

§ 5 类星体连续辐射：射电

§ 5.1 主要观测结果

§ 5.1.1 射电辐射相对强度

类星体的射电辐射性质与其它波段辐射相比非常特别。在 § 1 中已谈到，按射电辐射强度类星体可分为“射电噪”和“射电宁静”两大类。两类的平均射电辐射强度相差几个量级。高灵敏度射电望远镜的观测发现，射电宁静类星体也有射电辐射，并不“宁静”。怎样来衡量类星体射电辐射的“噪”或“宁静”的程度呢？通常用两个量。一是某个观测频率或整个射电波段的光度。另一则是射电辐射相对于光学辐射的相对强度 R ：

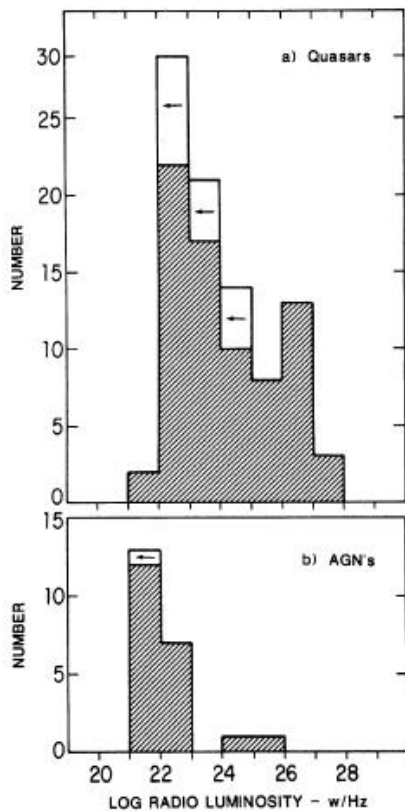


图 5.1(a) PG 类星体射电光度的分布。上图是 91 个 $M_B < -23$ 的类星体的分布，下图是 22 个 $M_B > -23$ 的低光度 AGN 的分布。两图统计上没显著差别。取自 Kellermann et al.(1989)^[1]。

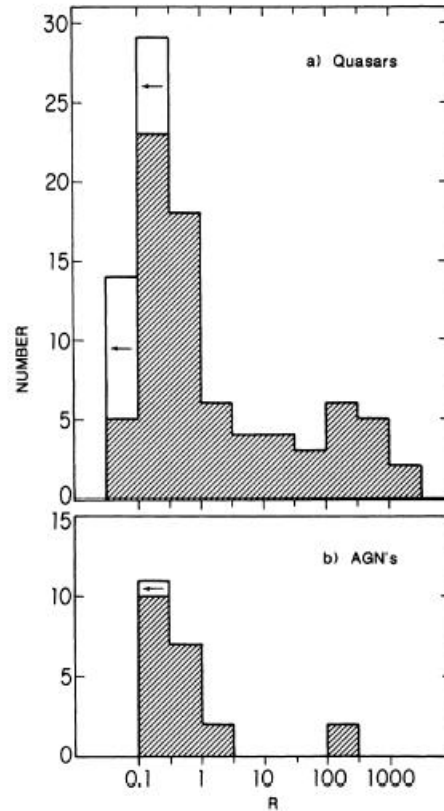


图 5.1(b) PG 类星体 R 的分布。上图是 91 个 $M_B < -23$ 的类星体的分布，下图是 22 个 $M_B > -23$ 的低光度 AGN 的分布。两图统计上没显著差别。取自 Kellermann et al.(1989)^[1]。

$$R = \frac{F_{\nu_r}}{F_{\nu_o}}, \quad (5.1)$$

其中, F_{ν_r} 为观测频率 ν_r 处的辐射流, F_{ν_o} 为光学频率 ν_o (常取为 4400 Å) 处的辐射流。射电光度大于某个值的, 或 R 大于某个值的就称为“射电噪”; 反之, 称为“射电宁静”。

Kellermann et al.(1989)^[1]用 VLA 对 PG 类星体进行了观测, 观测频率为 5GHz (6 cm)。图 5.1(a) 是他们得到的 PG 类星体的 5GHz 光度的分布。图 5.1(b) 是 R 的分布。作为比较, 两图的下部分别给出低光度 AGN 相应的分布。

图 5.1 的特点是, 分布呈双峰状。这说明将类星体分成“射电噪”和“射电宁静”是合理的。但两者的射电辐射强度并无严格的界限。如果取 $R=30$ 为两者的分界, PG 类星体中约 15% 是射电噪类星体。有趣的是, 低光度 AGN 和类星体具有同样的分布。这从一个方面说明, 类星体和其它活动星系核的射电辐射的性质是类似的。

