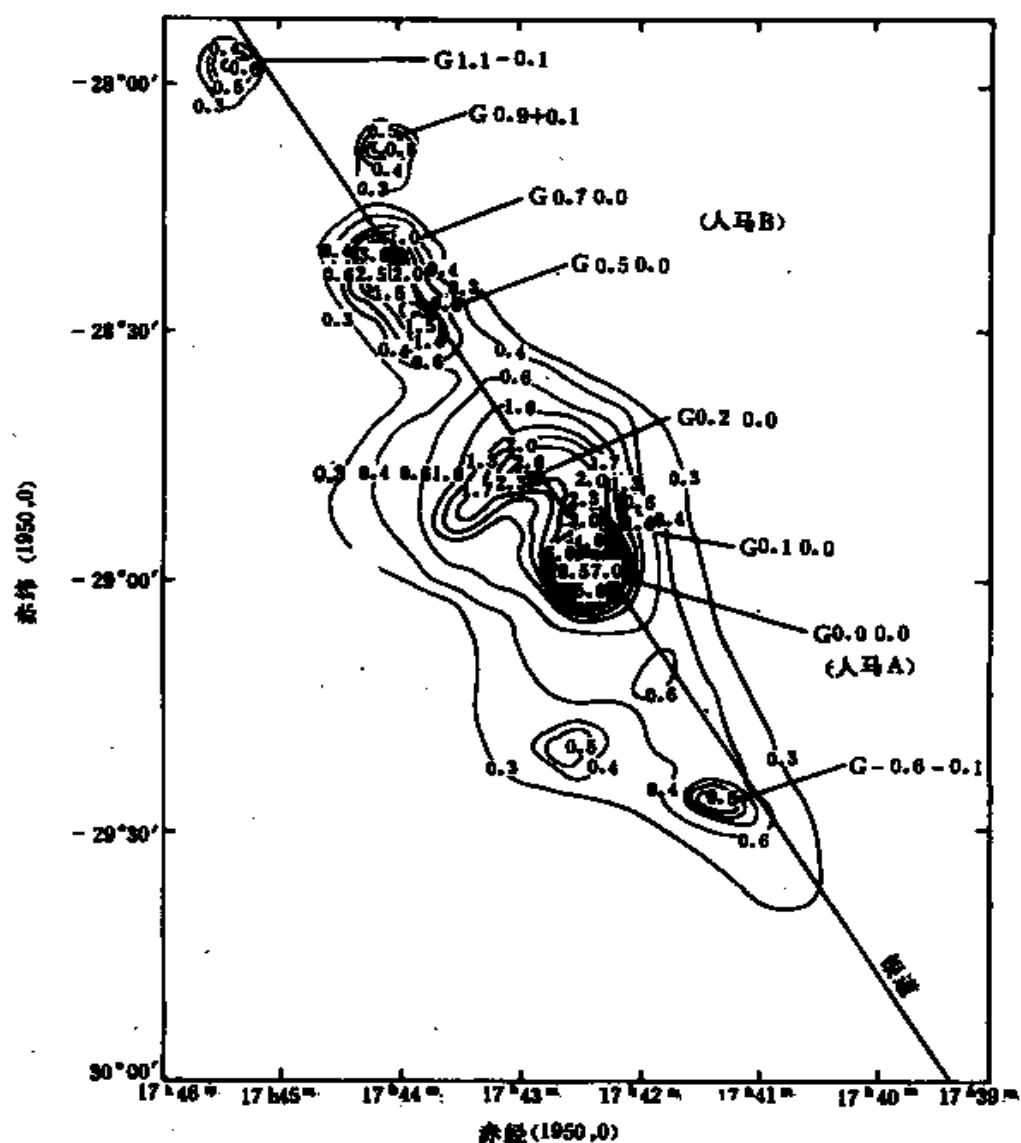


图 11.25 3.75厘米波长的银心区域射电图

以字母G后面附银经和银纬的数字表示，其中最强的是人马A，现在普遍认为它是银心位置的标志。

在不同波长上观测这些射电源，分析它们的亮度随波长的分布，表明人马A在物理性质上不同于它附近的七个射电源。前者

的射电辐射中一部分来自电离气体，另一部分跟蟹状星云十分相似，是磁场中相对论性电子的同步加速辐射；后者呈现H II区的特征，其射电辐射是自由电子与原子在复合过程中产生的。

在高分辨的射电图上，人马A实际上分解成两个射电源，按照它们相对的方位，分别称作人马A东和人马A西(图11.26)。人马A东的角直径为150″，具有同步加速辐射谱。人马A西的角直径为45″，射电辐射谱与H II区的类似，其内有一个点状射电源，可能是银河系真正的核心。

从研究星际分子的观点看，位于人马A东北方40′的人马B很引人注目，这个射电源至少由七个致密的H II区组成，并且埋藏在一个直径约为30秒差距的分子云内，几乎每一种星际分子首先是在这里被发现的。

2. 红外观测 银心区域辐射的可见光中能透过星际尘埃

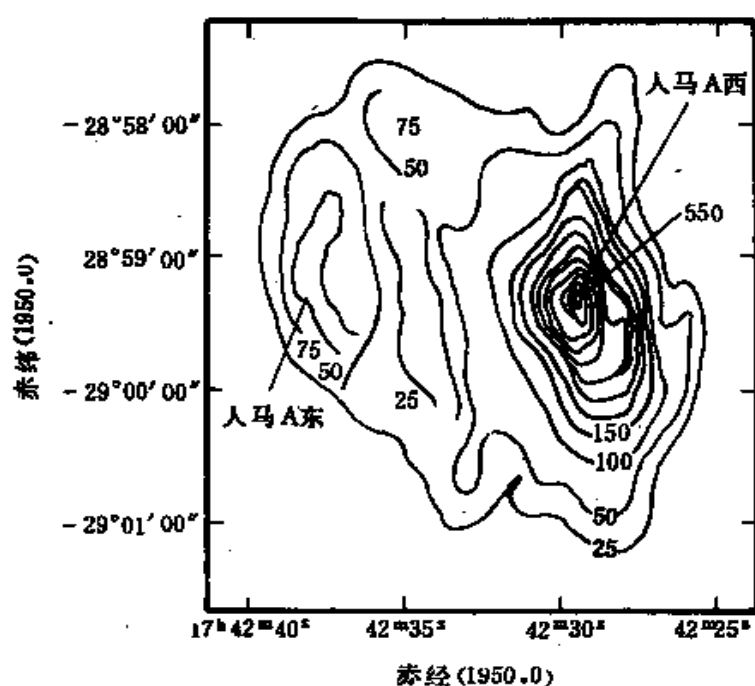


图 11.26 人马A的高分辨射电图，它由人马A东和人马A西组成

到达地球的只占 $10^{-10} \sim 10^{-12}$ ，而近红外辐射中约10%可到达地球。对银心区域的红外观测最早是在1951年由苏联天文学家进行的。六十年代后期这个领域才开始取得较大的进展。作为图11.25的继续，图11.27中绘出了银心区域八个射电源的位置以及

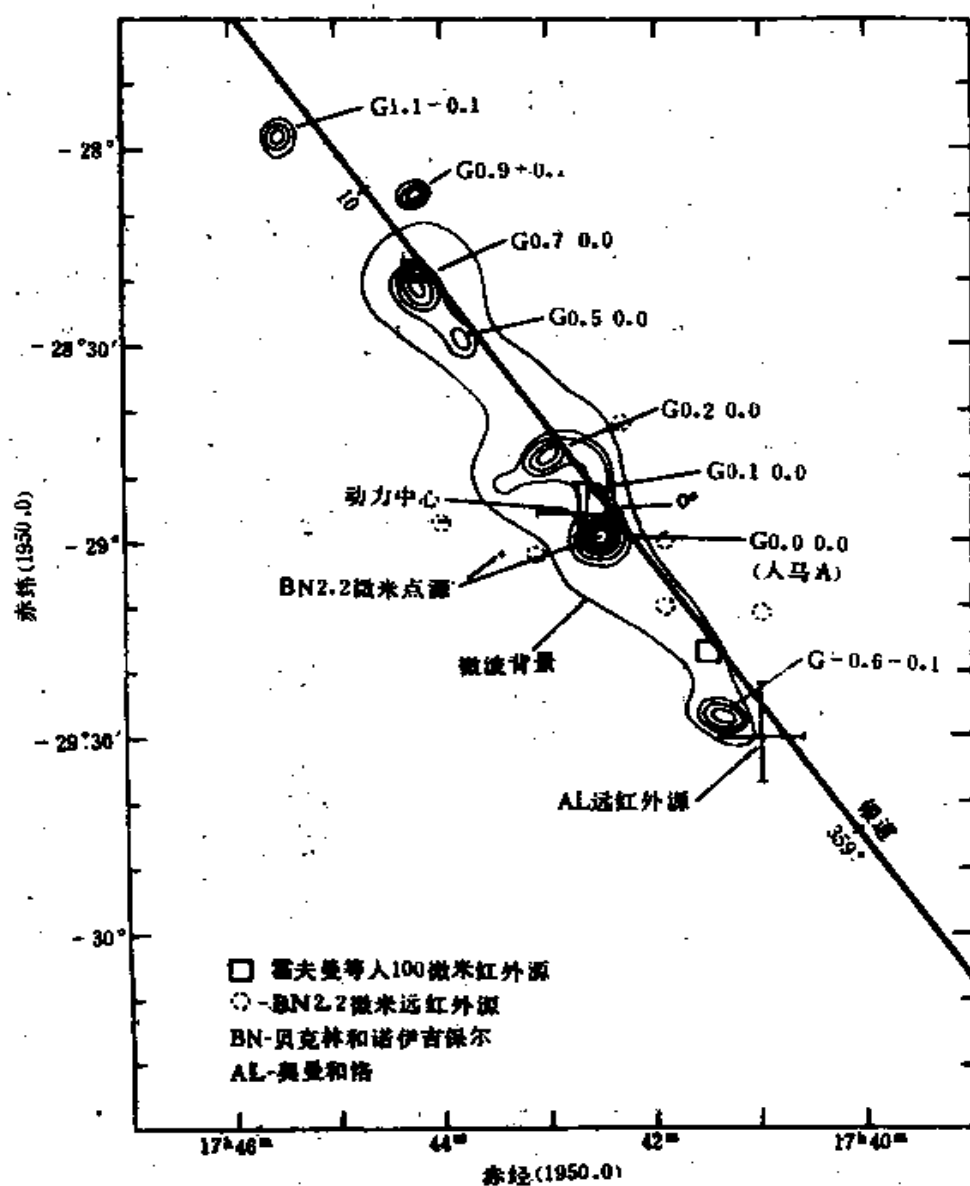


图 11.27 银心区域的红外源和射电源

红外源。红外观测的结果是贝克林、诺伊吉保尔、霍夫曼(W. F. Hoffman)、奥曼(H. H. Auman)和洛等人在1970年前后得出的。

贝克林和诺伊吉保尔发现,银心区域发射很强的2.2微米红外辐射。最强的源的角直径达 $5'$,相应的线直径为12秒差距,在中央有一个角直径仅 $15''$,即线直径小于1秒差距的小红外源,它很靠近射电源人马A的位置。在更长的红外波段上观测,发现这个小红外源在 $3 \sim 20$ 微米之间发射的强度大得惊人,使它的光度达 $10^6 \sim 10^7 L_{\odot}$ 。在更长的远红外波段,特别是 $30 \sim 300$ 微米之间,其强度远大于根据在近红外和最短的射电波段上观测到的强度的内插值。

关于银心区域强红外辐射的来源现在有一些推测。最合理的解释是那里有一个被稠密的尘埃云包裹着的发射星云和热星的复合体,尘埃云被加热,发出红外辐射,而埋藏在尘埃云深处的发射星云和热星在可见光波段是看不到的。此外,在银核内可能栖息着的大量年老的晚型巨星似乎对2.2微米红外辐射起了重要的贡献。

在七十年代,发现了Ne II(一次电离氖原子)12.8微米的一条红外发射线,并通过它对人马A西及其附近区域进行了许多观测,根据该谱线的宽度和多普勒位移获得了关于银核的一些信息。观测表明,电离气体密集在直径约1.5秒差距(角径 $\approx 30''$)的区域内,其中心是人马A西的致密核心,而且电离气体在绕银心快速旋转,对H II区的射电观测也证实了这一点。离银心1.6秒差距以内观测到14个分立的电离气体云,它们的平均转动速度为200千米/秒,另有100千米/秒的膨胀速度,每个云大约包含 $1M_{\odot}$ 质量的气体和少量的尘埃。电离气体的转动速度随离银心距离的减小而增加,可能是受银核中央一个质量很大而体积很小的天体的引力作用所引起的开普勒运动。

3. X射线和 γ 射线观测 “自由号”卫星和其他一些X射线

卫星先后观测到来自银心区域的X射线辐射，其中有X射线展源、短寿命的点源和X射线暴。不久前，“爱因斯坦X射线天文台”的观测揭示了银心区域的X射线图象(图11.28)。在这幅图上有12个分立的X射线源，离银心的距离都在100秒差距以内，它们镶嵌在一个较弱的弥漫X射线发射源中。其中一个X射线源跟射电源人马A西的位置符合，它的X射线光度约为 10^{28} 瓦，并且在六个月的时间间隔内光度没有明显的变化。其他分立源的X射线光度也差不多，在 $10^{27} \sim 10^{28}$ 瓦范围内，跟银河系中另一些X射线源相比，它们是比较弱的。

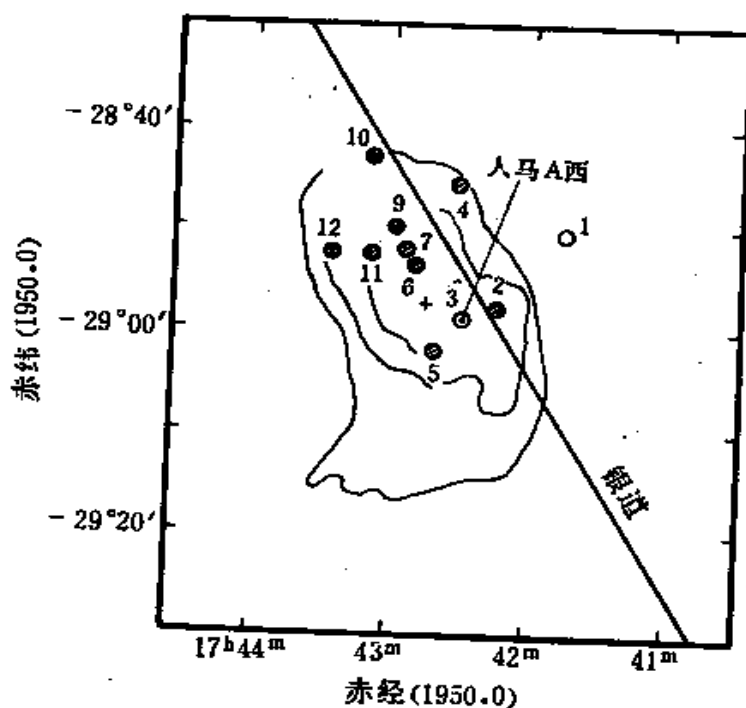


图 11.28 银心区域波长短于0.6纳米的X射线辐射图。有影条的小圆是分立源；轮廓线代表弥漫发射，其发射中心以“+”表示

正负电子偶湮没时发射出511千电子伏能量的辐射落在 γ 射线的范围内。自1970年以来，用气球和卫星观测银心方向的这种能量的 γ 射线谱线已有十几年的历史。观测表明，在银心区域内有

一个较稳定的银河系中最强的 γ 射线源，光度至少为 6×10^{30} 瓦。在观测定位 $\pm 4^\circ$ 的不确定范围内，该源的方向与银心方向一致。511千电子伏发射线的强度在随时间变化，从1979年秋至1980年春的六个月内，强度下降三倍。这意味着正负电子偶湮没区域的大小应小于六个月内光传播的距离，即0.5光年。关于正电子的来源，一种较可能的解释是在吸积着物质的黑洞周围的强辐射场中由光子-光子碰撞产生了正负电子偶。

4. 银核概况 综合射电、红外、X射线和 γ 射线的观测资料，目前天文学家对银核的认识扼要归纳如下。

在离银心几个秒差距的区域内，有银河系中最密集的恒星群，并有电离气体和尘埃。大多数的气体和尘埃聚集成一些分立的云。恒星的运动资料难以获得，云的运动速度可大到接近300千米/秒。如果银核内各类恒星的相对数目跟通过光学观测得到的仙女星系的核心内的资料相同，则估计在离银心3秒差距之内恒星的总质量为 $10^7 M_\odot$ ，而银核内恒星的密度至少比太阳附近大 10^7 倍。根据红外辐射的测量，推算在银心近旁1秒差距内的光度为 $(1 \sim 3) \times 10^7 L_\odot$ 。

银核内电离气体的高速转动表明，大约有 $3 \times 10^6 M_\odot$ 的物质密集在中央。这些物质不大可能以恒星集团的形式存在着。因为，如果集团中的恒星分布范围较大，则越靠近银心，起引力束缚作用的物质越少，电离气体的转动速度应减小，与观测事实不符。如果恒星分布极其密集，彼此间的距离平均只有1~2天文单位，碰撞势必频繁发生，这样的恒星集团不能维持下去。因此，较可能的推测是银核中央有一个大质量的黑洞。正负电子偶的湮没辐射和X射线辐射也表明银核内可能包含着不寻常的天体。

人马A西内的点状射电源的发射功率比大多数银河致密射电源如脉冲星大1~2个数量级。关于它的详细结构还不清楚，但用射电干涉技术测得它的角直径只有0.001"，相应于10天文单位，

这是它的大小的上限。这个极小的射电源的中心可能是一个黑洞。

三、银晕

银晕中可观测到的主要成员是球状星团，它们是银河系中最年老的天体，根据赫罗图上主序转向点的位置估算年龄在 $5 \sim 15 \times 10^9$ 年之间。球状星团绕着银心旋转，轨道的偏心率以及轨道面与银道面的交角一般均较大，轨道速度为 $100 \sim 150$ 千米/秒。当它们穿过物质较稠密的银盘时，星团中所剩不多的星际气体和尘埃会被进一步“扫除”干净。

除了球状星团以外，在银晕中观测到离群的恒星，其中有少量的天琴RR型星。银晕也含有气体，但比银盘少得多。21厘米射电观测发现在高银纬天区有高速运动的HI云。然而，银晕中的气体据推测大部分应是电离氢，这种气体来自银盘中的超新星爆发、HII区膨胀和恒星风。

最近十几年以来，天文学家对银河系的质量和大小的认识有了很大的改变。在六十年代建立的模型中，银河系的质量估计在 $(1 \sim 2) \times 10^{11} M_{\odot}$ 范围内，直径为10千秒差距。七十年代中期，一些天文学家通过理论分析提出了银河系的质量比以前公认的数值大得多并且拥有十分延伸的晕的见解。例如根据动力学的研究，薄弱的银盘除非周围有一个质量很大的晕，否则就不可能是稳定和持久的。布利茨等人的银河系自转曲线得出后，不少天文学家重新建立了银河系模型来拟合这条曲线。不同的研究者建立的模型虽然各有差异，但都得到一个很大的银晕（和甚至更大的银冕）的结果。大体上说，银河系的总质量达 $2 \times 10^{12} M_{\odot}$ ，呈扁球形的银晕（或银冕）伸展到离银心100千秒差距以远的地方。

在新建立的模型中，银晕（和银冕）的质量比银盘、核球和银核大得多。但银晕内可见的天体并不多，因而它包含的物质大多是看不见的。可以设想，这部分物质以难以直接观测到的天体的

形式存在着，诸如质量小光度低的恒星，质量为行星和小行星数量级的天体，死亡了的恒星——白矮星、中子星和黑洞。此外，可能有大量陷入银河系磁场的以高速电子和质子为主的宇宙线。

第十二章 星系和宇宙

§ 12.1 河外星系的发现和分类

一、河外星系的发现

在人类认识宇宙以及自己在宇宙中的地位的进程中，曾经有过从地心说到日心说和确定银河系存在的飞跃，而河外星系的发现又是一次认识上的飞跃。从提出河外星系的观念到最后证实它们的存在经过了几番周折，历时长达一百七十年。

1. 宇宙岛的观念在十八和十九世纪中的兴衰 十八世纪中叶，斯维登堡和赖特在推测银河是一个庞大的恒星系统的同时，分别提到宇宙中有许多这类恒星系统。1755年康德在《自然通史和天体论》一书中，作为无限宇宙的必然推论，明确提出“广大无边的宇宙”之中有“数量无限的世界和星系”的观念。宇宙中无数的恒星系统可形象地比喻成汪洋大海中的岛屿。虽然“宇宙岛”这个名称正式出现于1850年德国博物学家洪保德(F. W. Humboldt)的著作《宇宙》第三卷中，但通常把宇宙岛的观念归功于康德。

关于宇宙岛是否存在的议论始终是围绕着星云的观测而展开的。

星空中的云雾状天体除了极个别的能用肉眼看到外，都是在望远镜发明以后陆续发现的，到十八世纪已记载了几十个。十八世纪八十年代，梅西耶的星团和星云表发表后，威廉·赫歇耳挑选了表中梅西耶称之为“无星的星云”的29个对象，用他自制的口

径46厘米焦距6米的反射望远镜观测，发现它们中的大多数被分解为恒星。他认为，即使用他的望远镜无法分解的星云，在未来更大的望远镜中也应被分解。他断言，所有的星云都是由恒星组成的星系，康德等人的见解是正确的。由于威廉·赫歇耳当时在天文界的声望，宇宙岛的观念首次产生了广泛的影响。其实后来知道，威廉·赫歇耳观测的29个对象中大多数是球状星团和疏散星团，因此分解的并不是河外星系而是河内天体，但他得出的宇宙岛存在的结论是正确的。

但是，后来威廉·赫歇耳花费了很多时间作巡天观测，共记录了2500个云雾状天体，1790年他观测到一个天体(NGC 1514)，中间有一颗星，四周是云，他称之为行星状星云。后来他又接连发现了许多行星状星云和弥漫星云，这些天体显然是无法分解为恒星的星云状物质。于是他改变了以前作的星云即宇宙岛的结论，认为宇宙岛的假设不再成立，致使在十九世纪的前期宇宙岛的观念受到了挫折。

1845年，罗斯制成了当时世界上最大的口径1.84米的金属面反射望远镜，经过数年观测，他将50个云雾状天体分解为星（其实，它们之中绝大多数也是星团），其中不少是威廉·赫歇耳未能分解的。他和同时期另外的天文学家发现猎犬座中的M 51以及其他几个星云具有旋涡结构。这些新的观测结果使得在十九世纪中叶宇宙岛的观念又活跃起来。

天体分光术的问世为云雾状天体的研究开辟了一条新途径。1864年，哈根斯观测天龙座中的一个行星状星云，发现它的光谱由几条明线组成，类似于炽热气体的光谱。后来他又陆续观测到许多星云呈现明线光谱。他宣称揭开了星云之谜，它们不是一群恒星，而是一团发光的气体。哈根斯虽然也观测到一些有类似恒星光谱的星云，如M 31，但它们的光线经棱镜色散后变得十分微弱，难以看清连续光谱上的吸收线，他因此也没有予以重视，

仍坚持一切星云都是气团的观点，错失了得出存在两种本质迥然不同的星云这个正确结论的良机。照相术应用于天文观测后，星云照片上揭示的细节胜过目视观测，以前有人宣称“可分解为星”的星云，如蟹状星云、猎户座星云等，原来是不可分解的。同时，十九世纪正是太阳系起源的拉普拉斯星云说风靡一时之际，星云被看成是正在向行星系统演变中的天体，它们都属于银河系。在这一时期对宇宙岛的信念在天文学家的心目中一落千丈。

2. 沙普利 柯蒂斯大辩论 二十世纪初，用口径较大的望远镜拍摄到许多更微弱的星云，其中很大一部分具有旋涡结构，研究这种旋涡星云的性质成了天文学上的热门课题，但大相径庭的见解依然同时并存。有的人认为旋涡星云是球状星团形成的早期阶段；持太阳系起源的灾变说的学者把它们解释为正在形成中的行星系统，因为按照这种假说，太阳受一个接近它的恒星的潮汐力作用被拉出了两条旋臂状的气流，后来形成了行星；但也有天文学家猜想它们是类似银河系的恒星系统。

长达一个半世纪的争论已表明，对于云雾状天体无论用望远镜分解还是用光谱分析都不足以令人信服地揭开河内或河外天体之谜。因为，被分解为星的云雾状天体可能是银河系内的星团；光谱跟恒星类似的未必是恒星系统，有可能是反射星云。真正解决问题的途径应是通过测定银河系的直径和旋涡星云的距离，如果前者大于后者，则说明旋涡星云是河内天体；反之，则它们是河外天体。

1918年，沙普利利用球状星团作为银河系边界的标记对银河系结构和尺度的研究作出了重大贡献，但他得出的银河系尺度被夸大了(见§11.1)。而在这之前，对一些旋涡星云估计的距离由于方法中的失误或不精确被缩小了，都小于沙普利估计的银河系尺度，因此他一直反对宇宙岛的见解。

旋涡星云中偶尔出现的新星、超新星可以作为星云距离的示踪天体。早在1885年观测到M31中一颗亮度激增的恒星，在一段时间内天文学家曾把它当作新星，如果其特性与1901年英仙座新星相仿，则定出M31的距离为500秒差距。后来知道，这颗星(仙女S)应是超新星；因而根据新星得出的距离被大大缩小了。1895年在NGC5253中出现的超新星当时也误认为新星。1917年，威尔逊山天文台里奇(G. W. Ritchey)在旋涡星云NGC6946的一张照片上偶然发现了一颗新星。在随后的两个月中天文学家查对了威尔逊山天文台的照相底片，又在一些旋涡星云中找到了11颗新星。利克天文台的柯蒂斯(H. D. Curtis)也参与了新星的搜寻工作，并在NGC4527和NGC4321等星云中发现了不少新星。柯蒂斯认为旋涡星云的名称是不恰当的，新星的出现证明了它们实际上是恒星系统而不是气体云。他假设旋涡星云中的新星亮度极大时的绝对星等跟银河系中的一样，比较亮度极大时的视星等就定出旋涡星云的距离，结果表明它们都是很远的，超出了银河系的范围。由旋涡星云的角直径和距离的数据算出的线直径都比沙普利的银河系尺度小，柯蒂斯认为沙普利的数据是不正确的。

沙普利和柯蒂斯成了当时关于旋涡星云的两种对立观点的代表人物。1920年4月，美国科学院在华盛顿召开了“宇宙的尺度”辩论会，会上他们两人就银河系的大小和旋涡星云的真相展开了论战，这就是天文学史上有名的沙普利-柯蒂斯大辩论。

柯蒂斯认为，旋涡星云中出现新星提供了关于它们的性质的线索，只有恒星系统而不是气体云才可能出现新星爆发。旋涡星云的光谱不是象气体星云那样的发射线谱，而是连续光谱上重叠了吸收线，恒星集团应具有这种光谱。柯蒂斯还指出，旋涡星云角直径的范围相当大，从 $2'$ 到 $10'$ ，甚至更小，如果所有旋涡星云的线直径大致相仿，则它们的距离必定相差很大，因而不可能是银河系的成员。

沙普利坚信他得出的银河系尺度的数值，并认为旋涡星云是分布在银河系边缘的天体。他怀疑柯蒂斯根据新星确定的旋涡星云距离的可靠性。他以颠倒的推理来反驳柯蒂斯，如果旋涡星云也是跟银河系一样的恒星系统，其尺度为他对银河系估计的数值，则从它们的角直径推出的距离是很大的，例如M31应远达1000万光年。这样一来，旋涡星云中新星的光度大得难以置信，沙普利因此断言，旋涡星云不是河外的。

由于双方当时的论据都不够充分，这次辩论会以没有结论而告终。

3. 宇宙岛观念的最后胜利 沙普利-柯蒂斯大辩论之后的三、四年内形势急转直下。1922年，威尔逊山天文台的邓肯在M31中发现了一些变星。1923年，哈勃用威尔逊山天文台当时世界上最大的望远镜通过照相观测将M31的外围部分分解为单个的恒星，并证认出其中的一颗变星是造父变星，接着在M31中又找到了几颗造父变星。此外，在M33和NGC6822中也发现了一些这类变星。他利用周光关系，推出M31的距离为150千秒差距。由于他采用的周光关系零点不精确，这个距离数据虽然比现在采纳的小得多，但仍比沙普利作为银河系边界标记的球状星团远。对M33和NGC6822算出的距离更大。1924年，哈勃在美国天文学会上宣布了这一重大发现，结束了沙普利和柯蒂斯的论战，证实了旋涡星云是河外的与银河系同类的恒星系统。这是二十世纪中天文学上的最重大发现之一，从此人类对宇宙的研究跨越了银河系的疆界，进入更广阔的空间。

如今天文学家早已不再沿用宇宙岛这个名称了，而把跟银河系同一层次的恒星系统称为星系，它是河外星系的简称。河外星云这个名词由于是误称，除了在叙述历史时使用外，也已被摒弃。

关于星系的命名最常见的是取自M、NGC和IC三本表中的编号，对于未列入这三本表内的星系命名的规则也类似。

二、星系的哈勃分类

星系很多，望远镜越大，能看到的数目越多，现在已观测到的星系的数目达 10^9 数量级。科学研究的第一步往往是对所研究的客体进行分类。几十年以来，对星系已建立了几种分类系统，其中影响最大应用最广的当推哈勃的分类。哈勃是星系天文学的开拓者，他在大量观测资料的基础上于1926年提出了一个星系的分类方案，从三十年代至五十年代又经他本人以及另外几位天文学家的修改和补充，世称哈勃分类。在这个分类中，星系按形状分成椭圆星系、旋涡星系和不规则星系三大类，旋涡星系又分为正常旋涡星系和棒旋星系两族。根据星系中核球相对于扁盘的大小、旋臂的特征、旋臂或扁盘分解成星和H II区的程度等，每一类又分成若干个次型。