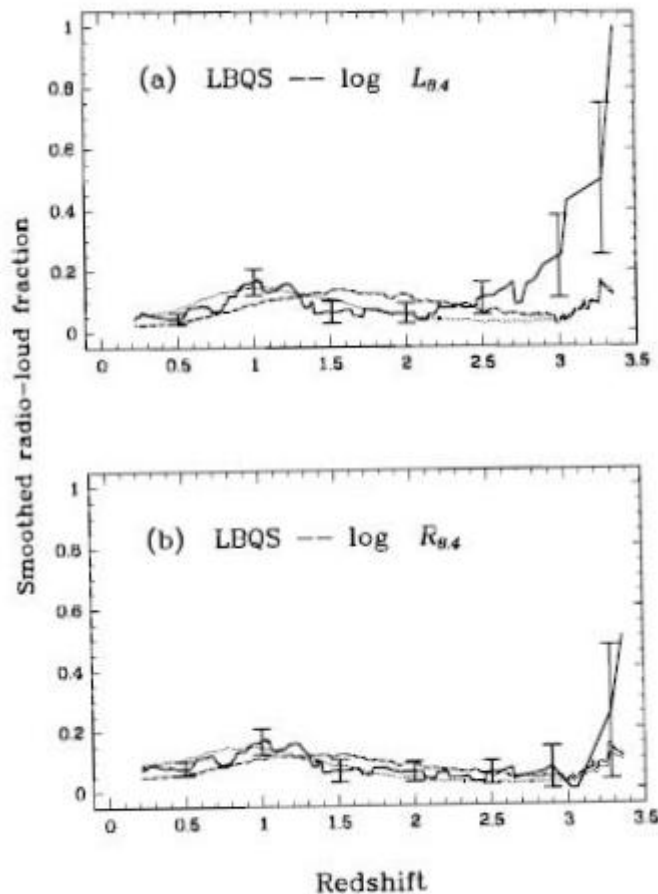


图 5.2 LBQS 中射电噪类星体的比例与红移的关系, 取自 Hooper et al.(1996)^[6]。(a)按 8.4 GHz 处的射电光度 $L_{8.4}$; (b)按 8.4GHz 处射电光学相对强度 $R_{8.4}$ 。

许多人利用不同的类星体样本研究了射电光度和 R 同光学光度和红移的关

系^[2-6]。大部分研究表明，射电光度和 R 的分布与光学光度没有明显的关系。至于与红移的关系，则不很确定。有些研究认为，射电噪类星体的比例随红移的增加而减少。不过，这些研究通常都与 PG 类星体比较。PG 类星体的红移很小，但其射电噪类星体所占的比例很高。Hooper et al.(1996)^[6]用 LBQS 来研究这个问题。他们用 VLA 在 8.4 GHz 观测了 103 个 LBQS 类星体，发现在 $-28 \leq M_B \leq -23$ 区间，射电噪类星体约占 10%，而且，射电噪类星体的比例并不明显地随红移演化(见图 5.2)。

§ 5.1.2 形态

类星体(AGN)的射电辐射与其它波段辐射相比还有一个重要特点，即用现代射电技术可以把它们的射电图象分解开。不同的天体，射电图像可能不同；即便是同一个天体，射电图像也随着观测频率的不同而有所变化。在 § 1 中已谈到，类星体(AGN)的射电形态主要可分为两类：射电辐射主要集中在射电瓣的瓣占优型和射电辐射主要集中在核的核占优型。当然，还有一些介于两者之间，但为数不多。

大多数射电噪类星体(AGN)是瓣占优型。射电瓣的直径通常为几十到几百 kpc，离开中心天体大体上也是几十到几百 kpc。两个射电瓣对称地位于中心天体的两边。在 § 1 中也已谈到，瓣占优型还可以分为两个次型：临边昏暗型或 FR-I 型(见图 1.9)和临边增亮型或 FR-II 型(见图 1.10)。FR-I 型的射电瓣常是弯的，最靠近中心光学天体的部分最亮。FR-II 型的射电瓣则是最远离光学天体的部分最亮。