1. 椭圆星系 呈椭圆形或正圆形，没有旋涡结构。这类星系通常中央较密，包含一个核，但也有些并没有核。它们的形状彼此相似，主要差别在于扁度以及表面亮度向外的下降率不同。在椭圆星系中观测不到21厘米射电辐射，表明没有或仅有少量气体和尘埃。它们典型的光谱类似于K0~K5型恒星的光谱，O型和B型星不存在，辐射大部分来自K和M型巨星，但成员星主要是质量小于太阳的矮星。

椭圆星系用字母E表示。按照扁度的不同椭圆星系分为E0、E1...E7等八个次型，E后面的数字 n 由下式定义：

$$n = 10 \frac{a-b}{a}, \quad (12.1)$$

其中 a 和 b 分别是椭圆的半长径和半短径，以角度为单位， n 取整数。E0星系是正圆形的，E5星系的半长径等于半短径的两倍，已发现的最扁的椭圆星系是E7型。图12.1是四个不同扁度的椭圆星系的照片。必须指出，由于观测到的星系的形状是它们在天球上

投影的结果，从(12.1)式确定的仅是视扁度而不是真扁度。如果椭圆星系都具有轴对称性和面对称性，对称轴是短轴，它们在空间的取向应是多种多样的，因此一般说来视扁度不等于真扁度，只有当短轴与观测者视线垂直时两者才相等。如果短轴沿着视线方向，那么无论怎样扁的椭圆星系看起来都是圆形的E0型。于是，E0星系不一定是球状的，E7星系则一定呈很扁的椭球形。

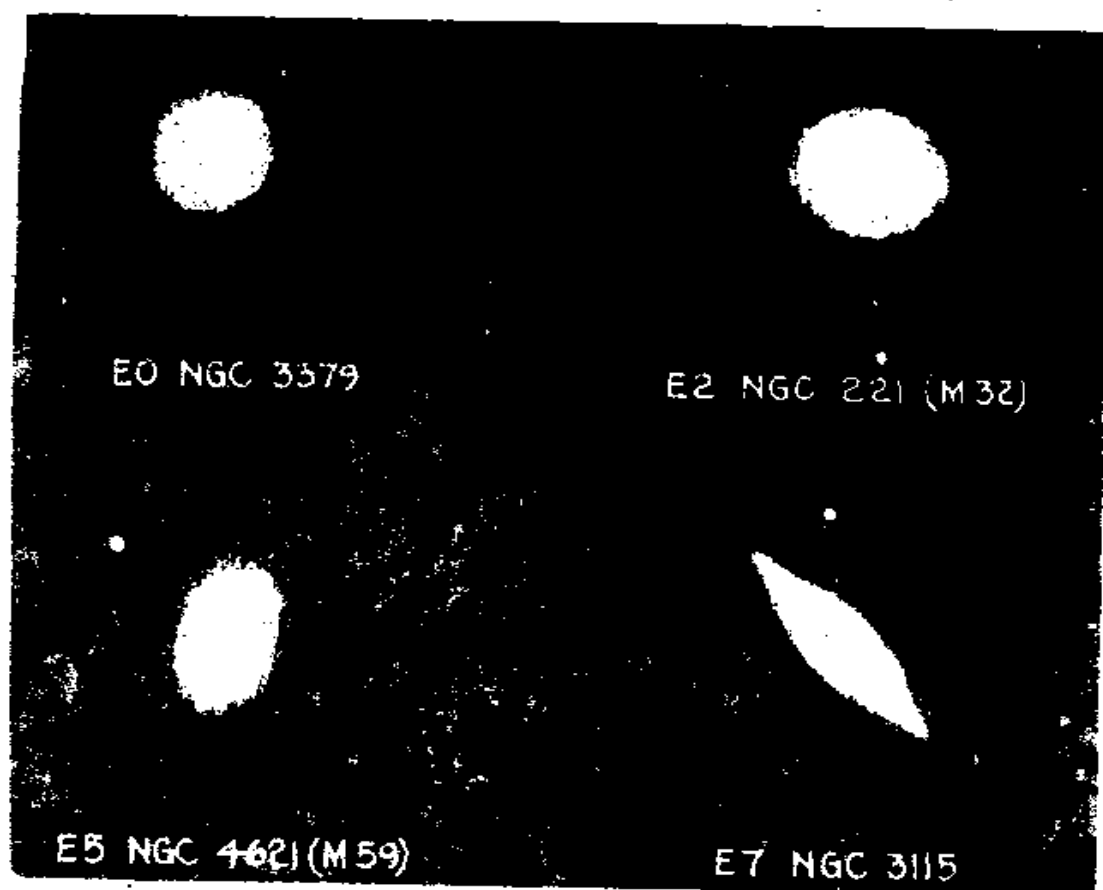


图12.1 四个椭圆星系

2. 旋涡星系 具有旋涡结构的星系叫做旋涡星系。旋涡结构表现在从星系中央部分向外有称作旋臂的亮条或暗条缠卷着。旋臂通常有两条，也有更多的。许多照片显示出这类星系是相当

扁平的，在边缘向着观测者的星系的照片上格外明显(图12.2)。旋臂位于很薄的平面内。旋涡星系按照中央部分呈椭球状或棒状而分为正常旋涡星系(图12.3)和棒旋星系(图12.4)两类，分别以字母S和SB表示。正常旋涡星系在有的书上也称纯旋涡星系，但在一般的叙述中，常略去“正常”或“纯”，以“旋涡星系”这一名词



图12.2 一个边缘朝向观测者的旋涡星系NGC 4565

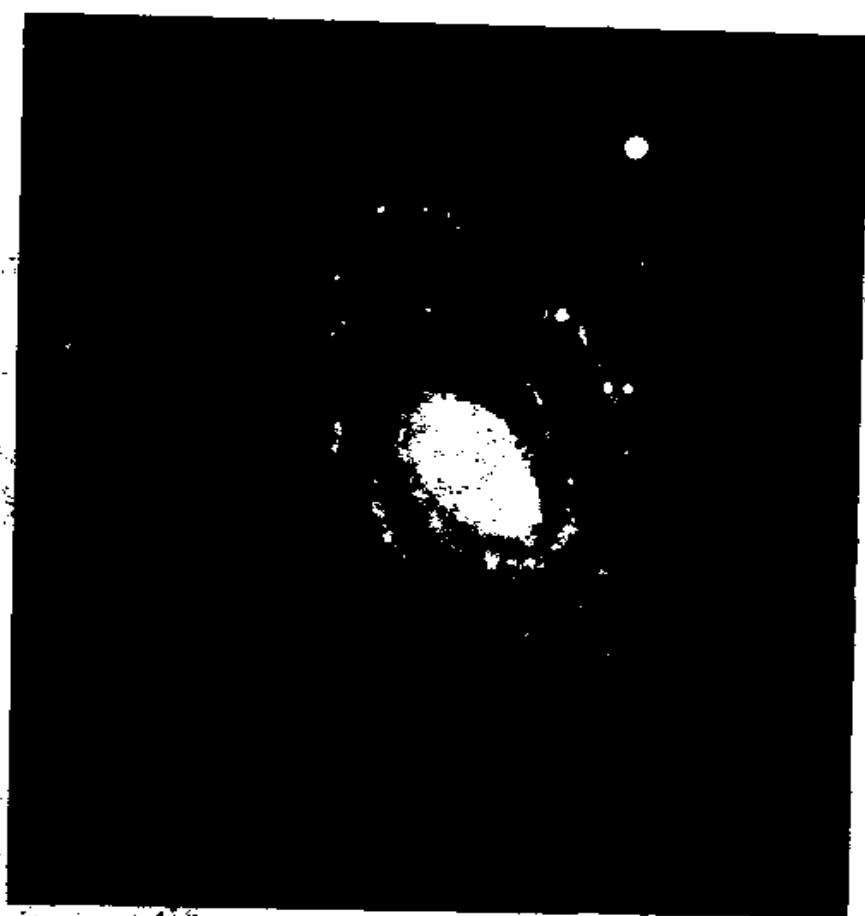


图12.3 室女座中的正常旋涡星系NGC 5364

指“正常”的一类。

旋臂跟以星系中心为圆心的圆相交，其交角的大小可用来表征旋涡星系的形状。交角小，旋臂缠卷紧；交角大，旋臂缠卷松。对于不同的旋涡星系，交角的值不同，但由于同一个旋涡星系在离中心不同距离处的交角并不都相等，因此不能用一个精确的交角值来描述。在哈勃分类中，按照旋臂缠卷由紧到松的程度，正常旋涡星系分为Sa、Sb、Sc三个次型。大体说来，下标a、b和c分别对应于交角 10° 、 15° 和 20° 左右。各个次型之间的界限不是很



图12.4 典型的棒旋星系NGC1300

明确的。还可以分得更细，例如 S_{ab} 表示介于 S_a 和 S_b 之间的次型。银河系属于 S_b 型或 S_c 型的旋涡星系。

在正常旋涡星系中央一个范围颇大的椭球形部分是核球，其外面是包括旋臂在内的扁盘。从 S_a 到 S_c ，随着旋臂缠卷趋于松弛，核球相对于扁盘的大小递降，旋臂分解成星和H II区的程度增加，于是形成了几方面的特征都单调变化的一个序列(图12.5)。在其他的分类中，有的还增添了 S_d 和 S_m 型，它们依次列在 S_c 之后，表

征旋臂缠得更松的星系。

棒旋星系除了中央部分的形状之外其余各方面都跟正常旋涡星系类似，同样按照旋臂缠卷的松紧程度，也分成次型SBa、SBb和SBc (图12.5)。

旋涡星系中央部分的天体跟椭圆星系类似，而旋臂部分相差

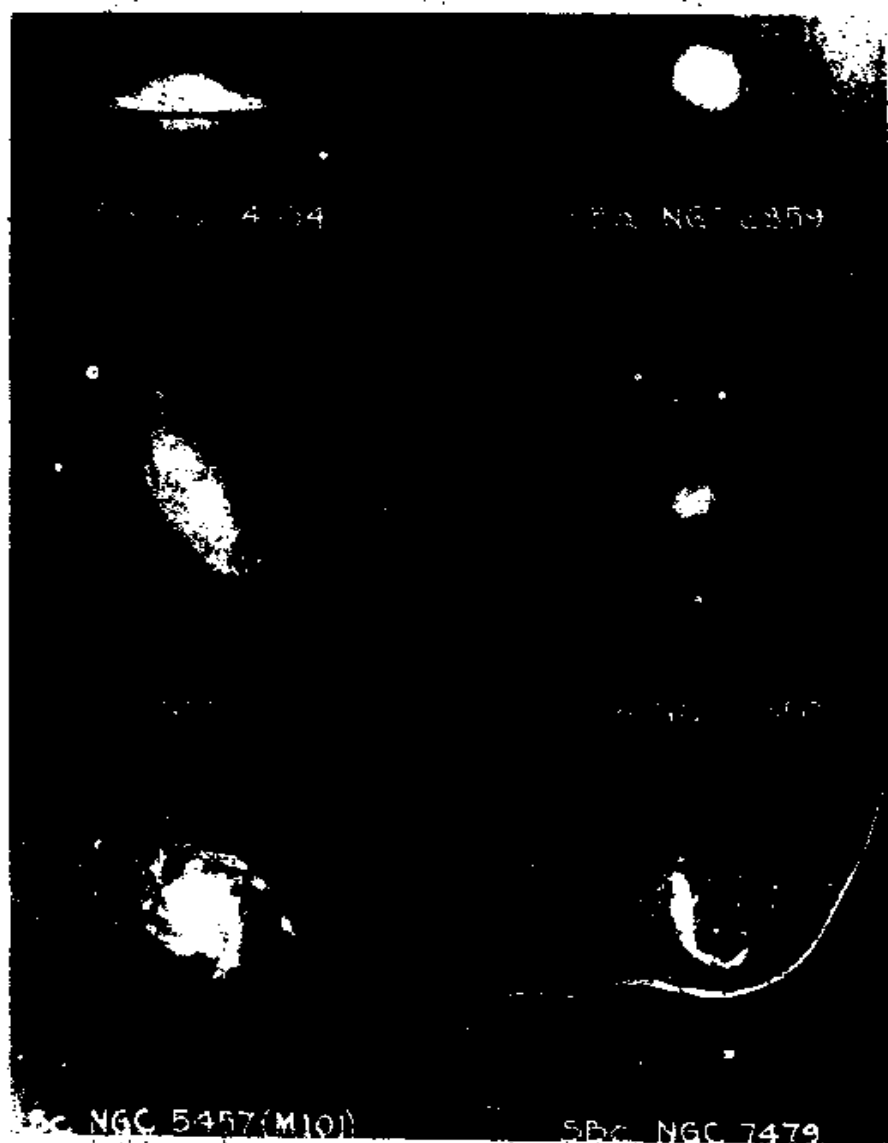


图12.5 正常旋涡星系和棒旋星系的分类

很大，旋臂内充斥着的星族 I 天体，尤其是气体、尘埃和年轻恒星这些极端星族 I 天体是椭圆星系所缺乏的。从次型 *a* 到 *c*，星族 I 的特征在发展。在这个序列中，*a* 型较接近椭圆星系，但仍明显有旋臂。那么是否存在一类星系，其特征比 *a* 型旋涡星系更接近椭圆星系呢？答案是肯定的，它们就是透镜状星系（图 12.6）。



图 12.6 透镜状星系 NGC 2955

透镜状星系有明亮的核球和扁盘，但没有旋臂，形似透镜，气体和尘埃的含量比 *a* 型旋涡星系少得多，哈勃仍将它们归入旋涡星系，以 *SO* 表示。这种星系跟椭圆星系容易混淆，区分的判据在于表面亮度分布中的差异。椭圆星系的表面亮度向外递降快，*SO* 星

系中央部分的亮度分布虽与椭圆星系相似,但有一个延伸的包层,亮度按指数规律下降,跟旋涡星系的扁盘类似。

哈勃曾把S0设想为椭圆星系与旋涡星系之间的过渡星系,他绘制了一幅形如音叉的图(图12.7)。这幅图一度被认为具有演化意义,有人认为星系从E0经S0演化到Sc和SBc,也有人主张相反的演化次序。这些看法后来都被否定了,最有说服力的观测证据是椭圆星系的质量彼此差别非常大,而旋涡星系质量的弥散较小,没有根据可以设想星系在演化过程中会大量损失或增加质量。正如恒星的赫罗图上的主序不构成演化的序列,哈勃分类也不是一个演化的序列。星系具有不同的形状可能跟它们拥有的初始角动量的大小有关,E0星系的角动量最小,Sc和SBc则最大。

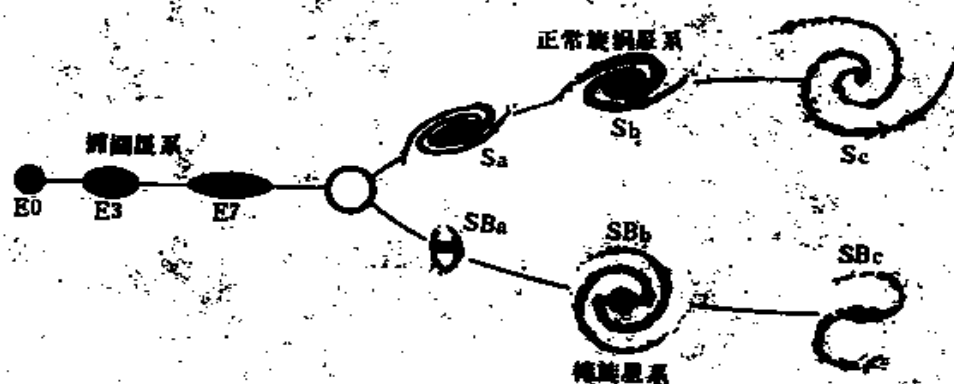


图12.7 哈勃的“音叉”图

3. 不规则星系 符号为Irr, 它们没有旋涡结构,形状不对称,不存在可辨认的核,有的好象碎裂成几部分(图12.8)。这类星系又分成两类,符号分别为Irr I 和Irr II。通常根据颜色容易区分它们,前者的颜色偏蓝,色指数 $B-V$ 约为0.35;后者呈黄色, $B-V$ 等于0.8左右。Irr I 星系可分解为O型、B型星和H II区,但尘埃云一般不显著,气体的相对含量超过旋涡星系。在Irr II星系中看不到H II区,但尘埃条通常很明显。就造成形状不规则的原

因而言，两类不规则星系是根本不同的。Irr I 星系的不规则性是固有的，而 Irr II 星系则是由某种扰动引起，例如星系核的爆发，星系之间的碰撞或相互作用。Irr II 中包括活动星系和互扰星系等类型，关于它们的情况将在 § 12.6 中介绍。

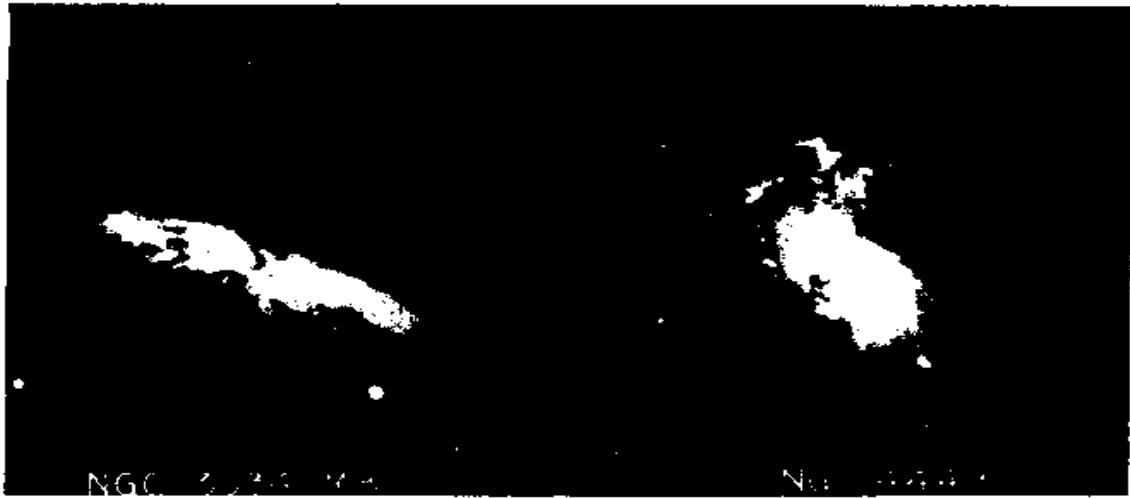


图 12.8 两个不规则星系

在已观测到的星系中，不规则星系的数目很少，约占3%，而旋涡星系和椭圆星系分别占77%和20%。但是这种统计受到观测选择性的影响，在很远的地方，只能看见光度大的星系，而旋涡星系的光度一般是很大的，因此上述的百分比并不代表各类星系的真实比率。

§ 12.2 星系的距离和质量的测定

一、距离的测定

在天文学上测定各种天体的距离是一项既基本又艰巨的工作。河外星系的存在最后是靠测定距离证实的，而要研究星系的

各种物理性质，诸如它们的质量、大小、光度、爆发规模等都离不开距离的数据。

为了测定星系的距离，经常会不可避免地采用“自然界的一致性”这一条假设，即银河系内的天体（如造父变星、超新星）的基本性质是跟其他星系中同类天体一样的。如果拒绝采纳这条假设，则将一事无成。事实上，这条假设并不是盲目的，观测已提供了不少支持它的证据。例如，在其他星系中发现的造父变星与银河系内同类型的造父变星有相同的周光变曲线。

对于不同类型的星系，光度等物理性质差别非常大，在运用“自然界的一致性”假设时，最好将待测星系跟同类型的邻近星系相比较，才能得出合理的结果。跟恒星的光度级相似，天文学家将SB、Sc和Ir-I星系分成I、II、III、IV、V、VI级，它们相对应的绝对照相星等 M_r 见表12.1。I级是最亮的星系，VI级是最暗的。

表12.1 星系的光度级

光度级	I	II	III	IV	V	VI
星系类型	SB, Sc, Ir-I	SB, Sc, Ir-I	SB, Sc, Ir-I	SB, Sc, Ir-I	SB, Sc, Ir-I	SB, Sc, Ir-I
M_r	-20.1	-19.1	-18.3	-17.3	-16.1	-13.1

Sc I是核很小、旋臂很松、十分明亮的旋涡星系。观测表明，光度大的星系质量也大（见§12.3），所以I级星系是超巨星系。判别一个星系属于哪一种光度级，对于旋涡星系是根据旋涡结构的形状特征，对于不规则星系是根据表面亮度和碎裂程度。在测定星系距离的问题中星系的光度级有重要的应用。

测定星系的距离有许多方法，每个方法有各自适用的范围。正如在§10.1中提过，测定恒星距离的过程是由近及远一步接一步地进行的。对于星系情况也相同，测定遥远星系距离的方法必须建

立在测定邻近星系距离的方法的基础上。各种方法都是粗略的,它们的精度难以估计。对方法的特点进行归纳,可分为:标准烛光法、角直径法和红移法。

1. 标准烛光法 这个方法的原理是在星系中选择可认证的某些类型的天体,甚至星系本身,它们的光度通过对银河系或邻近星系的观测已确定,比较它们的视亮度(视星等)与光度(绝对星等)就定出星系的距离。显然,被选作“标准烛光”的必定是光度大的天体,否则根本看不见。

(1) 利用造父变星及其周光关系虽是比较可靠的方法,但造父变星的光度不很大,并且在E和S0星系中不出现,它的应用受到很大的限制。大约只有在30个星系中观测到这类变星,距离最远达4兆秒差距(1.3×10^7 光年)。在这样的距离上造父变星的视星等约为 22^m ,达到大望远镜的照相极限星等。

(2) 除了超新星,旋涡星系或不规则星系中的O型和B型超巨星是光度最大的恒星,用它们作标准烛光可以探测造父变星有效范围以外的星系。银河系内最亮的O型和B型超巨星的绝对星等为 -9.5^m 。M33是一个邻近的旋涡星系,它的距离已通过造父变星测得,它里面最亮的蓝白色恒星的绝对星等为 -9.2^m 。对于附近其他的旋涡星系,这类恒星的绝对星等介于 $-8.0^m \sim -10.0^m$ 之间,跟星系的光度级有关。用这个方法测量的距离可达25兆秒差距(8.2×10^7 光年)。

(3) 整个星系作为标准烛光,把它的累积视星等跟距离已知的同类型邻近星系的累积绝对星等相比较。通常选择ScI星系和质量很大的巨椭圆星系,因为它们的光度最大,形状容易辨认。用这个方法可以把测距推进到400兆秒差距(1.3×10^9 光年)。

此外,被选作标准烛光的有天琴RR型星、新星、超新星、球状星团等。标准烛光法的一个共同的误差来源是银河系和待测星系中星际物质的消光作用难以可靠地估计,另外,有的被选为

标准烛光的天体本身的光度弥散很大，也影响了结果的精度。

2. 角直径法 对于待测星系内可以测定角直径的天体，假设它们的线直径跟同类型邻近星系内的同类天体相等，则距离的数据迎刃而解。适用的天体有星系本身、球状星团和H II区，其中以H II区最重要。天文学家发现，在哈勃分类中同类型的并且光度级也相同的星系中最大的H II区的线直径是大致相等的，例如Sc III星系中最大的H II区的线直径约为200秒差距。只要能分解开星系中的H II区，这个方法便能运用，它的有效范围达25兆秒差距(8.2×10^7 光年)。

3. 红移法 1912年，斯里弗最先利用谱线位移测量了星系的视向速度。他发现M31的谱线向蓝端位移，它正朝向观测者运动。在1917年以前，他测量了15个星系的视向速度，除两个以外，其余都在背向观测者运动。到1928年，他测量的星系逾40个，情况更趋明朗：绝大多数星系的谱线是红移的。

差不多在同一时期，哈勃和哈马逊(M. L. Humason)已测定了一些星系的距离，他们结合斯里弗测定的视向速度数据，意外地发现星系的视向速度与距离大致成正比关系(图12.9)，距离越远，视向速度越大，每距离每增加1兆秒差距，视向速度增加528千米/秒。在随后的合作中，哈勃和哈马逊使用威尔逊山天文台新制成的口径2.5米反射望远镜又获得更多的资料，进一步证实了视向速度与距离之间存在的正比关系，这个关系世称哈勃定律，表示为

$$V_r = Hr, \quad (12.2)$$

式中，距离 r 以兆秒差距为单位，视向速度 V_r 以千米/秒为单位，比例常数 H 称为哈勃常数，它是视向速度-距离图上直线的斜率，以千米/(秒·兆秒差距)为单位。因此，如果定出了 H 值，只要通过星系谱线红移的测量，求得 V_r 值^①，由(12.2)式就算出距离 r 。由

① V_r 值应作银河系自转的改正，即归算为相对于银心的视向速度。

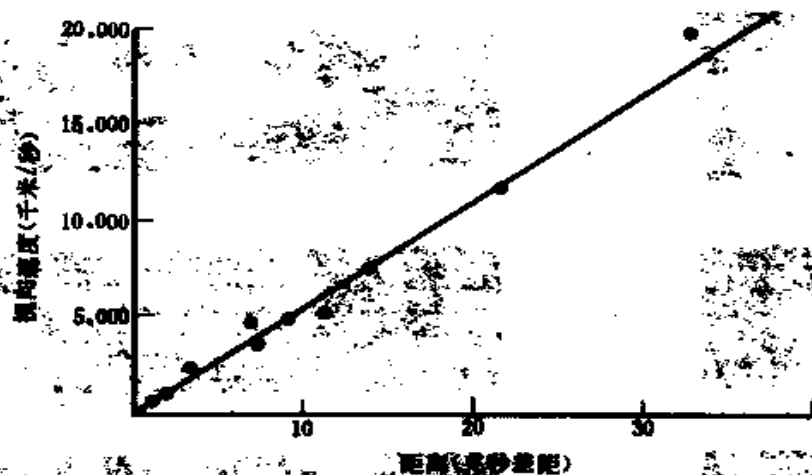


图 12.9 哈勃和哈马逊得到的星系视向速度与距离的关系

于除了几个最近的星系之外，其余的都在远离银河系运动，因而它们的视向速度也称退行速度。

哈勃和哈马逊在1930年前后测定的 H 值是很不可靠的，因为他们所用的星系太近，星系无规则的本动速度对谱线位移的影响相当大。现代测定的 H 值都比三十年代测定的小得多，虽然精确的值仍有争议，但一般认为在50~100千米（秒·兆秒差距）的范围内。仅这个不确定的范围使得用红移法测定的星系距离中的失误最大可相差一倍。

用红移法测定标准烛光法达不到的星系的距离实际上包含了哈勃定律可以外推的假设。这个假设的正确性依赖于宇宙学，反之，星系的视向速度与距离的正比关系适用于多大范围对于建立什么样的宇宙学是很重要的，在这里遇到了互为因果的困境。关于哈勃定律的意义将在§ 12.5和§ 12.8中讨论。

为了使读者对星系光谱中谱线红移的大小有一个大致的印象，图12.10按红移由小到大的次序给出了五个星系的光谱，这些星系分别是五个星系团（见§ 12.5）的成员，光谱中 Call 的 H 和 K

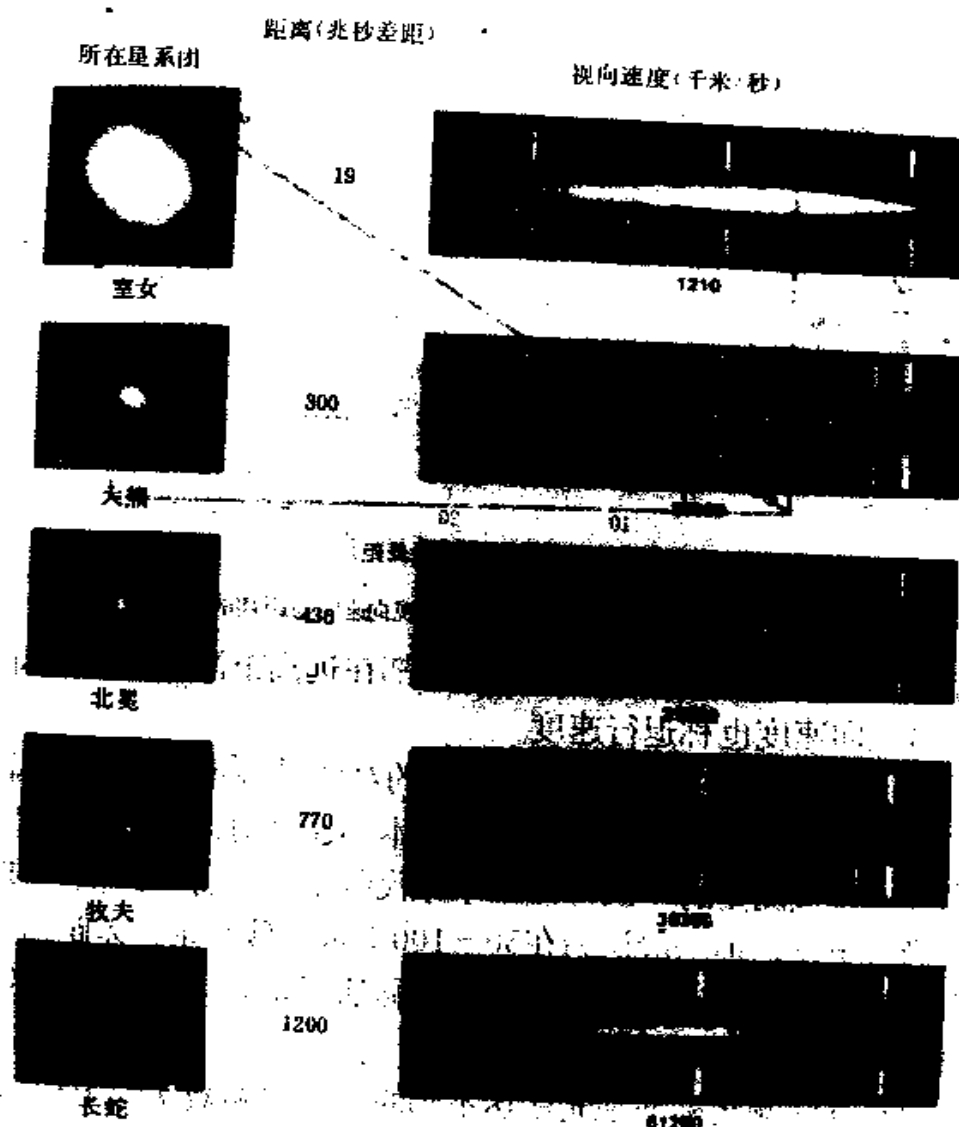


图12.10 五个星系的谱线红移。箭头指示 Ca II 的H和K线的位置，每条星系光谱的上下是实验室中的比较光谱

是两条最强的吸收线，它们的位移十分显著，相应的视向速度和距离的数据已标出。

二、质量的测定

测定星系质量的方法有几种，其中最重要的是根据星系的自

转曲线和双重星系的轨道运动这两种方法。

1. 自转曲线法 根据自转曲线确定星系内物质的分布以及星系的质量的原理在测定银河系质量时(见§11.3)已阐明,问题在于如何由观测得出星系的自转曲线。

星系的自转曲线可以通过三种成分产生的谱线的多普勒位移来测定:恒星的吸收线(主要是Ca II的H和K线或氢的巴耳末线),电离气体的发射线(主要是H_α线和O II的禁线),H I的21厘米射电谱线。绝大多数E和S0星系以及许多Sa星系没有可供测量的发射线和21厘米射电谱线,故只能限于用吸收线,但对于其他类型的星系三种谱线都可用,而大多数结果是通过发射线获得的。

在光学波段,无论观测发射线或观测吸收线,原理是一样的。对于旋涡星系,如果其对称平面跟天球切面不重合,相交一个角度,则星系的像不是圆形而是椭圆形,根据短径与长径之比可以求出交角。将摄谱仪的狭缝沿着星系像的长径放置(图12.11),如

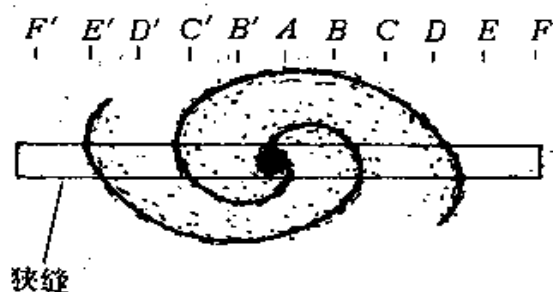


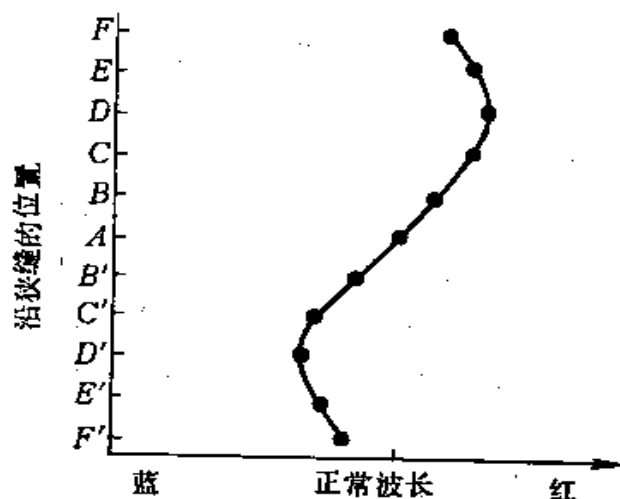
图12.11 摄谱仪的狭缝沿星系像的长径放置

果星系不自转,则得到的谱线应是笔直的,否则应是弯曲的。为了说明其原因,在图12.11中沿着狭缝标出若干个点:星系中心以A标记,右侧有B, C, D, E, F,左侧对应的点为B', C', D', E', F'。由于自转,与星系

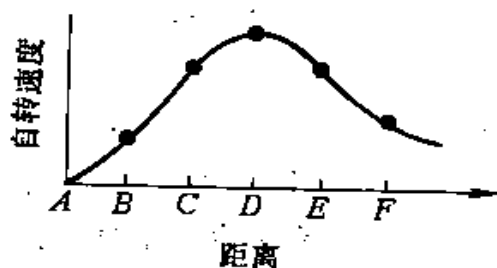
中心对应的A点的视向速度为零,假定A的右侧离开观测者转动,且从A到D向红端的多普勒位移增大,而E点的位移跟C点同,F点的位移介于B与C之间。A点的左侧向着观测者转动,带撇字母的点的位移情况与右侧对应的点相同,但向蓝端位移(图12.12a)。从多普勒位移得出各点的视向速度,知道了星系对称平面与天球切面的交角后,便可由视向速度归算为自转速度。另一方面,狭

缝上各点离A点的角距离容易量出,如果星系的距离已知,就换算成离星系中心的线距离,于是得到了星系的自转曲线(图12.12b)。

自六十年代以来对许多旋涡星系通过分光观测测定了自转曲线



(a)



(b)

图 12.12 (a)图12.11中狭缝上各点产生的多普勒位移形成了弯曲的谱线;(b)从多普勒位移推出的自转曲线

线。这些曲线在星系中心区域很快上升,然后向外趋于平坦。由于星系的表面亮度随离中心的距离增大迅速下降,对星系的外围区域除非使用像管的新技术,光学资料难以获得,但通过21厘米射电谱线的观测,可以将自转曲线向外延伸,在有些情况下可观测到离星系中心50千秒差距处。延伸的自转曲线继续保持平坦(见图12.13中NGC 2885的自转曲线),这意味着在星系的外围区域中有大量物质存在。

2. 双重星系法

跟双星类似,星系也常成对出现,两个星系受相互引力的束缚,绕着共同的质量中心作轨道运动,这样的一对星系叫做双重星系(图12.14)。对于目视双星,如果知道距离、轨道角长径、周期和质量中心的位置,就能求得两颗子星的质量。然而,双重星

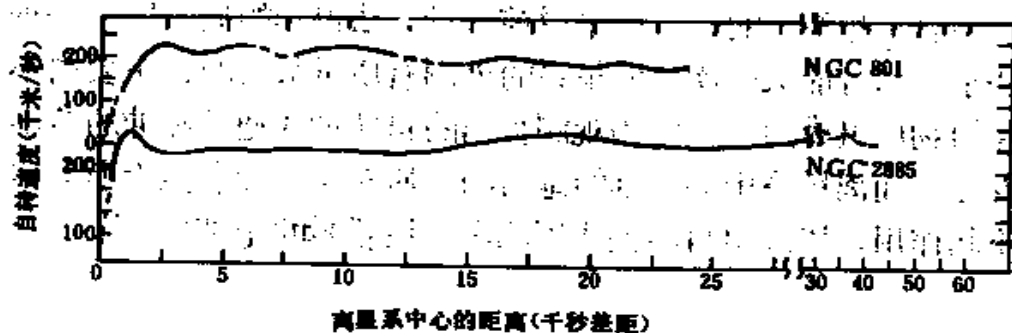


图 12.13 两个旋涡星系的自转曲线



图 12.14 双重星系 NGC 5857-9

系的轨道运动周期太长,以至周期和质量中心的位置,甚至星系正处于轨道的哪一段上以及轨道面跟天球切面的交角都不可能知道,能观测的仅是两个星系的视向速度和分开的距离。在这种情形下,不可能用开普勒定律来求得双重星系中个别星系的质量,但如果考察许多双重星系,假定它们的轨道是圆,轨道面在空间的取向是随机的,则可以估算出它们的平均质量。这种结果只有统计价值。

值得注意的是用自转曲线和双重星系两种方法求得的星系质

量并不总是相符合的，一般来说前一种方法得到的质量比后一种方法小。这可能又一次表明星系的外围有质量很大的、主要由不可见的物质组成的晕，因为观测得出的自转曲线通常延伸的范围不够大，而离星系中心很远的地方的物质对于里面各点上所受的力不起作用，以致用自转曲线探测不到星系晕的全部质量。

§ 12.3 星系的一般性质

一、大小、质量和光度

1. 大小 如果知道了星系的距离，只要测定它的角直径，就可算出线直径。原理虽然极其简单，但实际测定角直径困难不小。由于星系的表面亮度从中心向外逐渐下降，在外围区域下降缓慢，并且跟星空背景难以区分，以致怎样确定星系的边界不是一件容易的事，往往带有一定的任意性。通常采用霍尔姆堡 (E. Holmberg) 在1958年提出的建议，在星系的底片上以表面亮度为 $26.5''$ /平方角秒的等照度线作为星系的边界。

星系的大小相差悬殊。小的星系称为矮星系，最小的直径在 $0.1 \sim 1$ 千秒差距之间，它们属于椭圆星系。在大的一端有巨星系甚至超巨星系，其中也以椭圆星系为最大，直径可超过100千秒差距。旋涡星系的直径弥散较小，在 $5 \sim 50$ 千秒差距范围内。上述的这些直径数值所指的范围不包括星系外围可能存在的由大量难以观测到的物质组成的晕。事实上，射电天文学家发现，旋涡星系内 H I 原子分布范围的直径为星系光学像直径的 $1.5 \sim 2$ 倍。不规则星系的直径较小，约为 $5 \sim 20$ 千秒差距。

2. 质量和光度 在各类星系中椭圆星系质量的弥散最大，大多在 $10^9 \sim 10^{13} M_{\odot}$ 范围内；旋涡星系质量为 $10^9 \sim 10^{11} M_{\odot}$ ；不规则星系的质量一般比旋涡星系小，为 $10^8 \sim 10^{10} M_{\odot}$ 。

星系的光度随视星等和距离的测定而求得。但由于星系的像常常不是圆形的,视星等不易测定,而且星系的对称平面与视线的交角各种各样,观测者难以确定是否已接收到整个星系向观测者方向发出的全部的光,此外对星际消光的改正没有把握,因此光度的精确估算也很困难。表12.1已给出了旋涡星系和不规则星系光度的大致范围。对于椭圆星系,光度最低的只相当于绝对星等 -8^m ,光度最高的则超过I型旋涡星系。

矮星系的光度和质量都非常小,难以观测到,它们的资料受到很大的局限,实际上这些星系大概是最多的;而光度和质量很大的巨星系是很少的。

星系的质量 M 与光度 L 之比叫做质光比,以 $\frac{M}{L}$ 表示,其中 M 和 L 分别以太阳的质量和光度为单位。 $\frac{M}{L}$ 是描述星系特征的一个很有用的量,它的倒数表示星系内单位质量的物质的平均产能率。

不同的研究者对各类星系的 $\frac{M}{L}$ 得到的统计平均值彼此相差很大,但各种统计有一个结论是较一致的,即椭圆星系的 $\frac{M}{L}$ 比旋涡星系和不规则星系大得多,这从表12.2列出的11个星系的数据明显可以看出。作为对比,太阳附近的恒星的质光比约为1,银河系中的球状星团约为0.8,而巨星的质光比只有 10^{-4} 。

椭圆星系的 $\frac{M}{L}$ 值很大,表明这类星系中包含大量对质量贡献大但对光度贡献小的天体。由于没有观测证据说明椭圆星系拥有大量的弥漫物质,因而这类天体应是光度低的红矮星或濒临死亡的白矮星和中子星,甚至是黑洞,包括在星系核内可能存在的

大黑洞。

表 12.2 星系的质光比

二、颜色和星族成分

1. 颜色和复合光谱型 用各种滤光片可以测量星系的颜色。星系的颜色反映了成员星中哪些类型的恒星在星系的累积辐射中起了支配作用。例如，拥有许多O型和B型星的星系比以M型星为主的星系颜色偏蓝。

星系的颜色跟类型有关，沿着哈勃分类的序列E—S(SB)—Irr，颜色由红逐渐趋于蓝。描述星系颜色的方法之一是以颜色与星系相同的

星 系	类 型	$\frac{M}{L}$
M32	E2	27
NGC3379	E0	12
NGC4111	S0	11
M31	Sa	8.0~8.1
M33	Sc	3~8
NGC6503	Sc	0.7
NGC972	Sa	1.2
NGC681	Sa	3.6
NGC3623	Sa	7
小麦哲云	Irr	3
NGC1603	Irr	2

恒星的光谱型来表示，实际上星系的颜色是由全体成员星的累积辐射合成的，因而这个光谱型代表了星系的复合光谱型。椭圆星系和Sa星系的颜色跟K型星相当，Sb星系跟F~K型星相似，而Sc和Irr星系具有A~F型星的颜色。

2. 星族成分 星系颜色的不同反映出星系内天体的星族成分的差异。在椭圆星系内年老的星族I恒星占优势，而在不规则星系内年轻的极端星族I是主宰。在旋涡星系内，旋臂区域是极端星族I的地盘，核球是年老的星族I的领地。星族II的天体主要存在于星系晕内。

观测表明，星系的颜色也跟星系所含的气体 and 尘埃的数量有关。星系内H I原子的质量与星系总质量之比对于椭圆星系不足0.1%，但对于不规则星系约为25%。电离气体的含量跟星系类型也有类似的关系。颜色越红的星系气体和尘埃的含量越少。这意味着在椭圆星系内由气体和尘埃形成恒星的过程很久以前业已结

束：不规则星系至今仍有足够的气体和尘埃，恒星形成还在继续着；而旋涡星系内恒星形成过程在扁盘区域仍在进行，在核球区域已告终。应当指出，椭圆星系内气体和尘埃的含量虽然很少，但不是完全绝迹，大约有10%的这类星系仍可探测到电离气体的辐射，这种辐射通常来自星系的中心区域。

三、星系核

在短时间曝光的底片上，较大的星系的中心区域常常显示出一个恒星状的亮点，其角直径为1"或更小，这是星系核。小的星系通常没有核。1"角直径所对应的线直径与星系的距离有关，例如对于M 31、M 81和M 87，分别为3.3、16和63秒差距，由于星系核像的大小通常受地球大气扰动的影响，这些数值只是星系核真实大小的上限而已。

跟星系整体类似，星系核的连续辐射大都具有黑体辐射的性质，有效温度5000开左右，这表明组成星系核的恒星跟星系其余部分包含的恒星相比并不特殊。然而，根据星系核的亮度比其余部分大，估计核内恒星密度比星系的平均密度大百万倍。

在星系核内通常能观测到一个相当强的射电源，例如银河系的核内有强射电源人马A；但有时射电源较弱，如M 31的情形；或甚至不存在，M 33就属于这种情形。有些星系核发出波长300微米附近的红外辐射，这种波长的辐射不可能归因于巨星周围尘埃粒子受热后的辐射，因为后者的波长大多在2~3微米左右。看来在许多星系的核内包含一个或若干个非恒星的辐射源，关于它们的本质是天文学中没有解决的重大问题之一。

常常观测到星系核发射出O II原子波长372.7纳米的一条禁线。由O II原子的存在推测星系核内存在着气体以及使气体电离的因素，电离气体的数量小于星系核总质量的1%。对一些邻近

星系的核进行的分光研究表明,气体大概被少数高温恒星电离,譬如50颗有效温度40000开的恒星就足够了,但也不能排除诸如高速电子的碰撞等其他的电离机制在起作用。

少数星系的核呈现激烈的活动,关于它们的特征与能源的推测将在§ 12.6和§ 12.7中讲述。

四、射电和X射线辐射

自五十年代以来射电天文学家发现了许多星系是射电源,射电辐射有的来自很小的星系中心区域,有的来自一些弥散的区域,其范围可以延伸到光学可见边界以外很远的地方。按照射电光度 L_R 的数量级,这些射电源分成光度大的和小的两类:前者 $L_R > 10^{34}$ 瓦,是一些数目很少的特殊类型的星系(见§ 12.6);后者 $L_R < 10^{34}$ 瓦,处于很低的活动状态,在星系中占绝大多数,故有正常星系之称。对于正常星系的射电辐射,既观测到H I的21厘米发射线以及OH、CO、HCOH等分子的发射线或吸收线;也观测到连续辐射,其中包括高速电子在磁场中运动时产生的同步加速辐射的成分。

自六十年代以来,观测到一些高银纬的X射线源,其中一部分已证认为特殊星系和正常星系。在邻近银河系的几个星系中,“爱因斯坦X射线天文台”甚至可以分辨出数以百计的X射线源,每个源的X射线辐射功率超过 10^{30} 瓦,它们之中至少有一部分被认为是X射线双星。

§ 12.4 本星系群

一、星系的分布

星系在天球上的视分布远不是均匀的,它们大多分布在高银纬的天区,在银道附近几乎看不到它们的踪影(图12.15),故这个

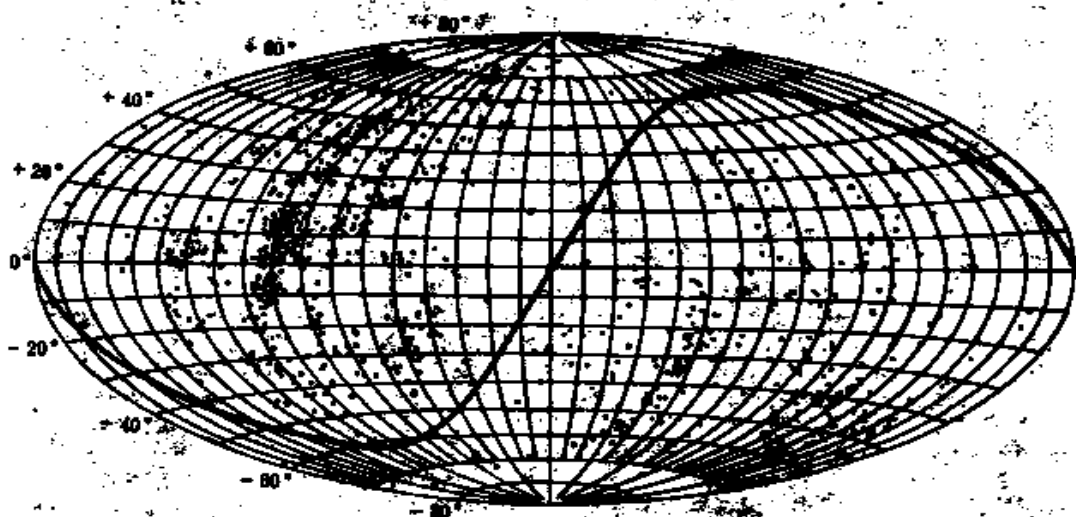


图 12.15 亮星系在天球上的视分布。坐标网是赤道坐标系，粗线是银道。

天区有随带之称。其实在随带的方向上并非不存在星系，只不过是银河系内集聚在银道面近旁的星际尘埃把它们遮住了。图12.5中旋涡星系NGC4594对称平面上的一条暗带就是星际尘埃将星光挡住造成的。可以联想到远离银河系并且位于银道面方向上的观测者也应看到银河系有类似的暗带，而地球上的观测者看到的相应的现象就是隐带。

用统计方法分析星系的分布，发现它们有集结成大小不同的系统的倾向。孤立的星系只占少数，多数星系是双重星系和多重星系的成员。多重星系由几个彼此靠近、有物理联系的星系组成，相当于恒星系统中的聚星。图12.16是一张五重星系的照片。比多重星系更大的系统有星系群、星系团和超星系团。

星系群由10个至几十个星系组成，结构较松散。据对银河系周围31兆秒差距范围以内的统计，大约有54个星系群，它们的直径介于0.3~2.5兆秒差距之间，其中心之间的平均距离为7兆秒差距。星系群的形状颇不规则，每一个星系群内大质量的主要星系一般是旋涡星系。比星系群更大的系统是星系团，它由几百或几



图 12.16 斯提芬五重星系

千个星系组成，平均直径为几兆秒差距；超星系团是现在已知的最大的星系集团，关于它们的情况将在 § 12.5 中叙述。

银河系不是一个孤立的星系，它跟大、小麦哲伦云一起组成了三重星系，而它们又同属一个星系群，叫做本星系群，其成员都是银河系的近邻。

二、本星系群概况

在搜寻银河系近邻的过程中，天文学家陆续发现了一群星系，它们位于直径大约为 1 兆秒差距的区域内，而在邻近这个区域的空间内，则没有发现星系，因此这些星系组成了一个独立的群——本星系群。本星系群已知的成员，包括已确认的和怀疑的，约有 30 个，表 12.3 中列出了部分成员的一些数据。

表12.3 本星系群的部分成员

星 系 名 称	类 型	距 离 (千秒差距)	直 径 (千秒差距)	质 量 ($M_{\odot}$)	视向速度 (千米/秒)
大麦哲伦云	Irr I	52	8	1×10^{10}	270
小麦哲伦云	Irr I	63	5	2×10^9	168
M 31	Sc	680	52	4×10^{11}	-275
M 32	E 2	680	2.1	2×10^9	-210
NGC 205	ES	680	4.2	8×10^9	-240
M 33	Sc	720	18	2×10^{10}	-190
NGC 147	E	680	2.4	1×10^9	-250
NGC 185	E	680	2.9	1×10^9	-300
IC 1613	Irr I	680	4	2.5×10^8	-240
NGC 6822	Irr	660	1.7	3×10^8	-40
玉夫星系	E	86	2.4	3×10^8	-
天炉星系	E	188	6.2	2×10^9	40
狮子I星系	E4	230	1.8	3×10^8	-
狮子II星系	E1	230	1.3	10^8	-
天龙星系	E	77	1.6	10^8	-
小熊星系	E	68	2.4	10^8	-

为了显示表12.3中的星系在空间的相对位置，将它们投影在两个相互垂直的平面上(图12.17)。可以看出，在本星系群的凡何中心没有星系聚集，它的结构很松散，三个质量最大的旋涡星系(M 31、银河系和M 33)位于系统的两端，一些质量小的星系分别趋向于接近银河系和M 31而分布。

如果星系之间的平均距离以星系的直径来衡量，则星系彼此是很靠近的，因为作为对比，在银河系的银盘内恒星的平均距离为恒星直径的 3×10^7 倍，而本星系群内主要成员(银河系、M 31和

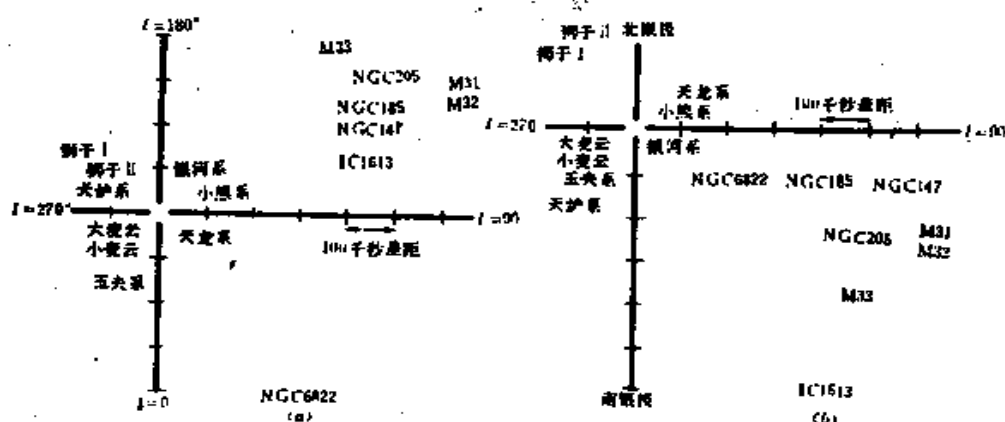


图 12.17 本星系群中部分成员的空间分布。(a) 投影在银道面上(俯视图); (b) 侧视图

M 33)之间的平均距离只有它们直径的十几倍, 数量级相差太大。由此可以得出星系密近相遇或碰撞的几率应比恒星大得多的结论。然而, 星系群内的物质分布比一个星系更稀薄得多。以本星系群为例, 如果把它里面的可见物质均匀地分布在它所占的空间内, 则密度估计为15个粒子/米³, 而如果把银盘内的恒星包含的物质均匀地分布在银盘的空间内, 则密度达10⁷个粒子/米³。

观测表明, 银河系相对于本星系群质量中心以170千米/秒的速度向银经10°银纬0°方向运动。由于星系的切向速度无法测定, 由M 31和M 33的视向速度作了银河系运动的改正后, 得出它们相对于本星系群质量中心的速度至少分别为 -68千米/秒和 -11千米/秒。因而本星系群内这三个主要成员的本动速度平均至少为83千米/秒。然而计算得出, 离银河系350千秒差距处本星系群的逃逸速度只有60千米/秒。相比之下, 这三个星系似乎运动太快以致不可能由引力束缚在一起, 于是本星系群的存在也许仅是一些星系偶尔凑合在一起的现象。可是从另一方面看, 在宇宙中星系群是普遍存在的, 它们应当是由成员星系的相互引力作用而束缚在一起的系统。解决这一矛盾的唯一途径是必须认为本星系群的真

实质量比观测到的质量至少大三倍，这样就能使逃逸速度提高到120千米/秒以上。由此推测，本星系群内的大部分物质是以看不见的形式存在着，它们或者分布在星系际空间中，或者充斥于成员星系延伸的星系晕内。

三、麦哲伦云

1519~1521年，葡萄牙人麦哲伦(F. Magellan)率领水手作环球航行时，在南美洲南端一个海峡(后来称为麦哲伦海峡)看到天顶附近有两个很大的星云。当幸存者回到欧洲以后公布了这个发现，因此就把这两个星云统称为麦哲伦云，其中较大的称为大麦哲伦云(图12.18)，较小的称为小麦哲伦云(图12.19)，常简称为大麦云和小麦云。大麦云位于剑鱼座与山案座交界的地方，小麦云在杜鹃座内，它们离南天极只有 20° 左右，因此在北纬 20° 以北的地方，这两个星云是永不升起的天体。

大、小麦云离太阳分别为52千秒差距和63千秒差距，是位于银河系之外的星系。它们通常被归入不规则星系，但有的天文学家认为至少大麦云可以探测到有旋涡结构，应属于棒旋星系。

21厘米射电谱线的观测表明，大、小麦云都在自转。对于大麦云，离中心2千秒差距以内的区域象刚体那样自转，周期为几亿年，再向外时自转曲线趋于平坦。由于大麦云的自转轴与视线的交角很不确定(估计介于 $25^\circ \sim 45^\circ$ 之间)，从而影响到自转速度和质量的精确测定。大麦云的质量约为 $1 \times 10^{10} M_\odot$ 。小麦云的自转观测资料很少，估计其质量为 $2 \times 10^9 M_\odot$ ，只有大麦云的 $\frac{1}{5}$ 。跟银河系相比，它们都很小，因此可以说是银河系的两个“伴星系”。大、小麦云紧挨着银河系，三者形成了三重星系。如果稍远一些的玉夫星系等几个星系也受银河系引力的控制，则形成了多重星系。

可以认为，大麦云或小麦云内的所有天体大致位于离太阳相



图 12.18 大麦哲伦云

同的距离处，这对于研究恒星的一些固有性质是十分有利的，加上以星系的标准来衡量，它们离银河系非常近，使得大、小麦云无论在恒星世界或星系世界的研究上都占有重要地位。最突出的事例就是造父变星周光关系的确定就发端于这两个星系。



图12.42 小麦哲伦云

大、小麦云之重要还在于在其中发现了众多类型的天体：O型和B型星、WR星、晚型超巨星、变星、星协、疏散星团、球状星团、H II区、稠密的H I云、行星状星云、发射星云、可能的超新星遗迹、X射线源等，它们大多属于星族 I，但也有星族 II的成员。已发现的变星的种类有：造父变星、天琴RR型星、长周期变星、不规则变星、新星、食变星等，其中最重要的造父变星在大麦云里就发现了约600颗。

大麦云里有一个引人注目的天体，它是发射星云剑鱼30，由

于形如蜘蛛，故又名蜘蛛状星云(图12.20)。它是迄今天文学家观测到的最巨大的发射星云，它被一群O型和B型星照射而发光，估计直径约500秒差距，质量达 $5 \times 10^6 M_{\odot}$ ，比猎户星云大得多。如果把它移到后者的同样距离处，其光芒将强得在白昼也能被看见，在夜晚则可把地上的物体照出影子。



图12.20 发射星云剑鱼30

射电观测表明，大、小麦云中有大量的星际气体，尤其是小麦云，它的气体含量占总质量的 $\frac{1}{3}$ ，比银河系中的相对含量多得多，但尘埃却极少。这两个星系有一个共同的很大的气体包层，并且有HI气体从它们流出，在天球上经过南银极，大概伸向银河系(图12.21)，形成了连接大、小麦云与银河系的“气体桥”，显然

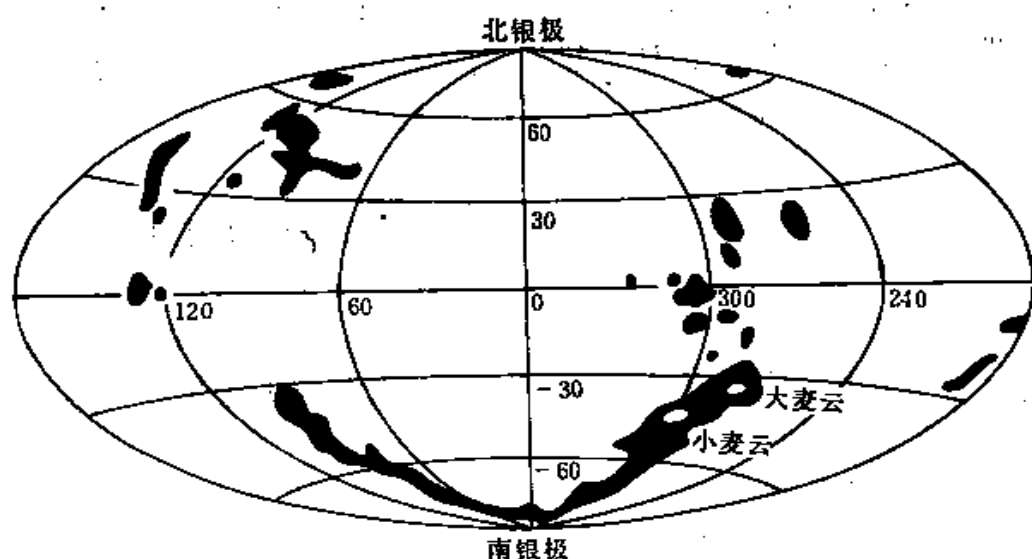


图12.21 大、小麦云的H I气流在银道坐标中的位置

这座“桥”是在银河系的潮汐力作用下从大、小麦云里拉出气体造成的。同时，在银河系的银盘外部 H I 气体层向两旁弯曲也可能是大、小麦云的潮汐力作用的结果。

四、仙女星系

仙女星系又名 M 31 或 NGC 224 (彩照12)，累积目视星等为 4.3^m，肉眼看起来象是一个暗淡的斑点，它是地球上的人类用肉眼能见的宇宙中最远的天体。M 31 属 Sb 型，是离银河系最近的旋涡星系，距离为 680 千秒差距 (220 万光年)。它的可测部分的线直径约为 52 千秒差距，质量约为 $4 \times 10^{11} M_{\odot}$ ，但根据该星系外部区域自转的资料，似应存在由大量难以观测到的物质组成的星系晕。无论从大小还是从质量而言，M 31 都居本星系群各个成员之首。

从照片上可见，M 31 的中央是明亮的核球，四周是扁盘和旋臂，它的形状和结构跟银河系很相似。在 M 31 内已发现了 300 多个球状星团、400 多个疏散星团、200 多个星协、300 多个行星状星云、1000 多个 H II 区以及许多变星、至少 80 个 X 射线源。M 31 有一个

核，在光学波段它形如椭圆，其长轴和短轴分别为8秒差距和5秒差距，表面亮度比星系其余部分大得多。M 31的核在红外波段的辐射功率大致跟银核相当，但在射电波段的辐射功率比银核中的射电源人马A弱20倍以上。

M 31可能有七个伴星系，它们都是椭圆星系。在彩照12上，紧挨着M 31边缘的是M 32(NGC 221)，属E2型；位于M 31右上方的名叫NGC 205，属E5型。离M 31稍远一些有NGC 147和NGC 185，它们相对于M 31的位置从图12.17可以看出。这四个星系都很小，最大的NGC 205其直径为4.2千秒差距，其余三个小于3千秒差距。在M 31的邻近还发现三个更小的椭圆星系，叫做仙女I、II、III，它们的直径只有几百秒差距。

五、M 33和其他成员

M 33(NGC 598)位于三角座，是一个旋臂很展开的Sc星系(图12.22)。在已确定的本星系群成员中，按大小和质量它名列第三。M 33的距离为720千秒差距，直径为18千秒差距，质量为 $2 \times 10^{10} M_{\odot}$ 。这个星系虽然有星族II的天体，但星族I的特征特别明显，不仅在旋臂内，甚至在直径5秒差距的明亮的星系核内也观测到年轻的蓝星和跟它们相伴的H II区。在旋臂内有一个巨大的H II区，直径达270秒差距。

本星系群的成员中还有两个类似于麦哲伦云的不规则星系NGC 6822和IC 1613，以及一些矮椭圆星系，就质量而言它们在本星系群中是微不足道的。然而，本星系群中的矮星系为天文学家提供了难得的研究机会，因为所有其他的星系群和星系团都离银河系较远，它们之中的这类星系太暗，不可能被观测到。



图12.22 旋涡星系M33

§ 12.5 星系团和超星系团

一、星系团的分类

星系团与星系群没有实质性的区别，两者只是根据成员星系的多寡被划分，而且其间的界限没有明确的统一规定，带有一定的任意性。在不少文献中把星系群与星系团混为一谈，在这种情况下星系团中星系数目的范围从十几个到几千个。成员数目很多的星系团有富星系团之称，反之，则是贫星系团。

美国帕洛玛山天文台在1948年安装了当时世界上最大的口径

1.22/1.86米施密特望远镜。经过十年时间,该台用这架望远镜完成了拍摄《帕洛玛天图》的计划,这是一套同时用对蓝光和红光敏感的底片拍摄的赤纬 -33° 以北天区的图片。总共用了935对红蓝底片(1870张),蓝片上最暗天体的星等为 21.1^m ,红片为 20.6^m 。在《帕洛玛天图》上可以证认出几万个星系团。

星系有强烈的成团倾向,也许全部或绝大多数星系都隶属星系团,或至少它们最初是在星系团中形成的。所谓不成团的“场星系”也可能是许多遥远的星系团内最亮的成员,而其余较暗的成员已无法看到。在场星系的衬托下,只有异常多的星系的集聚或一些星系彼此非常靠近才能证认为星系团。显然,贫星系团除了离银河系不远的以外是无法证认的,即使对于富星系团随着距离的增加也越来越难以从场星系中区分开来,因此现在关于星系团的观测资料在很大程度上局限于富星系团,而且,由于无法消除背景的影响,确定哪些星系是星系团的成员是相当困难的。

1. 阿贝尔分类 天文学家迄今对星系团提出了几种不同的分类法。1958年,阿贝尔(G. O. Abell)编制了包含一些亮星系的2712个富星系团的表,按赤经增加的顺序对星系团编号,前面冠以字母A,例如后发星系团和英仙星系团分别为A 1656和A 426。他把星系团分成两类。

(1) 规则星系团:成员星系作球对称分布,按照成员的星等来统计,最亮的七个星等的星系的数目有一千个以上,其中大多是E和S0型,星系向中心高度集聚,并且没有次级集聚区,总质量达 $10^{15} M_{\odot}$ 数量级。

(2) 不规则星系团:不具备球对称性,最亮的七个星等的星系的数目介于 $10 \sim 1000$ 之间,其中大多是S(SB)和Irr型,有两个或两个以上的次级集聚区,总质量在 $10^{12} \sim 10^{14} M_{\odot}$ 范围内。

2. 兹威基分类 瑞士天文学家兹威基(F. Zwicky)和他的同事在六十年代编制了《星系和星系团表》。按照星系团的形态和

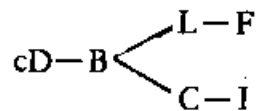
结构, 兹威基把它们分成三类:

(1) 致密型: 只有一个明显的集聚中心, 其中至少有10个星系紧密地集聚在一起。

(2) 中等致密型: 或者有一个集聚中心, 但星系彼此相距的间隔达星系直径的若干倍; 或者有几个明显的集聚中心。

(3) 疏散型: 没有明显的集聚中心。

3. 鲁德和萨斯特里分类 1971年, 鲁德 (H. J. Rood) 和萨斯特里 (G. N. Sastry) 根据星系团中10个最亮星系的类型和分布提出了一种更细致的分类方案



其中的各个类型说明如下。

cD型: 受一个cD型星系支配的星系团。D型星系类似于哈勃分类中的E型, 呈椭圆形, 但有可见的很延伸的星系晕, 而cD型星系是一种超巨椭圆星系, 在各种类型的星系中cD型星系最为庞大, 直径可达100千秒差距甚至更大, 质量为 $10^{13} \sim 10^{14} M_{\odot}$ 。值得指出的是, cD型星系不是椭圆星系在质量和大小方面的简单扩大, 而是一类特殊的星系, 在X射线和射电波段有异常的活动, 而且它们都位于星系团中心附近。

B型: 有一个亮的双重星系系统, 两个星系相距不超过其中较大的星系直径的10倍。

L型: 至少有三个最亮的星系排成一直线。

C型: 至少有四个最亮的星系位于中央, 它们彼此的间距是同数量级的。

F型: 10个最亮星系的分布形成扁平结构。

I型: 没有确定的中心, 星系分布不规则。

此外, 还有其他的分类标准, 如有的依据星系团中较亮的一

些星系与其余星系的亮度对比；有的基于星系团中主要星系的类型，这里不再详述。

二、几个著名的星系团

1. 室女星系团：这是离银河系最近的一个星系团（图 12.23），因位于室女座中而得名，其角直径约 12° 。在梅西耶表列出的天体中，有 34 个是星系，而其中的 16 个属于该星系团。室女星系团的成员星系的总数估计有 2500 个。从成员星系的平均红移得其视向速度为 1210 千米/秒，该星系团的距离数据跟选取的 H 值有关，通常取为 16~19 兆秒差距（5000 万~6000 万光年）。

室女星系团是典型的不规则星系团，成员星系中椭圆星系占 19%，旋涡星系占 68%。位于离这个星系团中心约 1 的地方有一个巨椭圆星系 M 87 (NGC 4486)，它是一个强射电源和 X 射线源，



图 12.23 室女星系团的中心区域

备受天文学家的重视 (见 §12.6)。

一个星系团的成员星系的视向速度应包含两种运动速度, 即星系团作为一个整体的退行速度以及成员星系相对于星系团质量中心的本动速度在视线方向的分量。跟一群星的速度弥散度类似, 由后者也可定义一个星系团的视向速度弥散度, 对于室女星系团它的数值等于670千米/秒。

2. 后发星系团 这是一个典型的规则星系团 (图12.24), 位于后发座中, 离北银极只有 2° 。由于受银道面附近星际物质的遮掩影响极小, 因此十分有利于观测。在后发星系团中有红移资料的星系有800多个, 由此得出的退行速度为6888千米/秒; 视向速度弥散度为861千米/秒。若取 $H = 50$ 千米/(秒·兆秒差距), 则距离为138兆秒差距(4.5亿光年); 若取 $H = 75$ 千米/(秒·兆秒差距),



图 12.24 后发星系团

则距离为92兆秒差距(3.0亿光年)。

后发星系团的角直径约4°，但也可能延伸至更大的范围。成员星系的分布跟椭圆星系或球状星团里恒星的分布相似，呈球对称性，并向中心集聚。中心区域包含一千多个亮星系，整个星系团的成员星系可能达一万个。在中心区域较亮星系之间平均相距约200千秒差距。在中心附近有两个超巨星系：椭圆星系NGC4889和S0星系NGC4874。观测表明，该星系团有延展的射电辐射和X射线辐射，前者的机制可能是同步加速辐射，但产生相对论性电子的源尚不清楚；后者大概由星系团空间内温度达 $10^7 \sim 10^8$ 开的高温气体产生。

3. 英仙星系团 这也是一个富星系团，较近银道，观测条件远不如后发星系团。它的退行速度为5400千米/秒，相应的距离为108兆秒差距[取 $H = 50$ 千米/(秒·兆秒差距)]。分析50多个成员星系的红移，得出视向速度弥散度达1400千米/秒，超过其他星系团已知的视向速度弥散度的数据。

英仙星系团中星系的分布不对称，最亮的一些星系排成一条延伸约1°的线。位于中心的最亮星系NGC1275是一个活动星系，其周围有纤维结构。强射电源英仙A的位置与NGC1275重合。这个星系团的大部分区域中有延展的射电辐射。它也是最强的河外X射线源之一，延展的X射线辐射强度极大处靠近NGC1275。

4. 半人马星系团 这是南天最显著的富星系团，包含约300个较亮的星系，其中几十个有红移资料。退行速度为3740千米/秒，距离约75兆秒差距，视向速度弥散度为950千米/秒。半人马星系团属不规则型，它有两个星系集聚区，可能是两个偶尔接近的独立的星系团。

三、星系际物质

星系际物质泛指存在于星系团内星系际空间中的物质以及星

系团之间空间中的物质。从麦哲伦云与银河系之间的气体桥以及其他一些星系之间也有这类“桥”存在，可以想见星系际物质必定存在，但一般说来不易探测。它们很可能与银河系内的星际物质类似，包括气体和尘埃，气体以氢为主，处于中性或电离状态。

如果星系际尘埃的大小跟银河系里的尘埃一样，则应对遥远星系起消光和红化作用，但观测没有提供证据，表明星系团之间每兆秒差距的消光值小于 4×10^{-4} 星等，相应的尘埃密度应小于 4×10^{-30} 千克/米³。然而，有人根据室女星系团和后发星系团的后面观测不到十分暗弱的星系团，推算这两个星系团的消光值达 0.25^m 。

为了探测星系际中性氢原子，原则上可以观测遥远的河外天体光谱中经红移的 L_{α} 等吸收线，但实际上这样的谱线并未出现，表明星系团之间空间内中性氢原子的数密度不大于 10^{-9} /米³。于是剩下的最可能的星系际物质是电离氢。由于密度极低，氢原子一旦遭电离，就需十分长的时间才能遇上电子，发生复合，因此电离氢得以大量存在。探测低密度的电离氢气体是一项艰巨的工作，直至七十年代 X 射线卫星上天始获成功，它们观测到星系团内的星系际空间中存在发射 X 射线的气体，其温度为 $10^7 \sim 10^8$ 开，密度约 10^3 个离子/米³，星系团的 X 射线光度在 $10^{36} \sim 10^{38}$ 瓦范围内。

“爱因斯坦 X 射线天文台”凭借其高分辨率的 X 射线望远镜进一步揭示了电离气体在星系团内的分布方式。在一种极端的情况下，气体成群地集结在单个星系或星系群周围，总体上呈无规则分布（图 12.25）；在另一极端情况，气体向星系团中心聚集，密度往外平滑下降（图 12.26）。气体分布方式的不同大概反映了星系团不同的演化状态。在前一种情况，气体离原先所在的星系仍不远，并且主要受这些星系的引力场的影响，因此这种星系团是较年轻的。后一种情况则对应于较年老的星系团，气体与星系的相互作用已经历了漫长的时间，在整个星系团引力场的控制下引起了气体向

中心聚集的平滑分布。介于两种极端情况之间的分布也已观测到。
“爱因斯坦 X 射线天文台”的这一发现为天文学家提供了一种依据
星系团内气体分布的方式将星系团分类的方法。

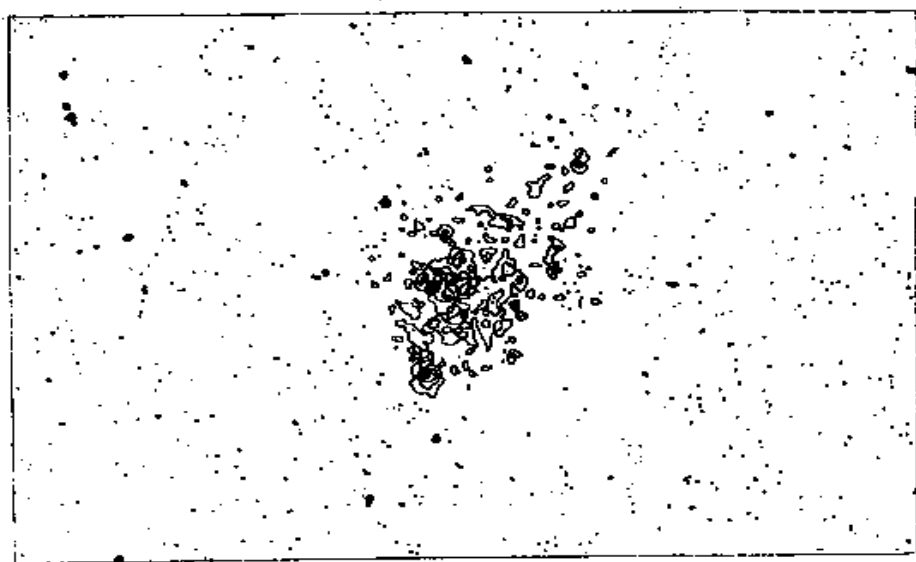


图 12.25 星系团A1367中气体集结
在单个的星系或星系群周围

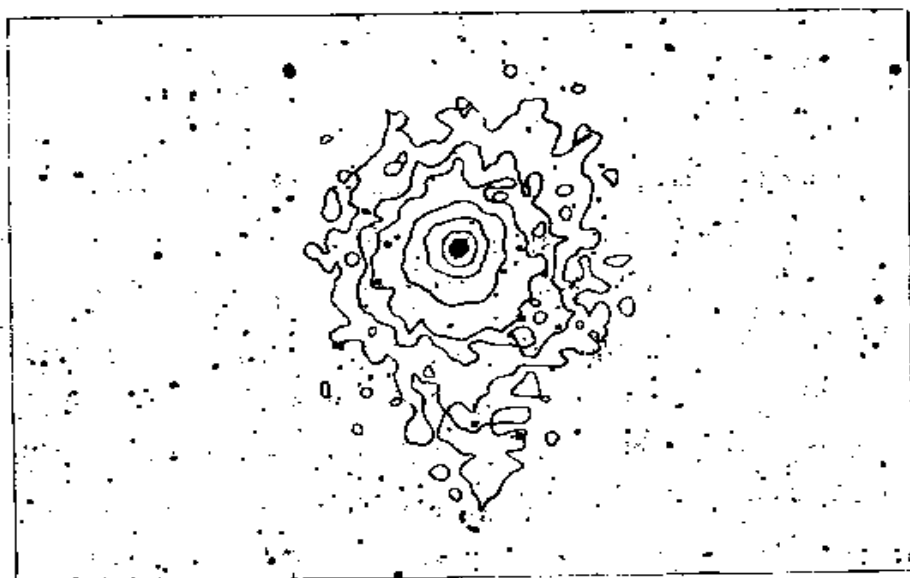


图 12.26 星系团A85中气体呈较平滑的分布

四、维里定理和短缺质量问题

1. 维里定理 考虑由相同分子组成的气团, 分子的质量为 m 。建立一个坐标系, 原点取在气团的质量中心, $\vec{r}_i$ 是第 i 个分子的位置矢量, $\vec{F}_i$ 是它受到的作用力, 则该分子的运动方程为

$$m \frac{d^2 \vec{r}_i}{dt^2} = \vec{F}_i.$$

将上式两边作 $\vec{r}_i$ 的标积, 其中左边经改变后得

$$\begin{aligned} m \vec{r}_i \cdot \frac{d^2 \vec{r}_i}{dt^2} &= m \frac{d}{dt} \left(\vec{r}_i \cdot \frac{d\vec{r}_i}{dt} \right) - m \left(\frac{d\vec{r}_i}{dt} \right)^2 \\ &= \frac{1}{2} m \frac{d^2}{dt^2} (\vec{r}_i \cdot \vec{r}_i) - m \left(\frac{d\vec{r}_i}{dt} \right)^2, \end{aligned}$$

所以

$$\frac{1}{2} m \frac{d^2 r_i^2}{dt^2} = m \left(\frac{dr_i}{dt} \right)^2 + \vec{F}_i \cdot \vec{r}_i.$$

对气团中全部分子求和, 得

$$\frac{1}{2} \frac{d^2}{dt^2} \left(\sum_i m r_i^2 \right) = \sum_i m \left(\frac{dr_i}{dt} \right)^2 + \sum_i \vec{F}_i \cdot \vec{r}_i. \quad (12.3)$$

式中, $\sum_i m r_i^2$ 是气团对原点的转动惯量; $\sum_i \vec{F}_i \cdot \vec{r}_i$ 项被克劳修斯 (R. Clausius) 在十九世纪七十年代研究气体运动理论时称之为“维里”项^①。对于气团处于无集团运动的平衡态的情形, (12.3) 式左边转动惯量对时间的导数为零, 如果分子受的力仅是它们之间相互的引力, 则 (12.3) 式变成

$$2T + U = 0, \quad (12.4)$$

式中, T 是气团的总动能, U 是总引力势能。(12.4) 式称为维里定理, 它是气团处于平衡态的必要条件, 但不是充分条件。

① 维里 (virial) 一词源于拉丁文 vis, 意为“力”。

如果星系团无膨胀、收缩或转动之类的集团运动，处于平衡态，则维里定理也适用。考虑一个包含 N 个成员星系的星系团；以 M 表示星系团的总质量， m_i 和 V_i 分别表示第 i 个成员星系的质量和相对于星系团质量中心的空间速度，显然

$$T = \frac{1}{2} \sum_{i=1}^N m_i V_i^2.$$

若成员星系的质量都相等，或取一个平均值， $m_i = \frac{M}{N}$ ，则

$$2T = M \langle V^2 \rangle,$$

其中 $\langle V^2 \rangle$ 是成员星系空间速度的平方平均值， $\langle V^2 \rangle^{\frac{1}{2}}$ 即星系团空间速度的弥散度。但观测能得出的是视向速度的弥散度 $\langle V_r^2 \rangle^{\frac{1}{2}}$ 。若成员星系相对于星系团质量中心的运动方向是随机分布的，则 $\langle V^2 \rangle = 3 \langle V_r^2 \rangle$ ，于是

$$2T = 3M \langle V_r^2 \rangle. \quad (12.5)$$

以 r_{ij} 代表第 i 和第 j 个成员星系之间的距离，则

$$U = -\frac{1}{N^2} \sum_{i < j} \frac{GM^2}{r_{ij}}.$$

但观测能得出的是 r_{ij} 在天球切面上的投影 d_{ij} ，在成员星系的空间分布也是随机的情况下， $\frac{1}{r_{ij}} = \frac{2}{\pi} \frac{1}{d_{ij}}$ ，于是

$$U = -\frac{2GM^2}{\pi N^2} \sum_{i < j} \frac{1}{d_{ij}} = -\frac{GM^2}{2 \langle R \rangle}, \quad (12.6)$$

其中求和是对 $\frac{1}{2}N(N-1) \simeq \frac{1}{2}N^2$ 对成员星系作的，而

$$\frac{1}{\langle R \rangle} = \frac{4}{\pi N^2} \sum_{i < j} \frac{1}{d_{ij}}. \quad (12.7)$$

$\langle R \rangle$ 是成员星系之间的一种平均距离，可由观测确定。于是，利用维里定理(12.4)式可以估算星系团的总质量：

$$M = \frac{6 \langle R \rangle \langle V^2 \rangle}{G}, \quad (12.8)$$

或得到成员星系的平均质量 $\frac{M}{N}$ ，这样求出的质量叫做维里质量。

2. 短缺质量问题 对许多星系团计算的维里质量跟可见的成员星系的总质量有很大的差异，前者比后者通常大一个数量级，而且这种差异似乎随星系团大小的增加而变大。除非星系团拥有正的总能量，它们都在瓦解，因而维里定理不适用，那么星系团里应当包含大量未被发现的物质，这种物质必定是暗的，以致人们无法看见，其质量占星系团总质量的绝大部分。例如室女星系团里不可见物质估计占98%。不仅星系团存在这个质量矛盾，以前在讲银河系和用自转曲线法测定单个星系质量时曾指出星系晕中应存在大量不可见的物质，本星系群也有同样的问题。概括地说，对于星系或星系团，根据成员的轨道运动或速度弥散度计算出的系统的质量统称为引力质量，它是使系统保持引力束缚状态所必需的，观测表明引力质量比可见物质的质量大得多，这就是短缺质量问题。早在三十年代兹威基首先注意到这个问题。

短缺质量问题是当今天文学上一个悬而未决的重大问题，已提出过多种解释。过去流行的观点是把它归之于星系际气体，但X射线卫星探测到的星系团内高温气体的质量大致跟可见的成员星系的质量相当，即只占维里质量的10%左右。因而对克服质量矛盾无济于事。短缺质量其他可设想的出路有低光度的恒星和黑洞等，它们大多应在星系晕内。此外，还有一些异乎寻常的观点，如宇宙空间中充斥着大质量的中微子；牛顿万有引力定律在星系尺度上已不能正确描述天体的运动等；但大多数天文学家对这些观点持怀疑态度。

五、超星系团

如果把星系团看成是星系的一级成团现象，那么有没有二级成团现象，即星系团是否聚集成更大的集团呢？根据邻近的星系群和星系团视分布的不均匀，天文学家早已猜疑可能存在星系的二级成团。在五十年代，这是一个争议不决的问题，经过一些天文学家的研究，到六十年代二级成团的观点已占优势，星系团集结成更大的集团——超星系团，在有的专著中也称之为星系云。

沃库勒在五十年代对星系二级成团问题进行了细致的研究。他分析了亮于视星等13^m的一千多个星系的分布情况，发现这些星系集中在几条带上，最高度集中的一条长带平均宽12^m，有三分之二比12^m亮的星系位于这条带内。这条带定出了一个与银道几乎垂直的大圆，其极的银道坐标为 $l=47.37^\circ$ ， $b=6.32^\circ$ 。亮星系在北银极附近最密集，在南银极附近较稀疏。沃库勒认为上列事实表示，绝大部分较亮的星系属于一个很大的扁平状集团，称为本超星系团。

本超星系团由本星系群、室女星系团、后发星系团以及一些较小的星系群和星系团组成，其大小的估算与所取的 H 值有关，一般认为它的长径为30兆秒差距，厚1.8兆秒差距，其质量中心位于或靠近室女星系团。银河系在本超星系团内的位置较接近边缘，离质量中心10~12兆秒差距。本超星系团的扁平形状可能意味着它在自转。

阿贝尔分析他编制的2712个富星系团的表，他注意到大概有50个超星系团，每个包含10个左右的星系团。超星系团常呈扁长的形状，长径几十兆秒差距。较近的超星系团有武仙超星系团、北冕超星系团、巨蛇-室女超星系团。

从单个星系、双重星系、多重星系到星系群、星系团、超星系团，构成了一幅阶式结构的图像。这种成团的阶式结构是否无

限扩展呢？从目前的观测水平来说，没有证据表明超星系团集结成更大的系统。哈勃、兹威基和阿贝尔等认为，星系成团的尺度有一个上限，大致为100兆秒差距。因此超星系团是现在已知的最大的星系集团。在尺度小于100兆秒差距的空间内星系有强烈的成团倾向；就尺度超过100兆秒差距的空间而言，星系的分布可以近似看成是均匀的^①。但也有人认为超星系团可以进一步成团，形成三级星系团。

六、哈勃定律的意义

应当强调指出，哈勃定律(12.2)式是在星系谱线红移由多普勒效应引起的假设下才成立的，实际上该定律不加任何假设的原始形式应是星系谱线红移的大小与距离成正比，这也称为哈勃效应。以多普勒效应来解释谱线红移是最显而易见的并且具有坚实的物理基础，但对于星系来说，这毕竟是一个假设，不是确证无疑的。有些科学家致力于探索其他的机制来解释红移现象。例如有一种叫做“光子衰老”的假设，认为从星系发出的光子在路程上经过了数以百万年计的时间，丧失了部分能量，而且丧失的能量与经过的距离成正比，以此解释哈勃效应。然而，至今这个假设在物理学上没有实验证据和理论根据，因此未被接受。

通常以谱线波长的相对变化 $Z = \frac{\lambda - \lambda_0}{\lambda_0}$ 来表示红移的大小。在红移是由多普勒效应产生的前提下，按照(8.27)式，得

$$Z = \frac{V_r}{c} \quad (12.9)$$

^① 八十年代初美国的天文学家发现，宇宙空间中有直径达100兆秒差距的星系很少的区域，称之为巨洞。这个发现如果是确实的，则表明在100兆秒差距的尺度上宇宙中物质的分布也是不均匀的，它对宇宙学的研究可能会产生很大的影响。

这个公式只适用于 Z 比1小得多(即 $V_r \ll c$)的情况,而目前观测到的红移最大的星系名叫3C256, $Z = 1.82$ 。在速度很大的情况下,基于经典物理学的(12.9)式已不适用,必须用如下的相对论多普勒效应的公式:

$$Z = \frac{1 + \frac{V_r}{c}}{\sqrt{1 - \frac{V_r^2}{c^2}}} - 1 = \sqrt{\frac{c + V_r}{c - V_r}} - 1, \quad (12.10)$$

对于 $Z = 0.8$, $\frac{V_r}{c} = 0.53$, 即退行速度约达到光速的一半。

本星系群中有几个成员星系的视向速度为负值,它们在朝向银河系运动,这可以解释为它们离银河系太近,退行速度小于本动速度。除此之外,所有的星系都在远离银河系运动,而且退行速度大致与距离成正比。哈勃由此得出结论,宇宙的可见部分正在膨胀。这种膨胀是均匀的,即任一对星系互相分离的相对速度与它们之间的距离成正比。

为了帮助理解均匀膨胀的含意,可以设想一根棒上的三个点 A, B, C , 且 $AB = BC$, 当棒在纵向均匀膨胀时,无论从哪一点看,其余两点都在远离,而且退行速度与间距成正比(图12.27)。

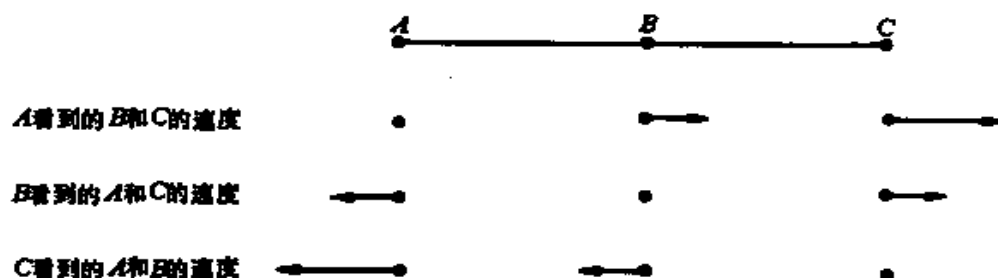


图 12.27 均匀膨胀的棒上等间距的
三点所见的各点的速度

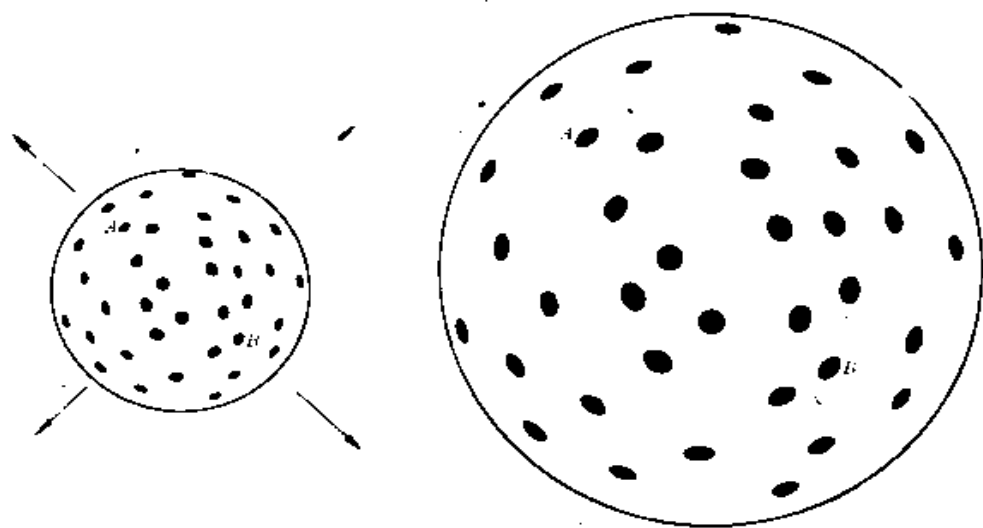


图 12.28 气球膨胀时，球面上任意两点(例如A和B)间距离的增加率正比于距离，不管从哪一个点看，所有其他的点都在均匀地离它退行

从一个均匀膨胀着的气球表面上任一点看其他各点的运动也有类似的规律(图12.28)。

自从哥白尼时代以来，人们已逐步牢固地树立起地球上的人类在宇宙中并不占有特殊地位的观念。尽管从星系的退行现象并非不可以认为银河系处于膨胀的中心，但天文学家断然摒弃了这种观点。从上述的例子显然可见，只要宇宙的可见部分在均匀膨胀，则任何星系上的观测者应同样观测到其他的星系都在退行，并且得出同样的哈勃定律，因此银河系的地位无任何特殊之处。

§ 12.6 活动星系、射电星系和互扰星系

本世纪中叶以前，天文学家认为星系是相当平静的，只有难得出现的超新星和新星才暂时冲破沉寂的状态。射电天文学兴起后，天文学家发现了银核中的射电源以及许多河外的强射电源，后

者在射电波段发射的能量比前者大得多，从此揭开了星系活动的帷幕。后来在红外波段和X射线波段上的探测进一步促使天文学家认识到星系的活动，特别跟某些类型的星系的核联系着的活动是相当普遍的现象。

按照活动的规模，处于较低水平的星系占绝大多数，故有正常星系之统称；活动很激烈的星系约只占2%。这反映了在星系的整个演化过程中激烈活动的状态只是很短的一个阶段。这些少数的星系就是本节要阐述的活动星系和射电星系。目前在天文学的有关著作中介绍它们的章节编排很不一致，有的将活动星系和射电星系并列，有的把射电星系甚至类星体（见§12.7）都纳入活动星系的范畴。

一、活动星系的特征

活动星系是具有明显的激烈活动的星系，其主要表现如下：

(1) 相对说来星系核异常明亮。

(2) 许多活动星系的光谱中有发射线，在红外、射电、紫外和X射线波段发射的能量大于光学波段，连续辐射谱的形状显然不能跟黑体辐射谱匹配（图12.29）。正常星系的辐射谱基本上是大量恒星累积的辐射谱，具有热辐射（黑体辐射）的特征；而活动星系的辐射呈现出非热的性质，以前多次提到的同步加速辐射在天体物理学中是最重要的一种非热辐射。

(3) 在光学和射电波段亮度常出现快变，变化时标多数为一年左右，有时短到只有几天。

(4) 某些活动星系的近旁观测到喷流结构，显然是从星系中抛射出的物质形成的。

(5) 光谱中的发射线很宽，表明星系核内有速度弥散很大的气体云，最大速度可达5000千米/秒。

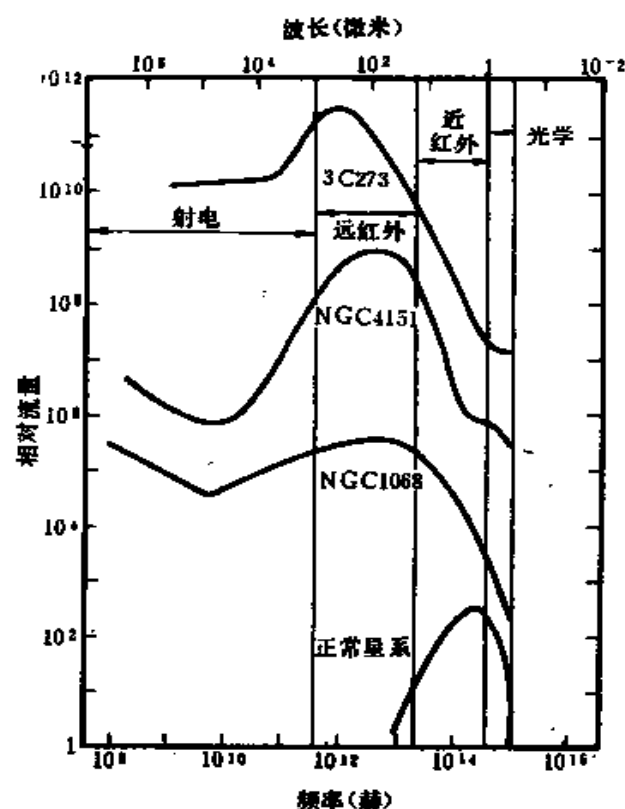


图 12.29 两个活动星系 (NGC4151、NGC1068) 和一个类星体 (3C273) 在射电、红外和光学波段的连续辐射谱跟正常星系的比较。

二、活动系星类型

活动星系通常是在观测星系时偶然发现的，对它们的分类缺乏统一的规范，以致现有的一些类型相当混杂，只有少数活动星系可以单纯地归入一种类型，多数有交错重叠的情况。

1. 马卡良星系 苏联天文学家马卡良 (Б.Е. Маркарян) 自 1967 年起在比拉干天文台用配备物端棱镜的施密特望远镜搜寻有强紫外连续辐射的星系，经几年的巡天观测，他发现了 800 多个这类天体，并编成表，故得名。马卡良星系大体上又分成两个次型：

(1) 亮核型: 占总数的 $\frac{2}{3}$, 明亮的星系核就是紫外连续源, 它们常是旋涡星系, 光谱中有发射线, 其中发射线很宽的又属于赛弗特星系(见下面), 在这个次型中占多数。

(2) 弥漫型 紫外连续源分散在整个星系内, 它们是暗弱的不规则星系, 金属丰度一般很低。这个次型中较暗的成员具有十分类似于H II区的光谱, 有时称为星系际H II区。

阿罗在墨西哥托南钦特拉天文台用类似于马卡良的巡天技术于1956年首先发现的阿罗星系基本上就是弥漫型的马卡良星系。

2. 致密星系 兹威基在六十年代根据《帕洛玛天图》发现一种表面亮度很高、勉强能与恒星区分的星系, 叫做致密星系, 也有兹威基星系之称。其中, 红致密星系大概是正常星系, 不过表面亮度高得反常, 而蓝致密星系很可能是小的星系际H II区。

3. N型星系 这种类型由摩根在五十年代提出, 其特征是有一个恒星状的亮核以及较致密的暗弱星云包层, 星系的辐射大部分由核提供。N型星系核的颜色跟类星体相似, 而星云包层的颜色却与巨椭圆星系对应。有些N型星系核的周围可以看到旋臂。这类星系中很多是射电源, 光谱跟赛弗特星系类似, 不过发射线较窄, 核的亮度有变化。

4. 赛弗特星系 这类星系因美国天文学家赛弗特(C. K. Seyfert)在1943年发现了六个旋涡星系光谱中有异常宽的发射线而得名, 至今已观测到一百多个。

赛弗特星系有一个明亮的恒星状核, 在短时间曝光的底片上易误认为是恒星, 经长时间曝光的底片显露出在核的周围有朦胧的旋涡结构(图12.30), 光谱中有发射线, 它们主要是氢的巴耳末线以及电离氧、氮、氦等的禁线。这类星系中绝大多数是旋涡星系, 只有5%可能是椭圆星系。在全部旋涡星系中(S和SB型)赛弗特星系只占1%。对于很远的星系分类不易, 以致赛弗特星系与



图 12.30 赛弗特星系NGC4151

N 型星系、马卡良星系常难以辨别。

按照发射线的相对宽度，赛弗特星系分成两个次型：

- (1) I 型：氢的巴耳末线很宽，其他元素的谱线较窄。
- (2) II 型：氢的巴耳末线与其他元素的谱线差不多宽，但比 I 型的巴耳末线窄。

赛弗特星系很宽的谱线可以解释为气体在作速度很大的随机运动。I 型赛弗特星系的巴耳末线的平均宽度等价于3400千米/秒的速度，而 II 型的所有谱线以及 I 型中除氢以外的其他谱线的宽度跟速度500~1000千米/秒相当。

跟行星状星云内的情况相似，赛弗特星系的巴耳末发射线也是氢离子与电子复合时经过级联跃迁产生的。很宽的巴耳末线在

星系核内生成，那里的电离气体的质量应为 $10^1 \sim 10^3 M_{\odot}$ 。数量级，密度 $10^{13} \sim 10^{15}$ 个离子/米³；窄的发射线大概由核周围密度和速度均较低的气体产生。致使气体电离并获得高速度的能源还不清楚，应在星系核内， 10^3 千米/秒数量级的速度很可能是由激烈的爆发引起。

赛弗特星系从射电到光学波段的连续辐射谱不单纯是大量恒星光谱的复合。分析表明，射电辐射具有非热的同步加速辐射的性质；红外辐射大部分来自被星系核的光学和紫外辐射加热的尘埃的再辐射，一小部分可能是同步加速辐射的贡献；在光学波段连续谱主要是恒星热辐射谱的复合，但也有非热辐射的成分。连续辐射的总功率为 $10^{37} \sim 10^{38}$ 瓦，约相当于 $10^{11} L_{\odot}$ 。这类星系的亮度常有不大的变化，变化时标从一个月至一年，当连续谱变化时，发射线却保持不变，这表示产生非热的连续辐射的区域比产生发射线的区域小得多。

许多赛弗特星系的射电辐射比正常旋涡星系强。平均而言，II型赛弗特星系的射电辐射比I型强。这类星系普遍有很强的红外辐射，II型赛弗特星系的几乎全部辐射能以及I型赛弗特星系的大部分辐射能是红外辐射的贡献。至八十年代初有20多个赛弗特星系已探测到X射线辐射，其中I型的辐射功率比II型大。

三、射电星系

自四十年代以来，射电天文学家发现了数以千计的射电源。起初最强的一些源以星座名加以一大写的拉丁字母来表示，例如人马座里的强射电源称为人马A，天鹅座里的强射电源称为天鹅A。后来发现的源多了，汇编成表，以表的简称加编号命名。在一些较著名的射电源的名字中，以3C和4C最常见，它们是英国剑桥大学编的第三和第四射电源表的简称，现在已有剑桥第五和第六射电源表（即5C和6C）。已知的射电源有三万多个。

大部分射电源位于河外，其中大约有 $\frac{1}{3} \sim \frac{1}{2}$ 的源已证认出光学对应天体是星系。星系的射电辐射功率(即射电光度)相差悬殊，以 10^{34} 瓦为界，功率超过这个数量级的星系称为射电星系，它们在射电波段的辐射功率不仅比正常星系大得多，而且也比它们在光学波段的辐射功率大得多。射电星系的光学对应天体大多是E型和D型星系。

射电源天鹅A发现于1948年，1954年它被证认为一个视亮度 16^m 的星系，光谱中有很多发射线。它是第一个被发现的射电星系，也是最强的河外射电源，离银河系170兆秒差距，辐射功率达 10^{38} 瓦数量级，比银河系的射电辐射功率强几百万倍。

射电星系的射电连续谱一般遵循形如(9.4)式的幂律谱，在频率 $10 \sim 1400$ 兆赫范围内，频谱指数 α 平均为 -0.79 ，射电辐射有很强的偏振。幂律谱和偏振反映出辐射机制应是同步加速辐射。

大多数射电星系的光谱中只有吸收线，少数出现发射线。而在后者之中，发射线窄的占多数，平均相当于 $400 \sim 800$ 千米/秒的速度；少数有很宽的氢和氦发射线，最宽的跟速度 10^4 千米/秒相当。

大多数射电星系由于离银河系很远，其角直径小于 $1'$ ，只有用射电干涉仪观测才能分辨几个角秒甚至更小的结构。观测资料通常由仪器自动绘制成等强度线的轮廓图，以下简称射电图。按照射电辐射区的大小和形态，射电星系主要可分为如下的次型：

(1) 致密型：射电辐射区不大于底片上星系光学像的范围，通常是十分小的，有的甚至不超过几个光年。M 87是典型的射电致密星系(见下面)。

(2) 双源型：射电辐射区十分延展，超过星系光学像的范围，而且在光学星系的两边有两个巨大的射电瓣(图12.31)。这种星系的射电辐射主要不是来自光学星系，而是在它两边的两个巨大的

气体云内产生，形成了两个射电源，故称射电双源星系。

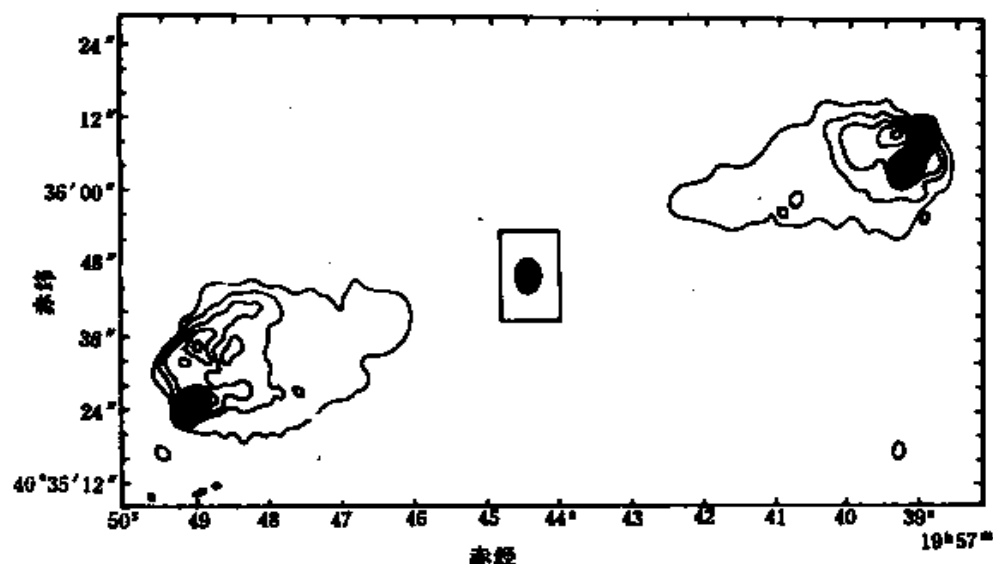


图 12.31 天鹅A的射电图，中间是光学星系，两边是巨大的射电瓣

天鹅A 是这类射电星系的一个典型，两个射电瓣与光学星系相距约50千秒差距，三者排成一直线，瓣的直径为17千秒差距。在不少情况下，瓣比光学星系大。3C236 是现在已知最大的射电星系之一，它的两个射电瓣的两端相隔 6 兆秒差距，达到星系团直径的尺度，每个瓣的直径约 1 兆秒差距，比银河系与M31之间的距离还大！

许多射电星系属双源型。每个射电瓣都是具有磁场的高能电子云。从射电星系在全部星系中占的比率，推测星系在演化过程中处于射电星系阶段的时间为 $10^7 \sim 10^9$ 年，为了使观测到的射电光度在这段时间内得以维持，一个典型的射电瓣应贮存 10^{52} 焦以上的能量，这大约相当于银河系里的全部恒星在 10^8 年内辐射的能量！同步加速辐射已公认为射电星系的辐射机制，但在磁场中高速运动的电子发出辐射便很快损失能量，在磁场强度为 $10^{-10} \sim 10^{-9}$ 特的情况下，产生射电辐射、光学辐射和X射线辐射的高能电子分别经过几百年、几十年和几天便耗尽了它们的能量。如何

解释射电瓣内贮存的巨大能量以及高能电子怎样得以不断补充是射电双源星系研究中的棘手问题，关于这个问题在下面阐述NGC 5128时将进一步提及。

(3) 头尾型：顾名思义，在射电图上这类星系呈头尾状，射



图 12.32 射电头尾星系NGC1265的射电图重叠在光学照片上

电辐射区的头围绕着光学星系, 窄的尾巴从光学星系延展出去。英仙星系团中的NGC1265是一个典型例子(图12.32), 它有两条射电尾巴, 延伸几十万秒差距。偏振观测表明, 磁场沿着尾巴伸展方向, 偏振度随离光学星系距离的增加而增大。在X射线卫星探测到星系团空间内存在着气体之前, 射电头尾星系的发现已提供了星系际空间存在气体的证据。

射电头尾星系的尾巴伸向一个方向, 还有很多延展的射电星系具有不同弯曲形状的尾巴。设想在星系团内一个快速运动着的星系喷出高能电子之类的物质, 由于跟星系际物质相互作用, 喷出的物质受到减速, 便形成了被星系拖在后面的射电尾巴。

四、几个著名的活动星系和射电星系

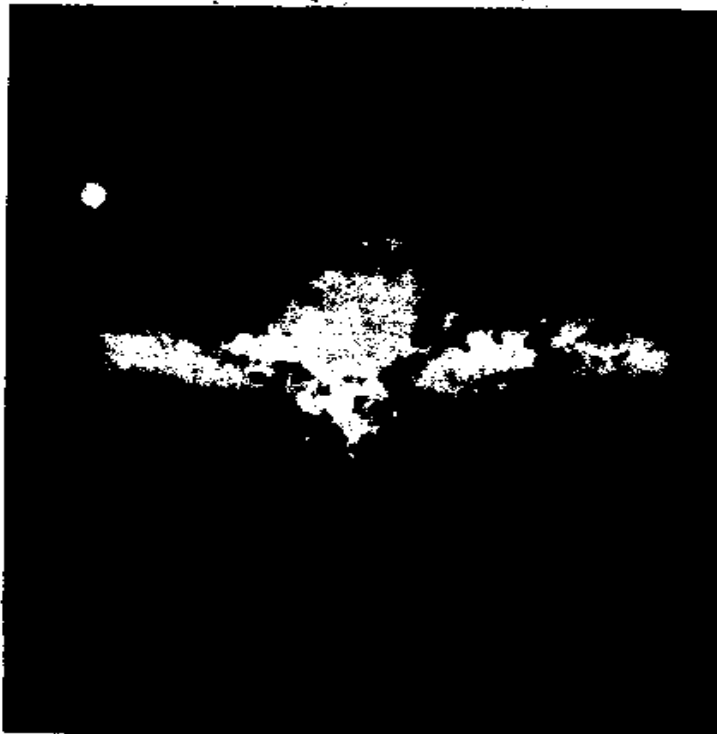


图 12.33 爆发星系M82

1. M 82(NGC3034) 这是大熊座中的一个 Irr II 型星系, 距离约 3 兆秒差距, 也是有激烈活动证据的最近的星系。在 M 82 的核内发现一个弱射电源。光学观测表明, 有大量的气体被抛射到星系对称平面的两边(图12.33), 气体的速度达1000千米/秒, 估计在 $10^6 \sim 10^7$ 年以前星系核发生过一次大规模爆发。如图12.33中很多暗条和暗斑所示, M 82含有大量尘埃, 只有在波长大于700纳米的红外波段才能观测到它的核。M 82的核并不明亮, 显然它不是赛弗特星系, 在有的著作中将它归入爆发星系, 属于活动星系的一个类型。M 82的红外辐射功率比可见光波段高一个数量级, 红外辐射显然来自被爆发时释放的能量加热到温度 10^2 开数量级的尘埃。

2. M 87(NGC4486) 这是一个位于室女星系团中心附近的巨椭圆星系(图12.34), 射电源室女A的光学对应天体, 射电致密星系的一个典型。

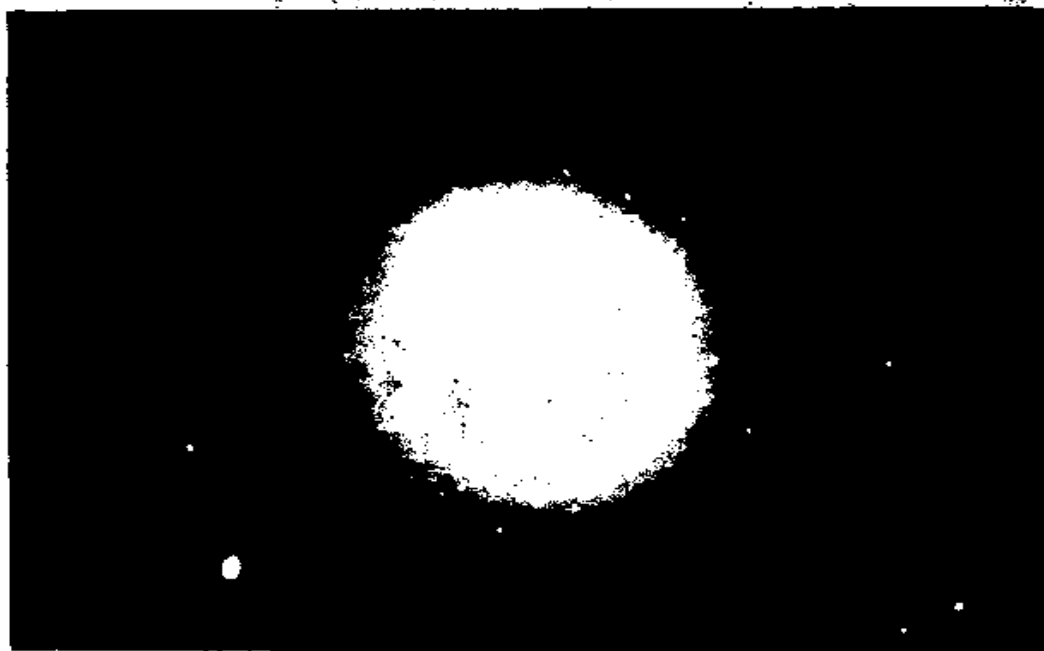


图 12.34 巨椭圆星系 M 87

在M87的核内和核外都发现了激烈活动的证据。它的核内有一个射电致密源，直径不到3光月^①。在短时间曝光的照片上揭示出有喷流从核心穿出(图12.35)，喷流发出很强的蓝光，长约2千秒差距，包含 $10^6 M_{\odot}$ 的物质，光度达 $10^7 L_{\odot}$ 。喷流也是射电源，它发出的射电辐射和光学辐射都是偏振的。喷流实际上由几个凝块组成，每个凝块大小不超过几十光年。射电观测还发现一个弱的喷流结构，同亮的喷流分居M87的相反两侧。

M87是一个X射线源，整个星系的X射线光度达 $10^9 L_{\odot}$ 。“爱因斯坦X射线天文台”高分辨率的观测表明喷流中包含发射X射线的凝块。

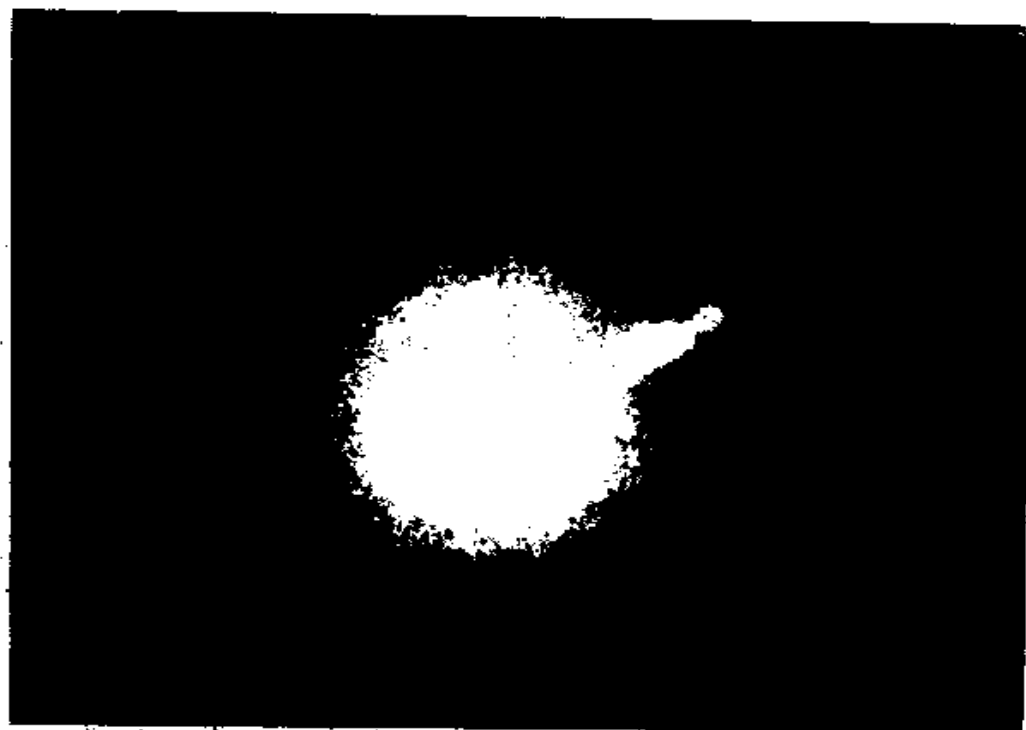


图 12.35 M87的短时间曝光照片，注意右上方的喷流

① 与光年类似，光在一个月内传播的距离叫做光月，以后提到的光天、光时都有同样的含义。

在活动星系中喷流是常见的，从射电到X射线波段其辐射机制被认为是同步加速辐射。然而，高能电子至多经历几百年的辐射，能量便消耗殆尽。这就引出一个令人费解的问题，例如对于M 87，高能电子即使以光速运动，从星系核跑到喷流的外端需历时6500年，如果引起喷流的全部能量在星系核内产生，那么在喷流较靠外的区域内电子已没有足够的能量来发出光学辐射，因而实际上喷流中的电子必定有能量补给的渠道。这是怎样一种机制呢？目前天文学家离找到这个问题的答案还相距很远。

3. NGC1275 这是英仙星系团中最亮的星系，强射电源英仙A的光学对应天体。NGC1275有直径几千秒差距的明亮的中央

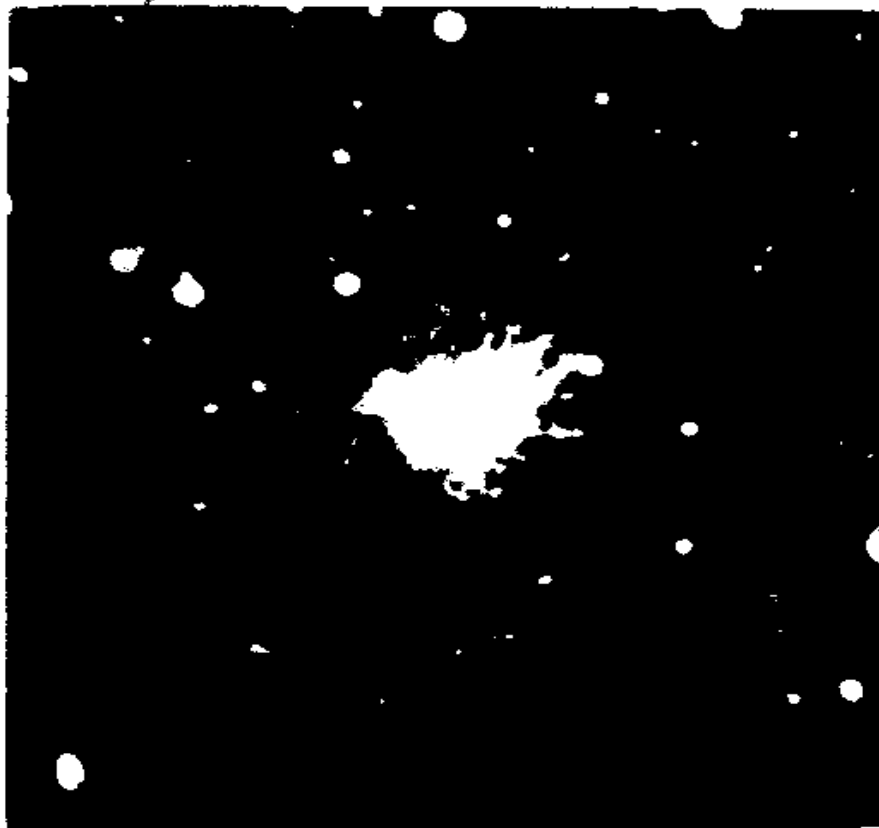


图 12.36 NGC1275

部分,是一个赛弗特星系。用红光(对应于氢原子的 H_{α} 线)敏感的底片拍摄该星系,可以看到类似于蟹状星云的纤维结构(图12.36)。NGC1275核的光谱中有很宽的发射线,靠近核的地方气体相对于星系中心的运动速度达3000千米/秒,这说明该星系的核发生过爆发,纤维结构是抛出的气体形成的。观测表明,有一个巨大的



图 12.37 射电星系NGC5128

低亮度射电辐射晕遍布在英仙星系团里，这可能是NGC1275的爆发活动已波及整个星系团的一种迹象。

4. NGC 5128 这是一个超巨椭圆星系(cD型)，强射电源半人马A的光学对应天体。跟天鹅A类似，NGC5128属于双源型的

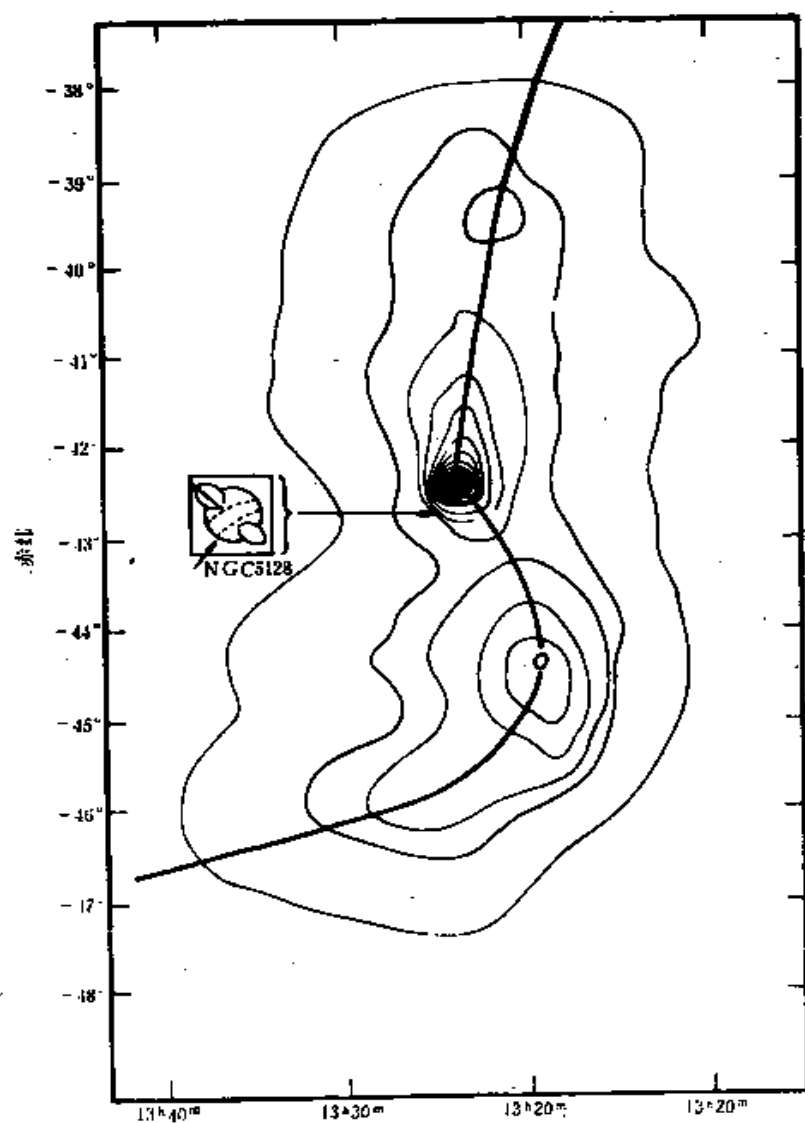


图 12.38 NGC5128的射电图 左边的方框是光学星系的放大，绘出了光学星系、尘埃带和两个内射电瓣

射电星系，距离4.4兆秒差距，是离银河系最近的射电星系。

NGC 5128的光学照片颇为奇特，尘埃带从中部横贯一个椭圆星系(图12.37)。该星系有两个巨大的射电瓣以及射电尾的结构，双瓣直径分别为200千秒差距和400千秒差距，双瓣与光学星系不正好在一条直线上(图12.38)。美国的甚大天线阵探测到在光学星系边缘有两个内射电瓣(见图12.38中左边的方框)以及从星系核有一条射电喷流伸向东北方的一个内射电瓣。内外射电瓣近似排成一条直线。

NGC 5128是强X射线源，该源很小，位置跟星系核吻合，辐射流量在变化。该星系的核也有很强的红外和射电辐射，都是非热的。“爱因斯坦X射线天文台”探测到从核向东北方伸展的X射线喷流，它至少由七个凝块组成。

喷流的发现为研究射电瓣提供了一点线索。喷流大体上跟射电瓣排成一直线，似乎是连结星系核和射电瓣的“通道”。高能电子由星系核供应，它们以连续粒子束的方式或者以一连串凝块的方式从星系核朝两个相反方向喷出，注入星系周围的物质中，在那里堆积起来，在喷流的外端形成了射电瓣。至于星系核内的能源是什么，还不清楚。

五、蝎虎天体

这类天体的原型是蝎虎BL，乍一看来它是一颗变星的符号，在1929年当发现它有光变时，确实曾把它当变星对待。但现在天文学家已掌握了较有力的证据，表明它是河外天体。

蝎虎天体是跟蝎虎BL有同样特征的天体，到1984年底已发现了70多个，它们共同的特征如下：

(1) 一般呈恒星状，看不到任何结构，但一部分这类天体(包括蝎虎BL)有暗弱的包层。

(2) 射电、红外和可见光波段上的亮度都有快速变化，时标

为几天至几个月。

(3) 光谱中一般没有吸收线和发射线。

(4) 各波段的连续辐射都是非热的，以红外波段上辐射的能量最多。

(5) 辐射的偏振度大，并且有快速变化。

蝎虎天体跟其他活动星系最大的不同在于光变非常迅速并且飘忽不定。就以蝎虎BL而言，它的视星等在 $14^m \sim 16^m$ 之间涨落，偶尔可增亮至 13^m ，即可见光波段上的亮度变幅达15倍左右，在一天之内亮度可变化 $10 \sim 32^m$ 。有几个蝎虎天体亮度变幅达100倍。对于星系来说，如此快的光变和大的变幅是难以设想的。

许多蝎虎天体是致密的射电源，略带一点延展的结构，但与核心的强射电辐射相比，延展部分显得很弱。

最令人迷惑不解的是这类天体的光谱中竟几乎没有谱线。如果辐射机制是高能电子的同步加速辐射，那么所产生的紫外光甚至高能电子本身都能使星系核附近的气体电离，并通过复合过程，产生发射线。

由于光谱中不出现谱线，许多蝎虎天体无法测定距离。但有人已观测到在蝎虎BL的光谱中有弱吸收线，它们是该天体周围的星云物质所产生的，并测得红移 $Z = 0.07$ ，这对应于视向速度 2.1×10^4 千米/秒，由哈勃定律推算的距离为420兆秒差距〔若取 $H = 50$ 千米/(秒·兆秒差距)〕。此外，有几个蝎虎天体发现在星系团中，提供了它们是星系的间接证据。

已发现的蝎虎天体中实际上可能包含不同性质的天体：恒星状的也许是星系核，有暗弱包层的才是星系。有人甚至认为，这类天体可能是诸如M 87和NGC 5128那样的射电星系抛出的凝块。

六、互扰星系

在五十年代兹威基等人从《帕洛玛天图》上注意到有不少靠在

(c)

(b)

(a)

图 12.39 三张互扰星系的照片(负片)

一起的星系形态异常,而且在它们附近常有星系际桥或尾出现(图12.39)。显然,这些星系不是因投影的缘故而“相聚”的,它们已经历了密近相遇或碰撞的过程,遭受了引力的干扰,这样的星系叫做互扰星系。跟活动星系不同,互扰星系原先是正常星系,其特殊性完全是由星系之间的密近相遇或碰撞造成的。

在§12.4中已提到,星系之间密近相遇或碰撞的几率应比银河系内恒星密近相遇或碰撞的几率大得多。尤其在星系团内,星系之间的平均距离可以小到500千秒差距,星系的本动速度取为1000千米/秒,在此情况下据估算,两个星系之间碰撞的平均时间为150亿年,跟星系的寿命相当,表明在星系团里星系之间的密近相遇或碰撞是可能发生的。

近十余年以来使用高速电子计算机发展了模拟星系密近相遇和碰撞的方法,用以拟合观测到的互扰星系的形态,说明星系际桥和尾的生成。星系在密近相遇或碰撞时,涉及大数目恒星的相互引力作用,过程极其复杂。模拟计算近似把星系当作大质量的质点,每个星系周围有一个试验粒子云,云中的试验粒子最初在圆轨道上运动。当两个星系密近相遇时,试验粒子相互的引力被忽略,它们在两个大质量质点的引力场中运动,每个试验粒子受到潮汐力的影响,轨道发生畸变,两个试验粒子云一起常会形成星系际桥和尾,在某些情况下潮汐力引起的畸变可能会导致旋涡结构的形成。

互扰星系的照片仅是它们的瞬时状态的记录,并没有为模拟计算提供足够的初始数据,以致这类计算不可避免地带有凑合的性质。尽管如此,模拟计算仍取得了令人瞩目的成功。以猎犬座中著名的旋涡星系M51(NGC5194)为例,它近旁有一个伴星系NGC5195(图12.40),对它们密近相遇的模拟计算可以得出目前的形态(图12.41),在此过程中生成了M51的旋涡结构。

两个星系迎头相撞,如果相对速度不超过 10^2 千米/秒的数量



图 12.40 旋涡星系M51(NGC5194)及其伴星系NGC5195

级，相互作用的时间便足够长，它们可能合并成一个星系，其结构经历很大的变化。在富星系团的中心附近星系的数密度很大，常存在一、二个超巨椭圆星系(cD型)，现在普遍认为这类特大星系是靠吞食了跟它们相撞的星系后逐步壮大的，随着质量增加，它们吸引其他成员星系的引力也增强，加快了“同类相食”的过程，导致星系团的相当大部分的物质被它们兼并，形成超巨椭圆星系。

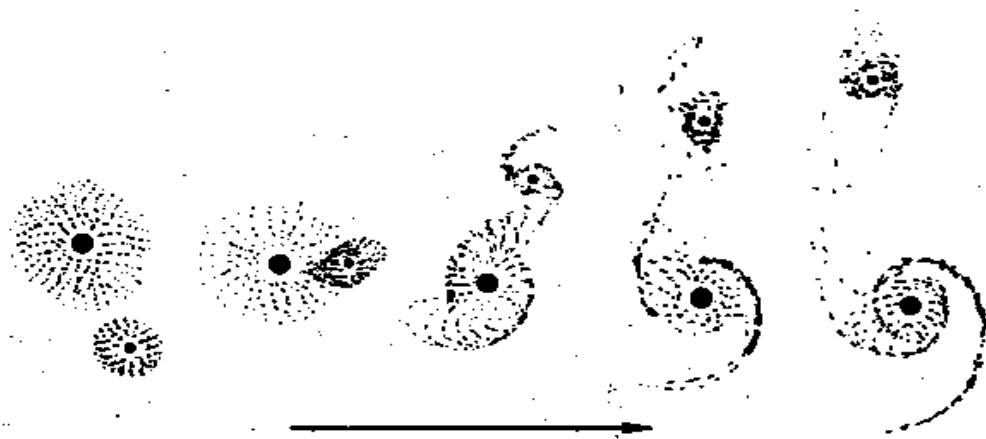


图 12.41 两个星系密近相遇的模拟计算拟合了M51和NGC5195系统目前的形态

§ 12.7 类 星 体

一、发现

为了探究射电源是什么样的天体，天文学家必须根据从射电观测得到的射电源的精确位置，搜寻它们的光学对应天体。1960年，美国天文学家马修斯(T. Matthews)和桑德奇(A. Sandage)在射电源 3C 48的位置上找到了一个视星等为16^m的恒星状天体(图12.42)，周围有很暗的星云状物质，它的紫外连续辐射比主序星强，呈蓝色，亮度有变化，一年内变化0.4^m，最特别的是光谱中有几条完全陌生的宽的发射线。他们接着发现射电源 3C 196、3C 286和 3C 147也有貌似恒星的光学对应天体，它们光谱中的发射线也无从证认。

1962年，在澳大利亚观测了月掩强射电源 3C 273，射电望远镜记录了 3C 273被月球掩住和从月球后面出现的精确时间，根据

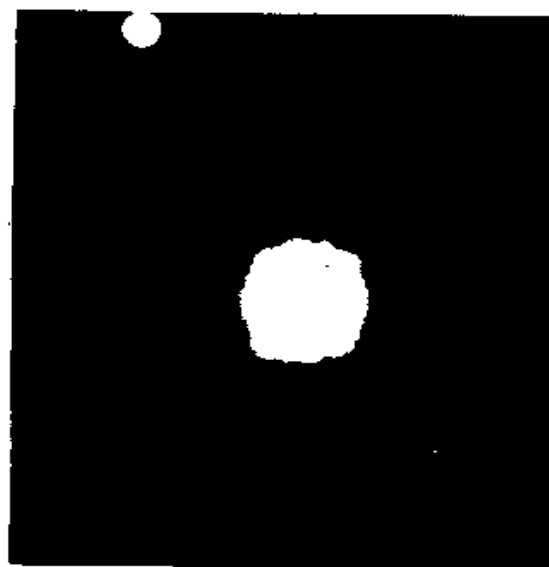
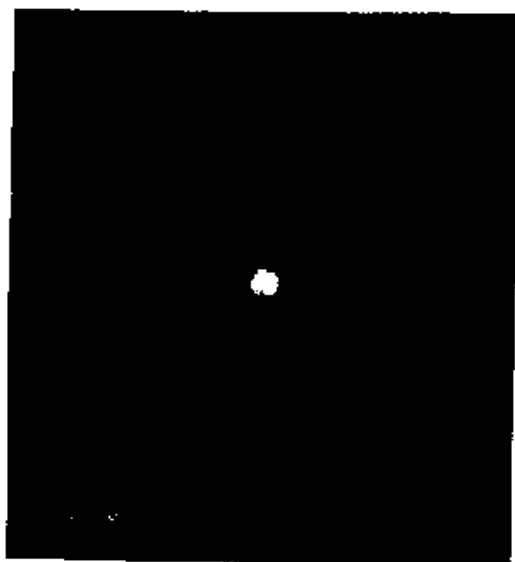


图 12.42 第一个被发现的类星体 3C 48 图 12.43 类星体 3C 273 注意右下方的喷流

月球的轨道算出 3C 273 的精确位置,在这个位置上有一颗 $13''$ 的蓝色暗“星”(图 12.43),使天文学家同样困惑的是其光谱中发射线的位置跟已知原子的谱线都不符合。1963 年,美国天文学家施米特(M. Schmidt)揭开了 3C 273 光谱之谜,他指出最亮的一些发射线是氢的巴耳末线,只是由于很大的红移, $Z = 0.158$,使得谱线不易证认(图 12.44)。后来对 3C 273 进行紫外观测,发现在波长 141.0 纳米附近有一条强发射线,按 $Z = 0.158$ 计算,它正常的波长应为 121.6 纳米,就是 L_{α} 线,因而紫外观测进一步证实了对 3C 273 光谱的红移解释。

遵循红移这条线索,格林斯坦(J. L. Greenstein)分析了 3C 48 的光谱,得出 $Z = 0.367$ 。如果红移是多普勒效应,则 3C 48 的视向速度达 9.1×10^4 千米/秒,为光速的三分之一。在六十年代初已知星系的红移都比 3C 273 和 3C 48 小得多。

3C 48 和 3C 273 之类貌似恒星、光谱线有很大红移的射电源

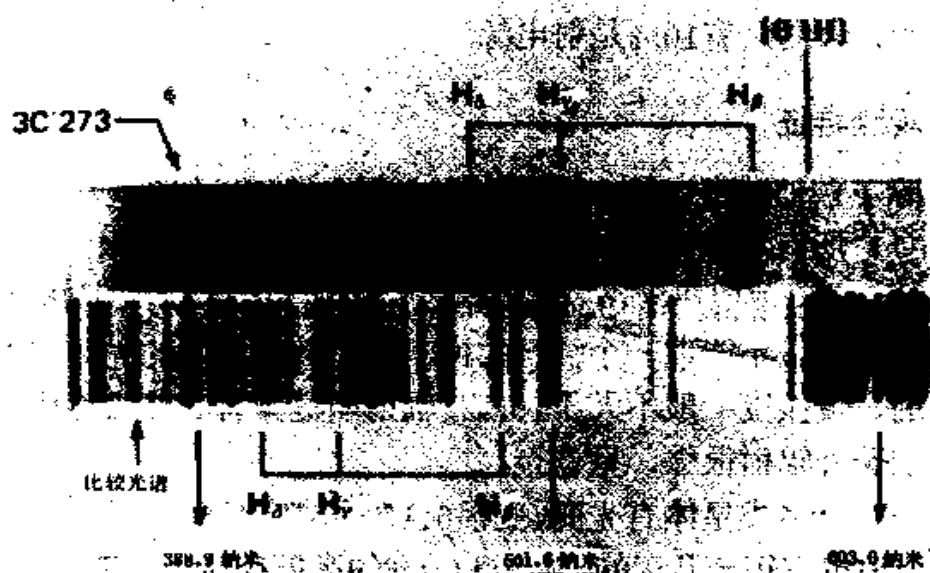


图 12.41 3C 273 的光谱和相对于观测者为静止的光源的比较光谱，前者的巴耳末线显示了很大的红移

称为类星射电源。它们的紫外辐射极强、颜色显得很蓝的特征启发了天文学家用紫外敏感的底片去搜索这类天体，果然很快发现了很多红移很大的“蓝星体”，但它们在射电波段上是宁静或很弱的，以致射电望远镜不易发现。后来将类星射电源和蓝星体统称为类星体。

作为区别于其他类型的天体的判据，类星体定义为具有大的红移的恒星状天体。所谓“恒星状”这里是指光学像的主要部分角直径不超过 $1''$ ，容许包括有暗弱的延展星云状物质，如在 3C 48 和 3C 196 周围观测到的情况，但这种情况很少。银河系内的恒星最大的红移 $Z = 0.002$ ，而类星体的红移至少大一个数量级，因而根据红移就把类星体与银河系内的恒星区别开来。可是类星体有时容易跟遥远的 N 型星系和赛弗特星系混淆，因为后者也可能有较大的红移和恒星状的亮核。

到1984年底止，已发现了2800多个类星体，其中大多是射电宁静的，大约只有10%是射电源。

二、观测特征

除了貌似恒星以外，类星体的主要特征列举如下：

(1) 所有类星体都辐射可见光，光学连续辐射谱跟黑体辐射谱不同，可以用幂律谱(9.4)式表示，但频谱指数 α 对不同的类星体相差较大，不能取一个统一的值。大多数类星体的光学辐射是偏振的，偏振度一般不大于10%。辐射明显具有非热的性质。类星体的紫外辐射很强，呈蓝色。

(2) 许多类星体有光变，变幅 $0.1^m \sim 3^m$ ，时标一般从几月至几年，但也有短至几天的，例如3C446的亮度在两天内变化一倍。光变没有周期性。

(3) 类星体的光谱中都有发射线，包括容许谱线和禁线，它们由氢、氦、碳、氮、氧、氟、镁、硅等元素产生，其中最强的发射线是H I的 L_α 和 H_β 、C IV的154.9纳米线、N V的124.0纳米线以及Mg II的279.8纳米线。

光谱中出现发射线说明类星体周围有受到高频光子照射的稀薄气体云，云内的原子通过荧光过程将高频光子转换为可见光波段的低频光子，形成发射线。而高频光子(紫外光和X射线)大概来源于高能电子的同步加速辐射。

类星体光谱中的发射线很宽，表明产生发射线的气体云内有大规模的诸如湍流之类的随机运动，运动速度达1000~1500千米/秒。

许多类星体(但不是全部)光谱中有吸收线，它们是碳、氮、硅等元素的离子产生的，跟发射线相比吸收线窄得多。一般来说，红移 $Z > 2.2$ 的类星体有强吸收线。

(4) 大多数类星体的红移 $Z > 1$ ，而除极个别的星系以外，星

系的红移 $Z < 1$ 。按照(12.10)式,与红移 $Z = 1$ 对应的视向速度为 $0.6c$ 。在目前已知的类星体红移记录中,最小的是MARK509, $Z = 0.035$;最大的是PKS2000-330, $Z = 3.78$,其对应的视向速度达 $0.92c$!如果用哈勃定律计算距离,取 $H = 50$ 千米/(秒·兆秒差距),则得5500兆秒差距或180亿光年。

对于光谱中有吸收线的类星体,通常由吸收线定出的红移小于发射线红移。有些类星体的吸收线有几组不同的红移值,但发射线的红移都相同。例如,类星体PHL938的发射线红移为1.955,而吸收线红移分别为1.949、1.945和0.613。1.955与0.613所对应的视向速度之差达 $0.35c$ 。如果不加说明,类星体的红移是指发射线红移。

现在多数天文学家认为,类星体的吸收线是类星体与观测者之间的居间星系晕或星系际气体产生的,而红移与发射线很接近的吸收线则可能是在类星体本身的气体晕中产生的。

(5) 类星射电源的射电连续辐射谱是幂律谱,在178~1400兆赫波段内频谱指数 α 平均为 -0.81 。这类天体中很多具有双源结构。用洲际射电干涉仪发现有些类星射电源极其致密,射电辐射区的角直径小于 $0.001''$,在几个月内辐射功率就有很大变化,表明其直径只有几光月或更小。

(6) “爱因斯坦X射线天文台”记录到很多类星体有X射线辐射,而在它上天之前受仪器灵敏度限制只观测到3C273等几个邻近类星体的X射线辐射。

(7) 个别的类星体观测到光学喷流(见图12.43),少数类星射电源已发现有射电喷流。

三、红移的争论

1. 宇宙学红移 类星体最突出的一个特征是红移很大,它们之中绝大多数的红移远大于星系。如何看待这一观测事实呢?最

现成的是用哈勃效应来解释，即认为类星体的红移是由宇宙膨胀引起的河外天体退行的反映，这样的红移叫做宇宙学红移。

按照宇宙学红移的观点，类星体是很遥远的天体，它们的距离可根据哈勃定律来计算，这样定出的距离常称作宇宙学距离。上面给出的PKS2000-330的距离数据达180亿光年，它是目前人类观测到的最远的天体。

有若干观测事实支持宇宙学红移的观点。例如，有的类星体位于星系团的方向上，一般来说很难鉴别它们是星系团的成员还是前景或背景天体，困难在于星系团的成员星系比类星体暗得多，不易获得其光谱。但对于3C206情况则不同，这是一个红移 $Z = 0.206$ 的类星体，周围约有200个暗弱的星系，其中一对靠近它的星系已拍摄到光谱，它们的红移 $Z = 0.203$ ，几乎跟3C206一样，说明这个类星体位于一个星系团内，红移应是宇宙学的。此外还有几个类星体也用同样的方法表明是星系团的成员。观测还提供了有些类星体出现在星系核内的证据（见本节后面），也意味着类星体的红移是宇宙膨胀引起的。

在宇宙学红移的前提下，类星体应是非常远的天体，而它们尚能被看到，表明光度非常大。例如3C273， $Z = 0.158$ ，视星等为 13^m ，如取 $H = 50$ 千米/（秒·兆秒差距），则距离为950兆秒差距，光度达 $10^{14}L_{\odot}$ 。一般来说，类星体的光度比普通的旋涡星系大 $10^2 \sim 10^4$ 倍。这样大的辐射功率不仅是天文学家没有见识过的，更令人惊奇的是发射能量的区域很小，因为根据类星体光变的时标以及洲际射电干涉仪高分辨率的观测都说明类星体的辐射能来自直径小于1光年的中心区域，也许直径只有光天甚至光时的数量级。

就现今的理论水平而言，类星体在如此小的体积内释放出这么巨大的能量是一个难以解释的问题。为了摆脱这个难题，有些天文学家另辟蹊径，努力寻找类星体的红移完全不是或部分不是

宇宙学红移的观测证据，并探讨红移的其他理论解释，因为类星体如果不是遥远的天体，能源的困难就解除了。事实上，宇宙学红移的观点并没有建立在无懈可击的基础上，例如，红移与距离之间的正比关系在七十年代经桑德奇等人对星系团的精心观测已大致扩展到 $Z = 0.46$ ，对于更大的红移这个正比关系能否成立是未经观测验证的，因此把哈勃定律外推用于类星体只能看作是一个假设。

2. 非宇宙学红移 美国天文学家阿普 (H. Arp) 是反对把类星体的红移解释为宇宙学红移的代表人物，他和他的同事从观测上找到了几个具有挑战性的例子。

NGC 3384 是一个 S0 型星系，红移 $Z = 0.003$ ，在它周围角距 $30'$ 以内共发现了八个类星体，其中六个的红移彼此很接近， $Z = 1.11 \sim 1.28$ 。这六个类星体中的五个跟 NGC 3384 几乎排成一直线 (图 12.45)，如果它们毫不相关，只是由于投影偶尔排成一直线，其几率是非常小的，因此可以认为这些类星体与星系 NGC 3384 成协，前者好象是从后者向相反方向抛出的，宛如有些射电星系中的喷流。可是这六个类星体的红移跟星系 NGC 3384 相差非常大，说明这些类星体的红移不是宇宙学的。

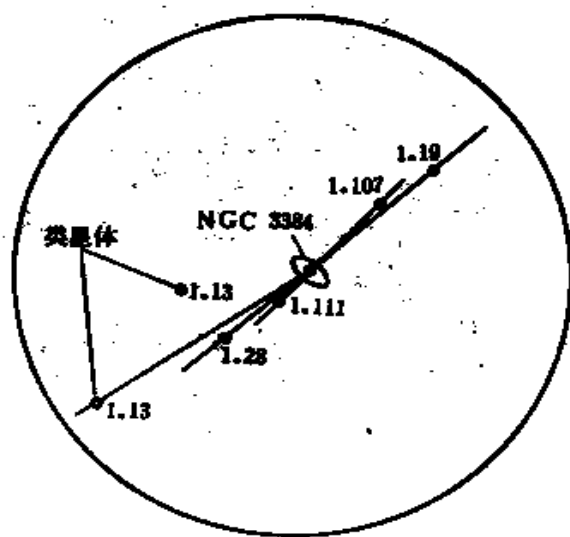


图 12.45 星系 NGC 3384 和近旁的类星体的视位置。图中数字表示类星体的红移 Z

旋涡星系 NGC 4319 跟类星体马卡良 205 的视位置很靠近，阿普宣称在照片上可以看到两者之间

有物质桥相连接^①，说明它们是有物理联系的真正的近邻，但NGC4319的 $Z = 0.006$ ，而马卡良205的 $Z = 0.07$ ，相差10倍以上。

NGC1199是一个红移 $Z = 0.009$ 的椭圆星系，在它的像上重叠了一个红移 $Z = 0.044$ 的致密天体(图12.46)，很象类星体。阿



图 12.46 位于椭圆星系NGC1199前面的一个大红移的天体(箭头所指)

① 后来有人重新观测了这对天体，认为阿普观测到的这个物质桥未必属实，它可能是照片上的虚像。此外，在离马卡良205约 $3''$ 处有一个红移相同的星系，可能是前者的伴星系，由于它的潮汐作用，使马卡良205的像畸变，在照片上看起来似乎有物质桥伸向NGC4319。

普宣称在这个致密天体的周围有一个暗环,是因NGC1199的光被吸收所致,因此他认为这个致密天体应位于NGC1199的前面,离观测者更近,但红移却更大,必定另有原因。

关于非宇宙学红移,曾提出如下的几种观点:

(1) 光子衰老(见§12.5)。

(2) 类星体中央有一个大质量的黑洞;强大的引力场使辐射发生引力红移,但计算表明,引力红移仍不足以解释红移很大的类星体。

(3) 类星体是从银河系或邻近星系中抛出去的天体,它们都离银河系不远,红移也是由多普勒效应引起,但完全不同于宇宙学红移。这个观点遇到了很大的困难,因为类星体如果由邻近星系抛出,总会有一些朝向观测者运动,但至今未观测到一个谱线蓝移的类星体,如果都从银河系抛出,鉴于类星体的动能非常大,并且它们的总数大概比已发现的多得多,很难设想银核曾有能力产生这些天体。

(4) 在大尺度的空间和时间中改变物理定律和物理常数。但大多数物理学家不愿接受这个纯属假设的观点,因为它会动摇物理学的基础。

此外,有的天文学家怀疑对类星体光谱的证认有问题,认为氢线不存在,是其他元素产生的谱线,从而得出红移很小的结果。

3. 宇宙早期的“探测器” 综上所述,自类星体发现以来的二十多年中,红移的原因一直是争论不休的问题。主张非宇宙学红移的天文学家将类星体能源的难题转移为解释大红移,但同样遇到了困难,并且他们找到的反对宇宙学红移的观测资料也不是确凿无疑的。在当今的天文学家中,大多数支持宇宙学红移的观点。

在宇宙学红移的前提下,类星体是遥远的天体。由于从它们发出的光要经过漫长的岁月才到达地球,因此观测到的类星体是

很年轻的天体。应当注意，这里的“年轻”并非指此时此刻，而是指彼时彼刻，即今天看到的类星体乃是光从它们发出时刻的模样，红移越大的类星体，距离越远，也越年轻。所以天文学家把类星体看作是研究宇宙早期状态的“探测器”。总之，类星体这类奇特的天体已在天文学中掀起了巨大的波澜，产生了深远的影响，它们的发现被誉为六十年代天体物理学的四大发现之一。

四、类星体与活动星系、射电星系的关系

把类星体跟活动星系、射电星系的观测特征作比较，可以看出它们之间存在某些相似之点。

小红移的类星体的光谱跟具有宽发射线的射电星系和 I 型赛弗特星系的光谱很相似，表明在这些天体上形成光谱的区域内的物理条件基本相同。

类星体与赛弗特星系外形相似，两者的核都呈恒星状，已观测到几个邻近的类星体的周围有类似于星系的扁盘。类星体的颜色跟具有最大的核的赛弗特星系差不多。I 型赛弗特星系的核的光变时标为几个月，表明它们的发射区域的直径不超过几光月，与类星体的情况一致。

蝎虎天体虽然没有发射线，但就连续辐射的非热性质而言，它们比活动星系和射电星系更像类星体。如果非热辐射是同步加速辐射，则对于蝎虎 BL 和类星体 3C 279 大致需要相同的磁场强度—— 3×10^{-7} 特——就能解释两者的射电谱。蝎虎天体和大约 15% 的类星射电源有迅速的光变，时标从几天至几月。

类星体的光度很大，并显示出具有双源射电结构的趋向，而光度较大的射电星系也有类似的射电结构。这两类天体中有些观测到有喷流。

类星体与活动星系、射电星系在一些观测特征上的相似意味着它们具有某些相同的物理性质，可能存在着某种连贯性。现时

流行但远未证实的一种观点认为它们是处在不同演化阶段上的相似的天体，类星体的现象标志着星系核在演化早期阶段的激烈活动，活动星系和射电星系是年老的类星体，活动已趋缓和。就红移的大小而言，类星体最大，赛弗特星系其次，射电星系最小。如果红移是宇宙学的，则红移从大到小意味着天体从年轻到年老。可以大致排出一个演化的序列：类星体，蝎虎天体，赛弗特星系，射电星系，终止于正常星系。按照这个观点，正常星系应已经历了类星体、活动星系和射电星系的阶段。

如果上述的演化序列是正确的，那么类星体仅是极度活动的星系核，它们周围还应有星系盘。对于红移大的类星体，由于距离太远，星系盘太暗弱，角直径也太小，难以看到。但对于较近的一些类星体已找到存在星系盘的证据，例如前面提到的 3C 273、3C 206 和 马卡良 205 的周围都有模糊的结构，其光谱类似于星系而不同于星云，红移跟中央的类星体一致。这样的观测资料有利于类星体是明亮的星系核的观点。

五、能源

如果类星体处在宇宙学距离上，则它们的光度居各种河外天体之首，而且能量又产生在非常小的体积内，能源便成为突出的问题。作为恒星主要能源的核反应由于效率太低对类星体是无济于事的。在已提出的模型中较受重视的有重磁旋体模型和大质量黑洞模型。

重磁旋体是指一个旋转带磁的超“星”，质量达 $10^8 M_{\odot}$ 以上，由于旋转和磁场都是反抗引力坍缩的因素，虽然它的质量很大，仍处于稳定状态。重磁旋体位于类星体的中央，它以自转动能的形式贮存了巨大的能量，并通过某种尚不清楚的机制把自转动能逐渐转换成电磁辐射能。这个模型是从脉冲星模型派生的，不过规模大得多。一个质量为 $10^9 M_{\odot}$ 的重磁旋体，每年旋转一周，只要

一小部分自转动能转换为辐射能，光度便可达 $10^{14} L_{\odot}$ 。从它表面以稳定流动或爆发的形式脱离的电子在磁场中加速，产生了同步加速辐射。这个模型遇到的一个很大困难在于它应预言类星体的光变有周期性，但与观测事实不符。

大质量黑洞模型是一种最流行的类星体模型，它借鉴于X射线双星的模型，认为在稠密的星系核内有一个质量达 $10^7 \sim 10^9 M_{\odot}$ 的黑洞，在它强大的潮汐力的作用下，进入其洛希极限的恒星有一部分物质被拉出（图12.47），甚至整个恒星被撕裂，在大质量黑洞

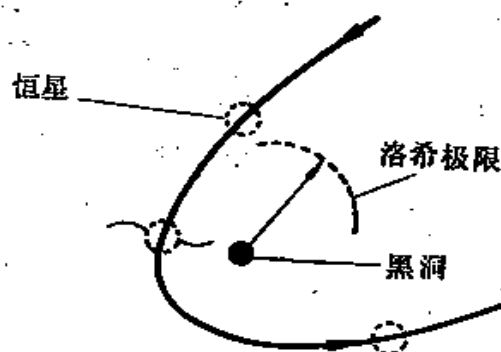


图 12.47 类星体的大质量黑洞模型

的周围形成了吸积盘，在盘内物质逐渐沿螺旋轨道向黑洞下落的过程中，产生了辐射。计算表明，每年供应大质量黑洞约 $1 M_{\odot}$ 的物质，光度可达 $10^{12} L_{\odot}$ 。而一个 $10^8 M_{\odot}$ 的黑洞的引力半径仅 3×10^8 千米或 2 天文单位，其周围的吸积盘离黑洞很近，因此

能量的发射区很小。但这个模型还不能很好地解释类星体的光谱。

六、双类星体和引力透镜效应

0957 + 561 是一个以其赤道坐标取名的射电源，在它的位置附近用光学望远镜看到一对 $17''$ 的蓝色恒星状天体，相隔仅 $5.7''$ ，北面的一个叫做 0957 + 561A，南面的一个称作 0957 + 561B，它们被认为是类星体的候选者。1979年3月，沃尔什 (D. Walsh)、卡斯韦尔 (R. F. Carswell) 和韦曼 (R. J. Weymann) 用美国基特峰国家天文台的口径 2.1 米反射望远镜对这两个天体进行分光观测，以便判断它们是否是类星体。观测结果是令人惊奇的：这两个天体确实是类星体，但它们的光谱特征十分相似，发射线红移都等于 1.41，

吸收线红移也相同，为1.39，加以它们的视位置相距如此近，很难设想是两个互不相关的类星体，最合理的解释是同一个类星体的两个光学像。

按照广义相对论，光在引力场中传播时会发生偏折。如果在观测者到光源的视线上有一个大质量的致密的前景天体（例如黑洞），则在光源的真实位置两边可以形成两个像，宛如一个光源变成了两个几乎同样的光源（图12.48），这个现象叫做引力透镜效应，而大质量的致密天体充当了“透镜”的作用。然而，如果前景天体内物质的分布是延展的，便不可能起到一个完美的透镜的作用，成像就很复杂；如果前景天体又不正好位于到光源的视线上，则会出现更复杂的成像情况，可能生成几个像，各个像的亮度不等，相对于前景天体的位置不对称。



图 12.48 引力透镜效应

美国的甚大天线阵获得了双类星体 0957+561 A 和 B 的射电图（图12.49），图中点源 A 和 B 跟光学类星体的位置重合，但在 A 的附近观测到延展的射电结构和喷流，而 B 的近旁没有对应的结构，这跟完美的引力透镜模型有很大差距。

0957+561 位于一个红移 $Z = 0.39$ 的富星系团的天区内。斯托克顿 (A. Stockton) 用美国夏威夷莫纳克亚天文台的口径 2.2 米反射望远镜在一个大气特别宁静的夜晚拍摄了这对类星体的照片（图12.50），照片显示了从 B 有模糊的结构伸展出来，它是该星系团的最亮成员的像，大概是一个椭圆星系，位于 B 之北 $1''$ 处。在图 12.49 中，源 G 跟该星系的核十分靠近。正是这个前景星系起了引力透镜的作用。

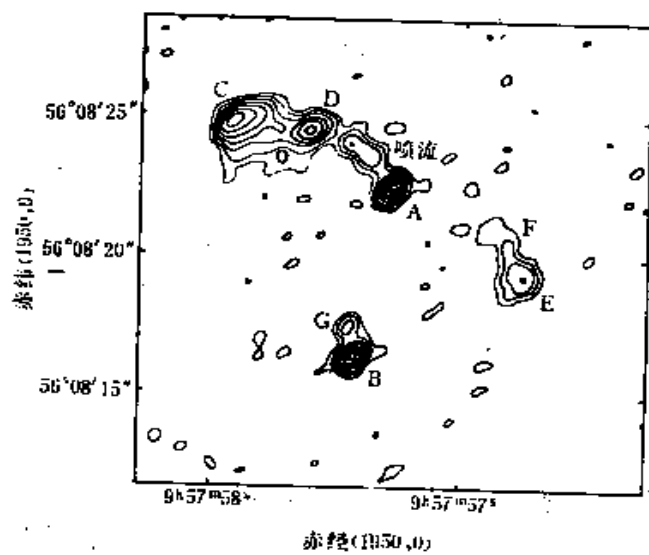


图 12.49 双类星体0957+561 A 和B 的射电图

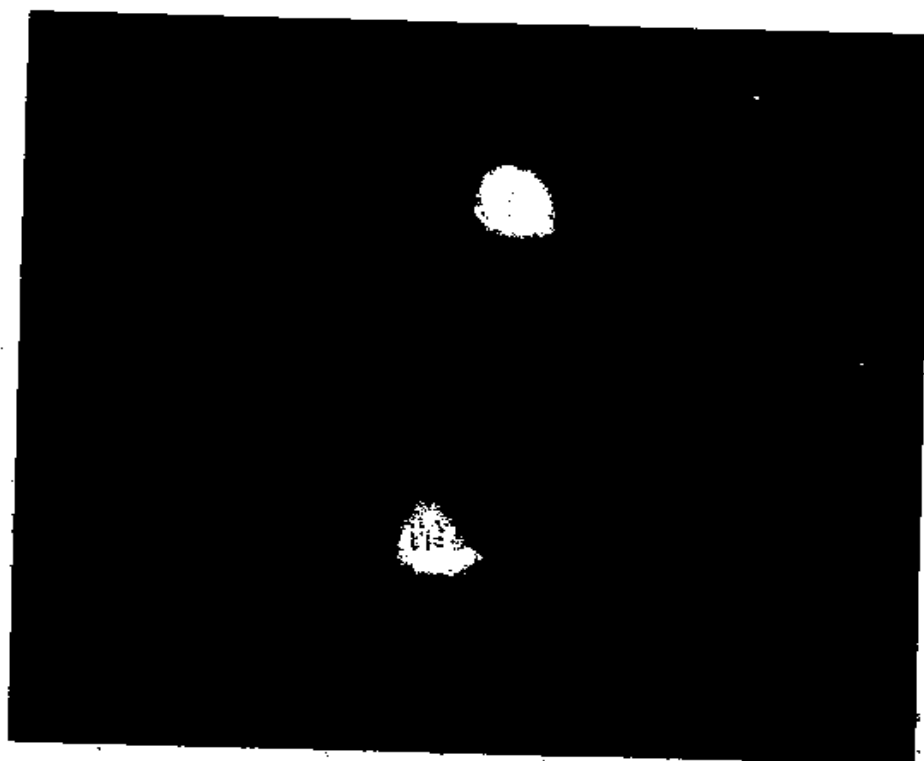


图 12.50 双类星体0957+561 A 和B 的照片, A 在上, B 在下

自从双类星体0957+561A和B发现以后,到1984年又陆续宣布1635+267、2345+007、1115+080和2016+112是有引力透镜效应的类星体,其中前两个有双像,后两个有三个像。这些发现有很大的意义,进一步验证了广义相对论;支持了类星体的红移是宇宙学红移的观点,因为至少在这些实例中类星体比前景星系远。

七、视超光速运动

现代洲际射电干涉仪能观测到类星体大小只有几光年的精细结构。通过这种观测到八十年代初已先后发现在五个类星体和一个赛弗特星系中似乎出现了超光速的运动!从表面上看,这是跟狭义相对论矛盾的。

著名的类星体 3C 273 也是其中之一,现以它为例说明之。3C 273有一个光学喷流(见图12.43),长约300光年。该类星体的射电辐射主要来自两部分——分别称为 3C 273B 和 3C 273A,在光学上B对应于3C 273的本体,A接近喷流的端点。从1977至1980年的射电观测表明A在远离B运动(图12.51),在三年内两者的角距增加了0.002"。如果3C273的距离由它的红移确定,则它的距离如前所述为950兆秒差距,射电喷流的切向速

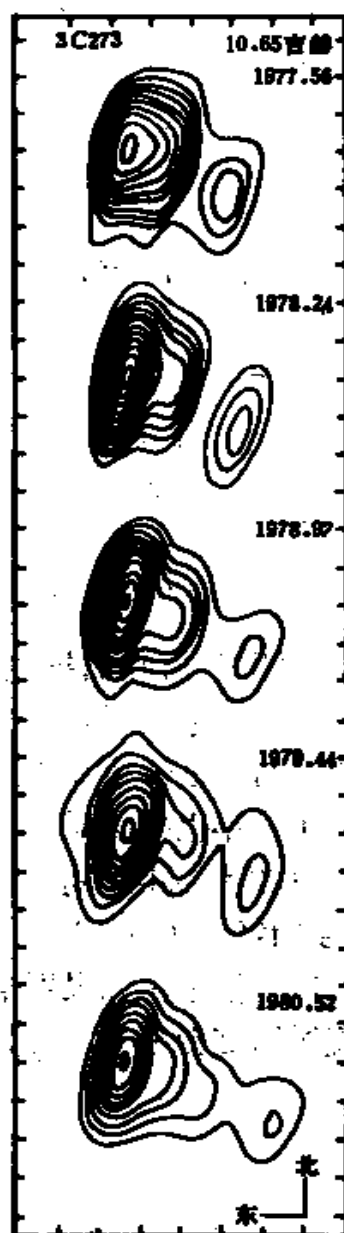


图 12.51 从1977至1980年在频率 1.065×10^{10} 赫上3C273的高分辨率射电图,右下方的射电喷流在远离该类星体

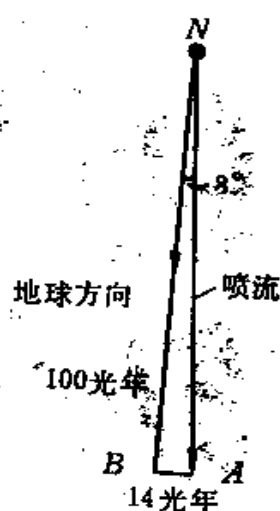


图 12.52 视超光速运动的解释

度约为光速的10倍!

天文学家都不相信超光速运动是真实的,而把这种现象称之为视超光速运动。现在普遍被接受的一种解释认为这是透视的错觉,造成错觉的关键因素在于类星体的射电喷流的速度接近光速,并且喷流的方向跟视线相交成不大的角度。举一个假想的例子来阐明这个问题,图12.52中 N 表示某类星体的核,它抛射出一团相对论性的电子,抛射方向 NA 与视线方向 NB 之间的夹角为 8° 。设这团高速电子在 N 点时沿视线发出的光经100年后到达 B 点,而以接近光速运动的

该电子团经101年后抵达离 B 最近的 A 点, AB 相隔14光年。由于类星体的距离远大于100光年, B 和 A 到观测者的距离近似相等。很多年之后, B 点的光传到观测者,而高速电子团在 A 点发出的光仅迟了一年也接踵而来。于是,观测者误认为射电源从位置 B 移到 A 只花了一年时间,其切向速度为光速的14倍!殊不知实际上从 B 到 A 经过了101年。

应当指出,如果射电喷流的速度远小于光速,或者喷流方向与视线的交角很大,譬如在天球切面内,则不会出现视超光速运动。

§ 12.8 宇 宙 学

一、什么是宇宙学

宇宙学是研究宇宙的结构、运动和演化的天文学的分支学科,

它是将宇宙作为一个整体来考察的。至于个别的各种天体的形成和演化属于天体演化学研究的范畴。

“万物是怎样生成的?”“宇宙是有限还是无限的?”“宇宙有没有开端和终了?”诸如此类的问题自古以来一直是人们经常发问的。人类对自然界思索着的这些最古老的问题却是最深奥的问题,关于它们的答案只有在人类认识的历史长河中逐步去逼近。

远古时代的每个民族都编造了离奇的神话来描述天地万物的创生以满足人们对认识宇宙的愿望。例如在我国古代有盘古开天辟地之说。最先不藉助于神而企图客观地理解宇宙的大概可追溯到希腊的思想家,公元前四世纪德谟克里特提出宇宙是无限的并充满了恒星的观念。在我国古代,关于宇宙的结构有盖天说、浑天说和宣夜说(见 §1.4)。但是这些看法都是凭直觉的臆测,还没有建立在科学的基础上。

牛顿是最早用科学的方法研究宇宙学问题的科学家之一,在十七世纪,他藉助于欧几里得平直空间的几何学将他建立的引力理论应用于整个宇宙。他认为,如果宇宙是有限的,就有边界和中心,由于各部分之间的相互吸引,物质必然落向中心,在那里形成一个巨大的物质球,这是与观测不符的。而在一个无限的宇宙中,无边界无中心,不存在某一个特殊的方向,所有物质会沿该方向运动并聚集在一起。总体上说,每一团物质受到来自各方向的相等的引力作用而停留在原地,但物质可以局部地各自聚集成团,彼此相隔很大的距离,散布在无限的空间内。因此牛顿的宇宙模型是无限的,在总体上它是稳定的,而在有限的局部区域内它是不稳定的,形成了众多的天体。

1826年,德国天文学家奥伯斯提出了一个发人深思的问题,如果宇宙是无限的,并且均匀地分布着无数类似于太阳的恒星,则无论从哪一个方向看,观测者的视线总会遇上一颗恒星,于是天空每单位面积的亮度跟太阳表面单位面积的亮度差不多,夜晚的

天空不会是黑暗的，应十分明亮，昼夜不分。这个矛盾称为奥伯斯佯谬。它对牛顿的静态无限宇宙模型提出了挑战，并对尔后宇宙学的发展产生了深远的影响。乍一看来，似乎可以简单地以存在星际尘埃来解脱这个佯谬，其实不然，因为尘埃吸收了大量星光，被加热后也会发光，天空照样十分明亮。

随着时代的前进，人类所认识的宇宙在深度和广度上不断扩展。宇宙曾经仅仅意味着是天空和大地、太阳系、银河系。进入二十世纪，爱因斯坦创立的广义相对论应用于宇宙结构的研究，奠定了现代宇宙学的理论基础。另一方面，观测天文学上的成就——河外星系的证实、红移和哈勃定律的发现以及射电天文学和其他波段上观测技术异乎寻常的进步，将可观测的宇宙的尺度扩展到一、二百亿光年的区域。但可观测的宇宙不是全部的宇宙，有些天体太远太暗了还不能看到。现代宇宙学研究的课题涉及大尺度上时空的性质和物质的运动，包括宇宙的可观测部分和不可见部分，它已建立在物理学的坚实的实验和理论基础以及天文学的观测基础上。

宇宙的独一无二性从本质上决定了宇宙学研究的课题是整个天文学中最艰难的一些问题，而且由于宇宙的时间和空间尺度很大以及现今对各种天体的结构和演化的认识还很不完备，因此很难对形形色色的宇宙模型进行毫不含糊的观测检验。尽管如此，本世纪以来现代宇宙学的研究仍取得了令人瞩目的进展，成为天文学中一个很活跃的研究领域。

二、基本假设

在宇宙学的研究中，建立宇宙模型是一项高度理论化的工作，由于宇宙的性质极其复杂，必须作若干简化的假设才能用数学处理。宇宙学的基本假设有：

- (1) 物理定律是普适的，即人们在地球上发现的物理定律适

用于宇宙中的各个地方，甚至适用于作为一个整体的宇宙。这个假设得到了一些观测结果的支持，例如，星系光谱中的谱线跟地球上发现的元素的谱线相同；牛顿引力定律应用于双星，能正确地描述它们的运动。

(2) 宇宙是均匀的，即宇宙中物质均匀地分布着。这个假设仅指宇宙在大尺度上的特征。目前的观测表明，在比超星系团更大的范围内看不出物质有成团的倾向，似乎是均匀分布的。至于在小尺度上，宇宙中的物质分布显然是不均匀的，物质聚集成恒星、星系、星系团等，但小尺度上的特征不属于宇宙学研究的范畴。

(3) 宇宙是各向同性的。这个假设涉及空间的性质，即在所有方向上空间有同样的性质，在宇宙中没有一个方向或地方能跟其他的方向或地方相区别，宇宙没有中心。

假设(2)和(3)相结合，即宇宙是均匀的和各向同性的，称为宇宙学原理。按照这个原理，在任何一个星系上的观测者无论往哪个方向看，宇宙的大尺度特征都相同。

本世纪以来已出现了一些宇宙学的学派并提出了许多具体的宇宙模型，其中大多采用了宇宙学原理，但有的没有接受这个原理，有的则加上另外的假设。下面简要介绍几种影响较大的宇宙模型和宇宙论。

三、爱因斯坦宇宙模型和弗里德曼宇宙模型

1. 爱因斯坦宇宙模型 爱因斯坦于1915年建立了广义相对论，他运用非欧几里得几何学把引力解释成空间弯曲的效应，而空间弯曲是由物质存在决定的。紧接着他用这个理论来考察宇宙，1917年发表了题为“根据广义相对论的宇宙学考察”的论文。他将广义相对论的引力场方程用于整个宇宙并试图求得一个解。那时的科学家普遍持有宇宙是静态的观念，即宇宙不随时间变化。尽

管早几年在美国斯里弗已发现了一些河外星系的谱线红移，但当时正值第一次世界大战期间，消息没有传到欧洲。爱因斯坦欲求的是一个均匀的各向同性的静态解，可是从他的引力场方程无论如何得不到这种解，于是他对引力场方程人为地作了一点修改，引入了一个所谓的“宇宙常数”的项，它起着斥力的作用，但并不影响空间的弯曲。他得到的是一个有限无边的静态宇宙模型。

爱因斯坦宇宙模型可看成是四维空间中的一个三维超球面。为了便于理解，通常以一个三维球的二维球面作比喻，球面的面积是有限的，但沿着球面没有边界^①，也无中心，球面保持静止状态。由于这是一个有限的宇宙模型，不存在奥伯斯佯谬。

随着河外星系退行的发现，爱因斯坦的静态宇宙模型被否定了，1930年爱丁顿证明这个模型是不稳定的；只要有小扰动，就会膨胀或收缩，因而实质上不可能保持静态。爱因斯坦也后悔在引力场方程中引入“宇宙常数”项，认为是一生中最大的错事。尽管如此，他的那篇论文仍被认为是现代宇宙学的开端，而他本人是相对论宇宙论的先驱者。

2. 弗里德曼宇宙模型 1922年，苏联数学家弗里德曼(A. Фридман)求得了不含“宇宙常数”项的爱因斯坦原来的引力场方程的均匀和各向同性的通解，与这种解对应的宇宙称为弗里德曼宇宙模型。在这个模型中宇宙是膨胀的。

弗里德曼宇宙模型分为三种类型，分别与表示空间弯曲的曲率指数 K 取值1、0和-1的三种情况对应(图12.53)。 $K=1$ 对应于三维球面空间，是一个有限的封闭宇宙，宇宙的膨胀将停止，并转为收缩； $K=-1$ 和 $K=0$ 分别对应于三维双曲面空间和平直空间，是开放的无限宇宙，宇宙膨胀将无限地继续下去。

哈勃定律发现后，弗里德曼宇宙模型受到广泛的重视，并成

^① 在这里既然宇宙是一个“二维球面”，谈论与球面相垂直的方向是无意义的。

为后来发展起来的一些宇宙模型的基础。

四、大爆炸宇宙论

星系的谱线红移和哈勃定律发现以后，天文学家普遍认为宇宙在膨胀，星系彼此相距越来越远，而且分离的速度跟它们之间的距离成正比。由此推测，在时间上往回追溯，必定在过去某一时刻宇宙中的物质集结在一起，密度趋于无限。比利时的勒梅特 (A.G.Lemaitre) 设想宇宙早期处于极端稠密的状态，像一个巨大的放射性原子核，在1932年他提出宇宙起源于这个被称为“原始原子”的爆炸。1948年，俄裔美国科学家伽莫夫 (G.Gamow)，阿尔弗 (R. Alpher) 和赫尔曼 (R. Herman) 运用原子核物理学和基本粒子的知识，将宇宙膨胀跟元素形成联系起来，建立了大爆炸元素形成理论，从而奠定了大爆炸宇宙论的理论基础，后来有些科学家进一步发展了这个理论。

大爆炸宇宙论采用了宇宙学原理，认为宇宙开始于一次猛烈的巨大爆炸。但应当强调指出，这个爆炸跟炸弹爆炸时弹片向空中飞散的情景不同，它并不是物质向虚无的空间中飞散，而是空间自身的膨胀，物质则随着空间而膨胀，每时每刻都均匀地散布在整个空间，宇宙仍是无中心的。

哈勃常数 H 的倒数具有时间的量纲。如果宇宙膨胀是均匀的，按照哈勃定律(12.2)式，

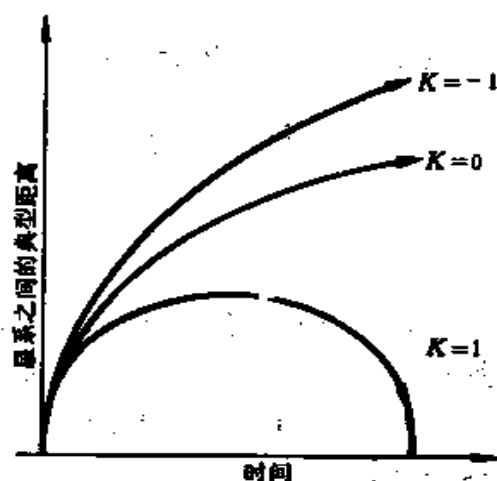


图 12.53 弗里德曼宇宙模型的三种类型

$$\frac{1}{H} = \frac{r}{V_r},$$

它表示从物质最初聚集在一起以来(即从宇宙开始膨胀以来)经过的时间。 $\frac{1}{H}$ 称为哈勃年龄或膨胀时间。若取 $H = 50$ 千米/(秒·兆秒

差距), 则 $\frac{1}{H} = 2 \times 10^{10}$ 年。显然, 如果宇宙膨胀的速度是恒定的, 并等于现在的膨胀速度, 则哈勃年龄应等于宇宙年龄。考虑到物质的引力会使膨胀逐渐减慢以及现在测定的 H 值还不很确定, 大爆炸理论对宇宙年龄的估算在 $1.3 \sim 2.0 \times 10^{10}$ 年之间。如今对各种天体测定的年龄几乎都小于这个范围的下限, 充其量最老的天体的年龄落在这个范围内, 因此不产生矛盾。

关于在大爆炸宇宙论中宇宙演化的图景将留在本节最后描述。这里先提及大爆炸宇宙论曾作出的一个预言。开始时极端高温高密度状态的宇宙有人称之为“原始火球”, 这个“火球”因某种尚不清楚的原因爆炸, 并不断膨胀。宇宙膨胀是一种绝热过程, 在此过程中温度和密度不断下降, 因此宇宙有一部从热到冷的演变史。在宇宙早期, 辐射和物质的密度都很高, 光子只能通过很短的路程就被物质吸收或散射, 然后物质再发射出光子, 这种辐射与物质频繁地相互作用叫做辐射和物质耦合。那时的宇宙对自身的辐射是不透明的, 达到热平衡状态, 其辐射谱应符合黑体辐射的规律——普朗克分布。当宇宙温度下降到大约3000开时, 质子与电子结合成氢原子, 物质对辐射的连续吸收大大减少, 即物质跟辐射几乎不再相互作用了, 这个转折的时期称为退耦时期。宇宙豁然开朗, 从此变成透明的, 光子可以在宇宙空间自由穿行。宇宙的热辐射保持着退耦时期的黑体辐射谱, 主要是可见光和红外线。于是宇宙至今仍沐浴在大爆炸的余辉中, 但这种被称为宇宙背景辐射的余辉由于宇宙膨胀带来的红移, 变成了微波辐射, 即

温度3000开的普朗克分布的最大强度已移至电磁谱的微波区。阿尔弗和赫尔曼以及其他一些科学家先后计算了与宇宙背景辐射等效的黑体辐射的温度，他们得到的数值在5~50开范围内。

五、稳恒态宇宙模型

在四十年代后期，英国科学家邦迪(H.Bondi)、戈尔德(T.Gold)和霍伊尔提出了完全宇宙学原理，除了宇宙学原理采纳的宇宙是均匀和各向同性的假设外，这个原理增加了宇宙不随时间变化的假设。在完全宇宙学原理的前提下，他们建立了稳恒态宇宙模型。

在这个模型中，宇宙是无限的，没有开端也没有终结，而且一直保持同样的状态。无论在什么地方和什么时候观测者看到的宇宙总是相同的。在大爆炸宇宙模型中关于“原始原子”或“原始火球”的来源、大爆炸的原因等令人困惑的问题，在稳恒态宇宙模型中是不存在的。然而，面对宇宙膨胀的观测事实，如何能使宇宙的状态不变呢？邦迪等人提出，宇宙中必定有新的物质不断产生，其产生率跟宇宙因膨胀密度减小率相等，以保持宇宙的密度不随时间变化。新的物质并不是按照爱因斯坦的公式 $E=mc^2$ 由能量转换来的，而完全从虚无中产生，这等价于能量也从虚无中产生。

许多科学家强烈地反对物质可以从虚无中产生的思想，因为物质和能量的守恒定律早已十分牢固地树立起来。

按照稳恒态宇宙模型，每立方米的空间体积内每 10^9 年应产生一个氢原子。这个数值是太小了，无法由观测检验。然而，至今这个模型已遭到一些观测事实的反对。例如，类星体的空间分布表明，过去存在的类星体比现在多得多，而稳恒态宇宙模型则要求类星体的数目任何时候都一样。宇宙背景辐射的发现对这个模型是一个更沉重的打击。

六、等级式宇宙论

大爆炸宇宙论和稳恒态宇宙模型都假设物质在大尺度的空间内均匀分布，在计算中取一个平均宇宙密度的数值，而这个数值可以通过适当选取一个足够大的空间，将其内所有天体的质量相加被该空间的体积除而得出。恒星和星系被认为是大尺度上物质均匀分布中的小涨落。

沃库勒等不赞同宇宙学原理，提出了等级式宇宙论（或称阶式宇宙论）。他们认为，恒星、星系、星系团、超星系团这种等级式的结构在更大的宇宙尺度上还会继续，直至无限，物质在大尺度空间内的分布是不均匀的。在一个等级内物质的平均密度随着等级的升高而下降，以至趋近于零。在这种宇宙论中宇宙虽然是无限的，但由于物质分布不均匀，只要恒星的数密度随距离的增加下降得足够快，可以避免奥伯斯佯谬。

目前只有很少的天文学家支持等级式宇宙论，因为就观测而言，在超星系团之上还没有发现成团性的证据，此外，它缺乏精确的数学表述和理论预言。

七、微波背景辐射

在宇宙学的研究史上，1965年是不平凡的一年，在这一年微波背景辐射的发现产生了极其深远的影响。尽管早在十几年前，大爆炸宇宙论已预言了这种辐射的存在，但并没有引起天文学家的普遍注意，也没有人设法去搜寻这种辐射。它的发现是偶然的。

1. 发现 1964年，美国贝尔电话实验室的科学家彭齐亚斯和威尔逊为了改进卫星通讯，在新泽西州荷尔姆德空间通讯站安装了一架号角形天线（图12.54）。这架天线具有极低的噪声和很强的方向性，也很适合于射电天文学的观测。他们用它测量了高银纬天区的射电辐射，工作波长为7.35厘米，目的是查明对通讯有

干扰的天空噪声的各种原因。他们发现，扣除了所有已知的噪声源，如地球大气、地面辐射和仪器本身的因素之外，在各个方向上总是接收到原因不明的微波噪声，噪声的信号强度等效于温度3.5开的黑体辐射。这种微波噪声没有季节和周日的变化，是各向同性的。

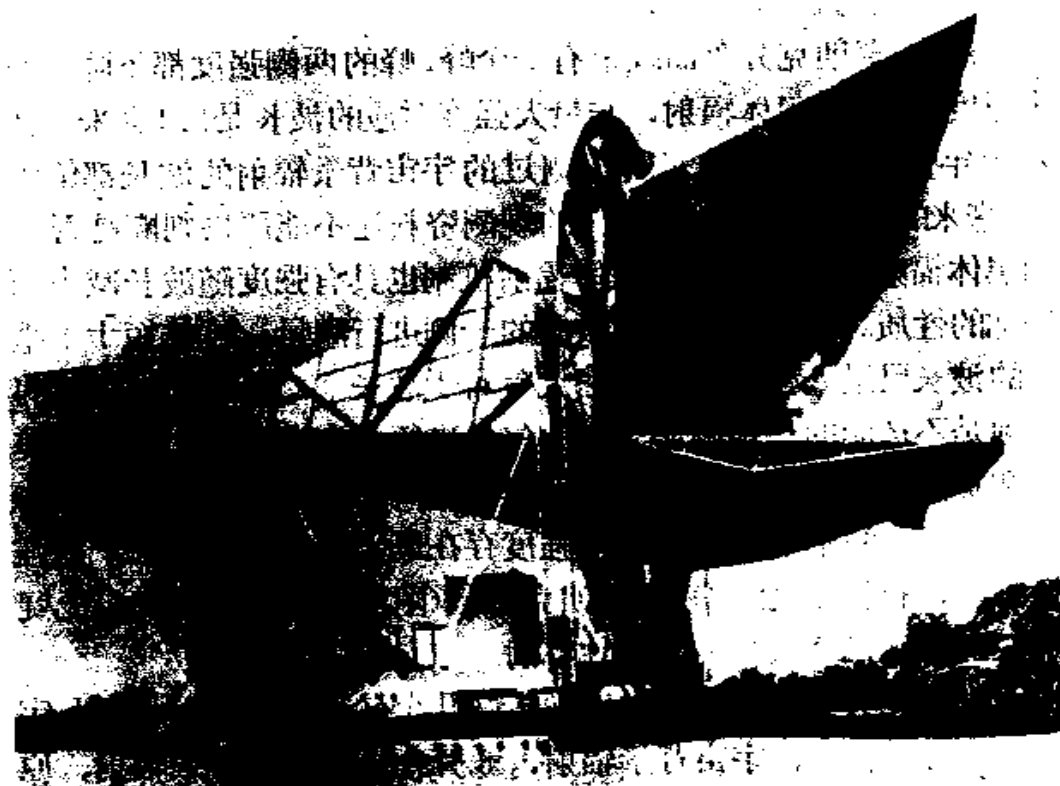


图 12.51 发现微波背景辐射的贝尔电话实验室的号角形天线

在同一时候，普林斯顿大学的迪克(R. Dicke)和皮布尔斯(P. J. E. Peebles)等人从理论计算得出“原始火球”大爆炸后遗留下的宇宙背景辐射的温度约为10开，这是大爆炸宇宙论学派一系列预言中的最新的一个，并且普林斯顿的研究小组正在制造一架射电望远镜打算搜寻“原始火球”的辐射遗迹。当贝尔电话实验室和普林斯顿大学的科学家彼此得悉对方的研究工作后，理论与观测

取得了一致，在1965年他们同时发表了观测结果和理论解释。

“原始火球”的辐射遗迹应具有黑体辐射谱的特征，为了验证这一点，彭齐亚斯和威尔逊在一个波长上获得的资料是不够的。普林斯顿大学和其他一些地方的射电天文学家紧接着在0.33~73.5厘米的许多波长上作了测量，所得结果都符合于温度2.7~3.0开的黑体辐射的普朗克分布。

然而，普朗克分布曲线上有一个峰，峰的两侧强度都下降。对于温度2.7开的黑体辐射，与最大强度对应的波长是1.1毫米。在六十年代射电天文学家所探测过的宇宙背景辐射的波长都位于1.1毫米的长波一侧，单凭一侧的观测资料还不能严格判断是否属于黑体辐射，因为有的非黑体辐射机制也具有强度随波长减小而增加的性质。因此必须对短波长的一侧进行测量。可是短于1毫米的波长已进入红外区，地球大气对于波长3毫米至远红外区的辐射是不透明的，观测必须在大气外进行。在七十年代前期，美国和英国科学家用气球将红外探测器送入高空，测量了0.6~2.5毫米波长上的辐射，结果表明强度存在最大值，在短波长一侧强度下降，符合温度2.7开的普朗克分布(图12.55)，从而确定无疑地证实了宇宙背景辐射是黑体辐射。

现时在天文学的书籍中出现了好几个名词：微波背景辐射、宇宙微波背景辐射、宇宙背景辐射、3开背景辐射、背景辐射、原始背景辐射，它们都同样表示来自宇宙天空背景上的各向同性的微波辐射。

2. 意义 在各种关于宇宙的理论中，唯有大爆炸宇宙论预言了微波背景辐射，因而自1965年以来，原先不受重视的大爆炸宇宙论声誉大振，成为对宇宙图景最流行的描绘；而一度盛行的稳恒态宇宙模型濒于被摒弃的境地，因为具有黑体谱的微波背景辐射表明宇宙有一部从高温和高密度变冷和稀疏的历史，这是跟作为稳恒态宇宙模型的前提的完全宇宙学原理不相容的。

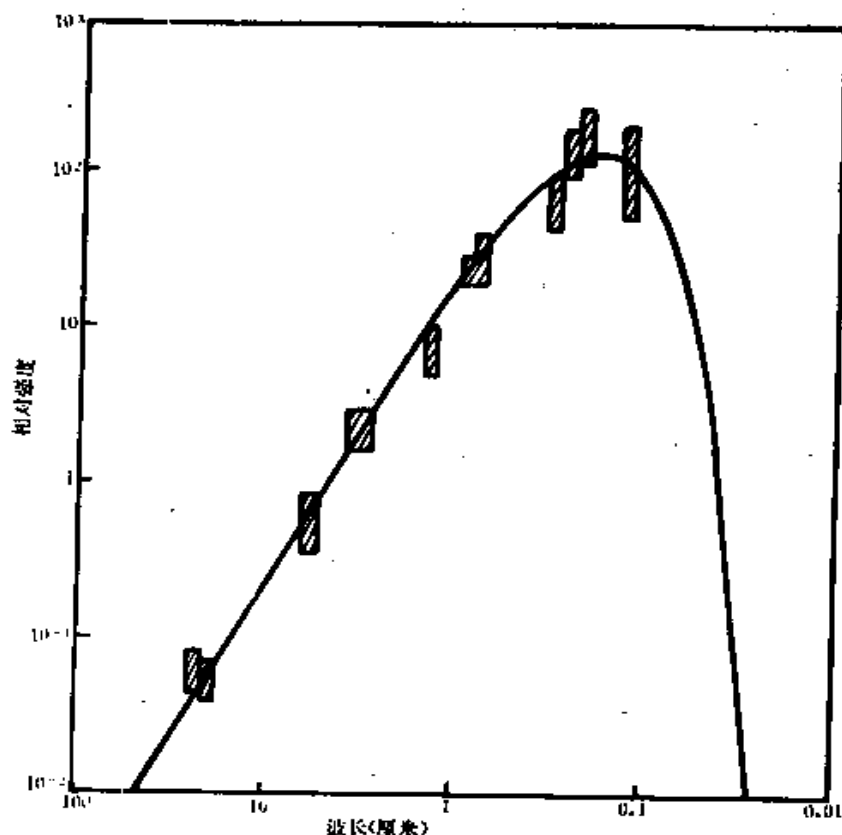


图 12.55 在微波和红外波长上测量的宇宙背景辐射(长框)跟温度2.7开的黑体辐射的普朗克分布(曲线)相符合

观测表明,微波背景辐射的强度随方向的变化不超过千分之一。如此高度各向同性的现象一方面排除了这种辐射起源于太阳系或银河系,而是属于宇宙的,支持了宇宙学原理;另一方面说明在各个不同方向上相隔很远的宇宙空间之间过去存在过相互联系,跟大爆炸宇宙论将微波背景辐射解释为“原始火球”的辐射遗迹的论点合拍。

在1977年,经过精确测量后发现,微波背景辐射的温度在一个方向上比相反的方向相差0.003开。这个观测结果被解释为太阳系和银河系除了参与整个宇宙的膨胀运动之外,还有自身的速度很小的运动,在运动方向的微波背景辐射的温度应比反方向稍微

高一点。由此得出，太阳系相对于由微波背景辐射确定的宇宙静止参考系以400千米/秒的速度朝狮子座方向运动。在这个运动中应包含太阳在银河系内的运动、银河系在本星系群内的运动以及本星系群的运动。

微波背景辐射既然是“原始火球”的辐射遗迹，它便是人类能观测到的宇宙中最古老的信息，对于宇宙早期状态的研究提供了十分宝贵的资料。

现在公认，微波背景辐射的发现对宇宙学研究的重要性是与宇宙膨胀的发现并驾齐驱的。这两项发现都可以跻于二十世纪自然科学的重大发现之列。彭齐亚斯和威尔逊获得了1978年诺贝尔物理学奖。

八、标准宇宙模型

1. 宇宙的去 当今大多数宇宙学家赞同大爆炸宇宙论学派的观点，宇宙开始于高温高密度状态。这个学派建立的宇宙模型已成为早期宇宙的“标准模型”。

表12.4列出了宇宙演化中的一些重大事件，假定大爆炸发生

表 12.4 宇宙演化中的重大事件

时 间	温 度 (开)	时 期	事 件
0	∞	奇点	大爆炸
10^{-44} 秒	10^{32}	普朗克时期	粒子产生
10^{-36} 秒	10^{28}	大统一时期	重子不对称形成
10^{-6} 秒	10^{13}	强子时期	质子 反质子对的湮没
1 秒	10^{10}	轻子时期	电子 正电子对的湮没
3 分	10^9	核形成时期	氢和氦核形成
3×10^5 年	3000	退耦时期	宇宙透明化

续表

时 间	温 度 (开)	时 期	事 件
$1 \sim 2 \times 10^9$ 年			星系开始形成
3×10^9 年			星系开始成团
$1 \cdot 10^9$ 年			早期恒星形成
15×10^9 年			太阳系形成
20×10^9 年	2.7	现在	

在200亿年前,以大爆炸时刻作为计时的起点。表上退耦时期之前的事件是标准宇宙模型对早期宇宙的描述,它们建立在物理学中的广义相对论、原子核物理、基本粒子物理,统计热力学等方面的广博艰深的知识上,这里只能简单地作几点说明。

(1) 大爆炸开始时,所有的物质堆积在一起,密度和温度趋于无限大,数学上称为奇点。奇点的存在是广义相对论的一个不可避免的结果。

(2) 大爆炸后的 10^{-44} 秒称为普朗克时期¹,对这一时期的宇宙应当用量子引力理论来处理,但这套理论还远未建立起来,因此谈论这一时期宇宙的状态完全是猜测。今天宇宙中的四种相互作用在宇宙开始时可能是统一的,只有一种作用。到了普朗克时期,首先分出引力相互作用,此刻引力作用极强,引力能转化产

¹ 1913年普朗克(M. Planck)指出,引力常数 G 、普朗克常数 $\hbar (= \frac{h}{2\pi})$ 和光速

c 适当结合可以得出长度、质量和时间的自然单位:

$$a^* = \left(\frac{G\hbar}{c^3} \right)^{\frac{1}{2}} = 2 \times 10^{-35} \text{ 米,}$$

$$m^* = \left(\frac{\hbar c}{G} \right)^{\frac{1}{2}} = 2 \times 10^{-8} \text{ 千克,}$$

$$t^* = \frac{a}{c} = \left(\frac{G\hbar}{c^5} \right)^{\frac{1}{2}} = 5 \cdot 10^{-44} \text{ 秒.}$$

它们分别称为普朗克长度、普朗克质量和普朗克时间。

生了粒子。

(3) 所谓大统一时期, 是指强相互作用、弱相互作用和电磁相互作用统一的时期, 在特有的条件下形成了重子^①不对称, 即重子数比反重子数多, 结果导致今天宇宙中的正物质远比反物质多。不然, 如果宇宙中的重子和反重子数目相同, 那么在宇宙膨胀冷却过程中, 重子和反重子就会全部湮没, 不会留下现在的物质世界。

(4) 强子时期和轻子时期分别为宇宙中强子^②和轻子^③占优势的时期。

(5) 在核形成时期之前, 宇宙的主要成分为辐射(光子)、中微子和少量的电子、质子、中子。当温度下降到 10^9 开时, 质子和中子相互结合形成了氘和氦的核; 温度下降到 10^8 开时, 核形成便停止。核形成时期持续了大约三分钟, 其结果是全部物质的25~30% (按质量计) 形成氦核。这与今天观测到的宇宙中的氦丰度相符合。而在100亿年内恒星内部的核合成过程只能产生大约2~3%的氦丰度, 远低于观测值。大爆炸宇宙论对氦丰度成功的解释已成为它的重要观测支柱之一。现在普遍认为, 氦和其他几种轻元素是在宇宙早期三分钟内合成的, 其余众多的元素则是在恒星演化的漫长过程中形成的。

(6) 从大爆炸到退耦时期之前, 宇宙中辐射密度大于物质密度, 故有辐射为主期之称。大约从退耦时期之前不久开始, 物质密度超过辐射密度, 尔后宇宙一直处于物质为主期。各种天体都是在退耦时期之后陆续形成的。

① 重子是质量比质子更大(包括质子在內)的基本粒子, 它们的自旋量子数为半整数, 包括质子、中子和各种超子, 每种重子都有其反粒子——反重子。

② 强子是参与强相互作用的基本粒子, 包括重子、 π 介子以及它们的反粒子等。

③ 轻子是不能参与强相互作用的基本粒子, 包括电子、 μ 子、中微子以及它们的反粒子。

2. 宇宙的未来 宇宙正在膨胀。在自然界的四种力中,引力虽然最弱,但它是长程力,在大范围内占支配地位^①。引力总是对宇宙膨胀起抑制作用。那么宇宙将无限制地膨胀下去,还是到某个时候膨胀将停止并转变为收缩呢?这是一个关系到宇宙的未来的大问题。

大爆炸宇宙论对这个问题的回答是以弗里德曼宇宙模型为依据的。在相对论宇宙论中有一个与引力常数 G 和哈勃常数 H 联系着的临界密度:

$$\rho_c = \frac{3H^2}{8\pi G}, \quad (12.11)$$

ρ_c 的数量级为 10^{-26} 千克/米³,精确的数值取决于所选择的 H 值。若今天宇宙的平均密度 $\rho_0 > \rho_c$,这相当于弗里德曼宇宙模型中 $K=1$ 的类型,则引力场足够强,将使宇宙的膨胀在继续了一段很长的时间后停下来,并转为收缩,那时地球如果还存在而且如果还有人类的话,将看到星系谱线都是蓝移的,收缩的过程是膨胀的反演,将逐渐加速,直至回复到无限密集的状态。然后可能又发生了大爆炸,宇宙再一次膨胀……。这是一幅宇宙在振荡的图景。 $\rho_0 < \rho_c$ 和 $\rho_0 = \rho_c$ 的情况分别对应于弗里德曼宇宙模型中 $K=-1$ 和 $K=0$ 的类型,引力场不足以制止膨胀,宇宙将无限地膨胀下去。

在大爆炸之前宇宙是什么样子的呢?这是大爆炸宇宙论还难以回答的问题。对于振荡模型可以回避这个问题,因为在这个模型中宇宙是没有起源的,今天宇宙的膨胀只不过是振荡循环中的某一次而已。对于开放的宇宙模型,有一种观点认为时间也开始于大爆炸,谈论大爆炸“之前”是无意义的。

今天从观测得出宇宙大范围内可见物质的平均密度的数量级为 10^{-28} 千克/米³,比临界密度值小得多,但估计到不可见物质

① 电磁力也是长程力,但它取决于电荷,在大范围内正电荷与负电荷总是等量的,因此它不起作用。

的存在，观测值大约会提高 $10 \sim 100$ 倍。由于观测数据的不确定，目前还不能断定宇宙是开放的或封闭的，但几种判断途径的各次测量结果较倾向于宇宙是开放的，将无限地膨胀下去。

回顾天文学研究的历史可知，人类对宇宙的认识从天空和大地、太阳系、银河系到河外星系，在每一时期，都是以当时观测所及的范围为依据的。目前的认识不可能是顶峰。随着科学技术的发展，人类对宇宙的认识必将更深更广。宇宙值得人们去继续努力探索。

主要参考书目

- [1] 戴文赛等, 天文学教程(上册), 上海科学技术出版社, 1961。
- [2] 黄克谅等, 天文学导论(下册), 科学出版社, 1983。
- [3] 中国大百科全书·天文学, 中国大百科全书出版社, 1980。
- [4] 艾伦, 物理量和天体物理量, 杨建译, 上海人民出版社, 1976。
- [5] Bok, B. J., & Bok, P. F., The Milky Way, Fifth Edition, Harvard University Press, 1981.
- [6] Goldsmith, D., The Evolving Universe, An Introduction To Astronomy, The Benjamin/ Cummings Publishing Company, Inc., 1981.
- [7] Heintz, W.D., Double Stars, D. Reidel Publishing Company, 1978.
- [8] Hellwege, K.-H., Landolt-Börnstein, Numerical Data and Functional Relationships in Science and Technology, New Series Vol. 2, Subvol. b, c, Springer-Verlag Berlin-Heidelberg, 1982.
- [9] Kitchin, C.R., Early Emission Line Stars, Adam Hilger Ltd, 1982.
- [10] Mitton, S., The Cambridge Encyclopaedia of Astronomy, Jonathan Cape Ltd, 1977.
- [11] Pasachoff, J. M., & Kurner, M. L., University Astronomy, W B. Saunders Company, 1978.
- [12] Sandage, S., Sandage, M., & Kristian, J., Galaxies and The Universe, The University of Chicago Press, 1975.
- [13] Sérsic, J. L., Extragalactic Astronomy, D. Reidel Publishing Company, 1982.
- [14] Strohmeier, W., Variable Stars, Pergamon Press, 1972.
- [15] Zeilik, M., & Gaustad, J., Astronomy, The Cosmic Perspective, Harper & Row Publishers, 1983.

附录 VI 决定目视双星的轨道要素

由角距 ρ 和位置角 θ 的观测值计算目视双星轨道要素的方法有几种。这里介绍最常用的一种,是由俄国天文学家科瓦列斯基 (М. А. Ковальский) 提出的。令视椭圆的方程式为

$$Ax^2 + 2Hxy + By^2 + 2Gx + 2Fy + 1 = 0, \quad (\text{VI.1})$$

其中

$$x = \rho \cos \theta, \quad y = \rho \sin \theta, \quad (\text{VI.2})$$

原则上只需要五组 ρ 和 θ 的值就可以定出 (VI.1) 式中的五个系数,但由于观测总有误差,较准确的决定系数的方法是绘出视椭圆,如图 VI.1。图中 S 表示主星,点 $\cdot$ 表示伴星的位置。 SN 为 $\theta = 0^\circ$ 的方向, SR 为 $\theta = 90^\circ$ 的方向。

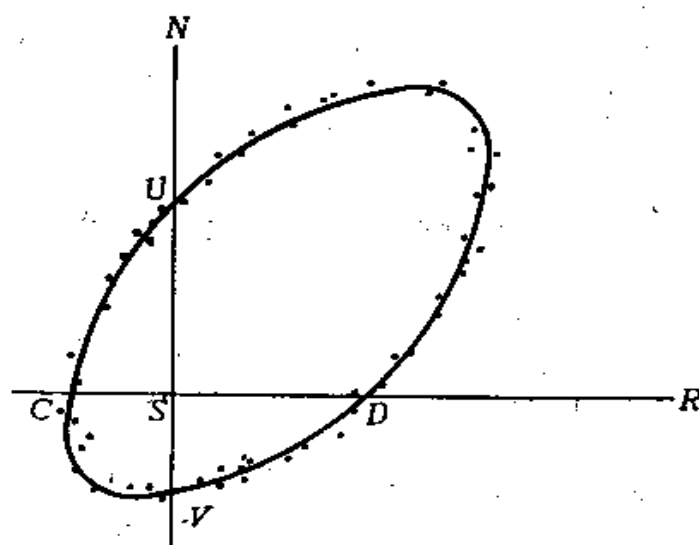


图 VI.1 利用视椭圆决定双星轨道要素

令截点 U 和 V 的坐标为 $(x_1, 0)$ 和 $(-x_2, 0)$, 代入 (VI.1) 式得

$$Ax_1^2 + 2Gx_1 + 1 = 0,$$

$$Ax_2^2 - 2Gx_2 + 1 = 0,$$

从这两个式子可以定出 A 和 G 的值。同理，由截点 C 和 D 的坐标可以定出系数 B 和 F 。令视椭圆上其他任一点的坐标为 (x_3, y_3) ，则系数 H 可由下式求出：

$$H = - \frac{Ax_3^2 + By_3^2 + 2Gx_3 + 2Fy_3 + 1}{2x_3y_3}$$

以主星 S 为中心作天球(图VI.2)， NLR 表示与观测者视线垂直的天球切面， LAB 表示相对轨道的平面， K 和 C 分别为这两个平面在天球上所截的大圆的极。在天球切面中， SN 为 $\theta = 0^\circ$ 的方向，仍把它取为 x 轴， SR 为 y 轴，则 SK 为 z 轴，在相对轨道的平面中， SA 为近星点的方向， SB 与 SA 垂直。取 SA, SB, SC 为另一直角坐标系 (ξ, η, ζ) 的轴。 S 位于相对轨道的一个焦点上，因此对于 (ξ, η) 平面直角坐标系而言，相对轨道的方程式为

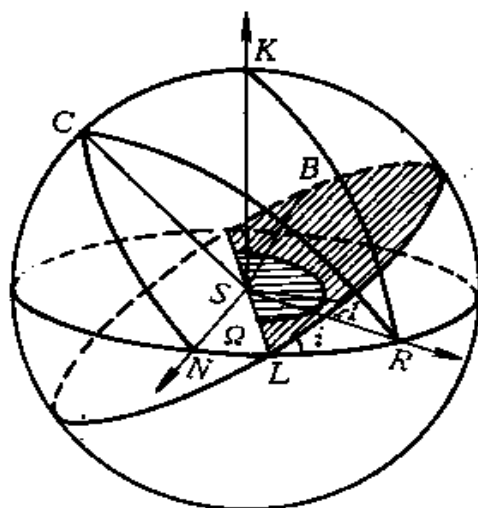


图 VI.2 双星相对轨道的平面和天球切面的关系

$$\frac{(\xi + ae)^2}{a^2} + \frac{\eta^2}{b^2} = 1, \quad (\text{VI.3})$$

其中 $b^2 = a^2(1 - e^2)$ 。由观测得到的是 (x, y) ，它是相对轨道上的一点 (ξ, η) 在天球切面上的投影。 (x, y) 和 (ξ, η) 的关系式中一定包含所求的轨道要素。首先求出这些关系式，并利用它们把(VI.3)式中的 ξ 和 η 转换为 x 和 y ，然后把所得的方程式与(VI.1)式比较，就得出轨道要素和 A, H, B, G, F 这五个系数的关系，计算轨道要素的问题便解决了。

设对 xyz 坐标系而言， SA, SB 和 SC 的方向余弦分别为 (l_1, m_1, n_1) ， (l_2, m_2, n_2) 和 (l_3, m_3, n_3) 。从 A, B, C 每一点向 N, R 和 K 作大圆弧，则

$$\begin{array}{lll} l_1 = \cos \widehat{AN}, & m_1 = \cos \widehat{AR}, & n_1 = \cos \widehat{AK}, \\ l_2 = \cos \widehat{BN}, & m_2 = \cos \widehat{BR}, & n_2 = \cos \widehat{BK}, \\ l_3 = \cos \widehat{CN}, & m_3 = \cos \widehat{CR}, & n_3 = \cos \widehat{CK}. \end{array}$$

按照轨道要素的定义, $\widehat{NL} = Q$, $\widehat{LA} = \omega$, $\widehat{CK} = i$ 。从相应的球面三角形, 得

$$\left. \begin{array}{l} l_1 = \cos Q \cos \omega - \sin Q \sin \omega \cos i, \\ m_1 = \sin Q \cos \omega + \cos Q \sin \omega \cos i, \\ n_1 = \sin \omega \sin i, \end{array} \right\} \quad (\text{VI.4})$$

$$\left. \begin{array}{l} l_2 = -\cos Q \sin \omega - \sin Q \cos \omega \cos i, \\ m_2 = -\sin Q \sin \omega + \cos Q \cos \omega \cos i, \\ n_2 = \cos \omega \sin i, \end{array} \right\} \quad (\text{VI.5})$$

$$\left. \begin{array}{l} l_3 = \sin Q \sin i, \\ m_3 = -\cos Q \sin i, \\ n_3 = \cos i. \end{array} \right\} \quad (\text{VI.6})$$

方向余弦之间有如下的关系:

$$l_1 m_2 - l_2 m_1 = n_3, \quad (\text{VI.7})$$

$$l_1^2 + l_2^2 + l_3^2 = 1, \quad (\text{VI.8})$$

$$m_1^2 + m_2^2 + m_3^2 = 1, \quad (\text{VI.9})$$

$$l_1 m_1 + l_2 m_2 + l_3 m_3 = 0. \quad (\text{VI.10})$$

(x, y) 和 (ξ, η) 的关系式为

$$\begin{aligned} x &= l_1 \xi + l_2 \eta, \\ y &= m_1 \xi + m_2 \eta. \end{aligned}$$

利用 (VI.7) 式, 得

$$\xi = \frac{m_2 x - l_2 y}{n_3} \quad (\text{VI.11})$$

$$\eta = -\frac{m_1 x - l_1 y}{n_3} \quad (\text{VI.12})$$

将 (VI.11) 和 (VI.12) 式代入 (VI.3) 式, 得

$$\frac{(m_2 x - l_2 y + a e n_3)^2}{a^2 n_3^2} + \frac{(m_1 x - l_1 y)^2}{b^2 n_3^2} = 1. \quad (\text{VI.13})$$

(VI.13) 和 (VI.1) 两个方程式代表同一个椭圆, 因此 x, y, x^2, y^2, xy 项的系数以及常数项都应当成比例。令 f 表示共同的比例常数, 得

$$\left. \begin{aligned} A &= -\frac{f}{n_3^2} \left(-\frac{m_2^2}{a^2} + \frac{m_1^2}{b^2} \right), & B &= -\frac{f}{n_3^2} \left(\frac{l_2^2}{a^2} + \frac{l_1^2}{b^2} \right), \\ H &= -\frac{f}{n_3^2} \left(\frac{l_2 m_2}{a^2} + \frac{l_1 m_1}{b^2} \right), \\ G &= \frac{f e m_2}{a n_3}, & F &= -\frac{f e l_2}{a n_3}, \end{aligned} \right\} \quad (\text{VI.14})$$

并且从常数项得

$$1 = f(e^2 - 1),$$

或

$$f = -\frac{a}{p}, \quad (\text{VI.15})$$

其中

$$p = a(1 - e^2) = \frac{b^2}{a} \quad (\text{VI.16})$$

是椭圆的半通径。

现在来推出轨道要素按 $A, B, \dots, F$ 表示的式子。利用(VI.15)和(VI.16)式, 首先有

$$\begin{aligned} F^2 - G^2 + A - B &= \frac{e^2}{p^2 n_3^2} (l_2^2 - m_2^2) - \frac{a}{p n_3^2} \left(\frac{m_2^2 - l_2^2}{a^2} + \frac{m_1^2 - l_1^2}{b^2} \right) \\ &= \frac{(l_2^2 - m_2^2)}{p^2 n_3^2} \left(e^2 + \frac{p}{a} \right) - \frac{(m_1^2 - l_1^2)}{p^2 n_3^2} \\ &= \frac{1}{p^2 n_3^2} (l_1^2 + l_2^2 - m_1^2 - m_2^2) \\ &= \frac{1}{p^2 n_3^2} (m_3^2 - l_3^2), \end{aligned}$$

上面运算的最后一步利用了关系式(VI.8)和(VI.9)。再利用(VI.6)式, 得

$$F^2 - G^2 + A - B = \frac{\operatorname{tg}^2 i}{p^2} \cos 2Q. \quad (\text{VI.17})$$

由(VI.14)、(VI.10)和(VI.6)又可得

$$\begin{aligned}
 FG - H &= -\frac{e^2 l_2 m_2}{p^2 n_3^2} - \frac{a}{pn_3^2} \left(\frac{l_2 m_2}{a^2} + \frac{l_1 m_1}{ap} \right) \\
 &= -\frac{1}{p^2 n_3^2} (l_1 m_1 + l_2 m_2) = -\frac{l_3 m_3}{p^2 n_3^2} \\
 &= -\frac{\operatorname{tg}^2 i}{2p^2} \sin 2Q.
 \end{aligned} \tag{VI.18}$$

从(VI.17)和(VI.18)式得到交点的位置角 Q 的公式:

$$\operatorname{tg} 2Q = \frac{2(H - FG)}{F^2 - G^2 + A - B}. \tag{VI.19}$$

类似地, 容易推出

$$\begin{aligned}
 F^2 + G^2 - A - B &= -\frac{1}{p^2 n_3^2} (l_1^2 + l_2^2 + m_1^2 + m_2^2) \\
 &= -\frac{1}{p^2 n_3^2} (2 - l_3^2 - m_3^2) \\
 &= -\frac{1}{p^2 \cos^2 i} (2 - \sin^2 i) \\
 &= \frac{2}{p^2} + \frac{\operatorname{tg}^2 i}{p^2}.
 \end{aligned} \tag{VI.20}$$

因为 $\frac{\operatorname{tg}^2 i}{p^2}$ 可以由(VI.17)或(VI.18)算出, 代入(VI.20)即得到 p , 因而也就定出 i 。

从(VI.5)和(VI.14)式, 有

$$-m_2 \equiv \sin Q \sin \omega - \cos Q \cos \omega \cos i = -\frac{G p \cos i}{e}, \tag{VI.21}$$

$$-l^2 \equiv \cos Q \sin \omega + \sin Q \cos \omega \cos i = -\frac{F p \cos i}{e}. \tag{VI.22}$$

以 $\sin Q$ 乘(VI.21), $\cos Q$ 乘(VI.22), 相加得

$$e \sin \omega = p (G \sin Q - F \cos Q) \cos i. \tag{VI.23}$$

以 $\cos Q$ 乘(VI.21), $\sin Q$ 乘(VI.22), 相减得

$$e \cos \omega = -p (G \cos Q + F \sin Q) \cos i. \tag{VI.24}$$

因此,

$$\operatorname{tg} \omega = \frac{(F \cos Q - G \sin Q) \cos i}{F \sin Q + G \cos Q}. \tag{VI.25}$$

这样，近星点的经度 ω 就求出了。偏心率 e 可从(VI.23)或(VI.24)式算出。最后从(VI.16)式求出半长径 a 。

视椭圆的方程式只有五个系数，因此只能利用它们定出五个轨道要素。剩下的两个要素 P （绕转周期）和 T （伴星过近星点的时刻）从视椭圆可以直接定出，也可以通过计算而得出较准确的值。

现在业已定出轨道要素的目视双星有700多对，约只占已知目视双星数目的1%。这主要是由于大部分目视双星的绕转周期很长，从开始对它们进行观测以来时间还太短，未能得出一个完全或足够接近完全的视椭圆，以致定不出轨道要素。