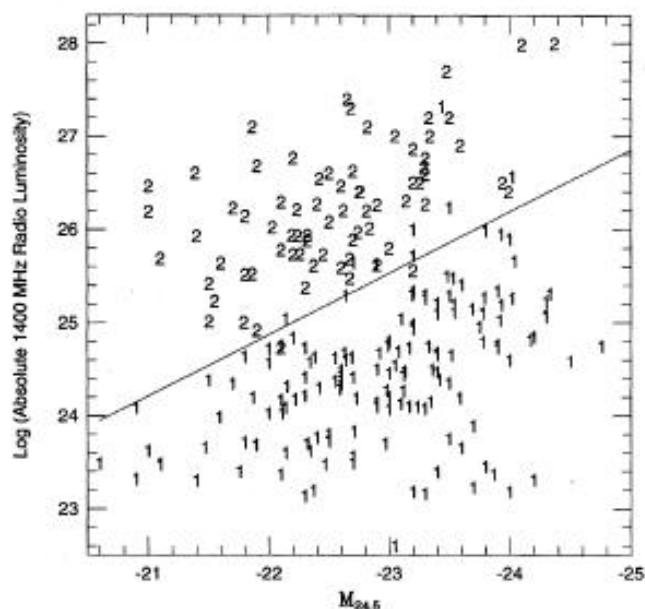


图 5.3 射电星系型态与光度的关系。取自 Ledlow & Owen(1996)^[7]。纵轴为 1400 MHz 处射电光度的对数，横轴为测量至 24.5 等/平方角秒时星系的绝对星等。

最亮的部分表现为热斑。有些很亮的热斑在红外或光学波段都可看到。瓣占优型射电噪类星体(AGN)的次型的划分可能与中心光学天体的光度有关。Ledlow & Owen(1996)^[7]的观测表明,射电星系中 1.4GHz 处的射电光度(定义为 νL_ν)大于 $6 \times 10^{40} L_{R,44}^2$ ($L_{R,44}$ 是该射电星系以 $10^{44} \text{ erg s}^{-1}$ 为单位的 R 波段的光度。)的为 FR-II 型,小于 $6 \times 10^{40} L_{R,44}^2$ 的为 FR-I 型(见图 5.3)。类星体是否满足上述判据尚不清楚,因为对类星体寄主星系的情况还不十分了解。但是,大部分瓣占优射电噪类星体属 FR-II 型。

瓣占优射电噪类星体(AGN)的中心区域(核)还存在小尺度的结构,多数情况下是尺度为 kpc 的喷流。图 5.4 是一个典型的例子。喷流总是对着外部的射电瓣,但 FR-I 型射电源和 FR-II 型射电源的喷流有所不同。对 FR-I 型射电源,喷流总是双边的,可以向两边延伸到与外面的两个巨大的射电瓣衔接。对 FR-II 型射电源,喷流是单边的,即只指向其中的一个射电瓣。而且,喷流的射电辐射强度比射电瓣弱得多。从图 1.9 和图 1.10 可以清楚地看到这种双边和单边喷流。高分辨率观测表明,有些喷流很平滑,有些则有更小尺度的结构,可以分解为许多“块”,或者“结”。

有趣的是,射电宁静类星体(AGN)的射电形态也有各种各样的小尺度结构,表现为喷流,“结”,多重结构,或更复杂的结构。但射电宁静类星体(AGN)两边并无射电瓣。

大部分类星体(AGN)的喷流只出现在射电波段。少数很强的喷流除射电波段外也可在光学波段或 X 射线被观测到,典型的如 3C 273(图 4.14)。各波段显示的喷流图像不一定完全一致。

核占优型射电噪类星体(AGN)的射电图像也有小尺度结构。有些显示有单边的喷流,如 3C 273(图 1.10)。图 1.10 中射电辐射的强度是准对数标度,由此可见致密核射电辐射之强。现代 VLBI 技术可以使射电观测的分辨率高达 10^{-4} 角秒。用 VLBI 对强致密源进行观测后发现,某些核被分解开了,具有非常小的尺度的结构,表现为两个(有时为多个)很小的子源,其直径只有 kpc 量级。这种有两个小子源的射电源常称为致密对称天体(Compact Symmetric Object),两子源对称地位于某个中心的两边。对致密源的长期监测发现,两子源总是往外分离(从未探测到往里收缩)。有些致密源的两子源的分离速度可以超过光速。这就是所谓视超光速分离现象。当然,也有些射电噪类星体(AGN)的核至今未分解开。图 5.5 是 Fey et al.(1996)^[8]利用甚长基线阵(VLBA, Very Long Baseline Array)在 2 GHz 和 8 GHz 的部分观测结果。由图可见,有些致密源明显地被分解为双源,有些致密源却分解不开。

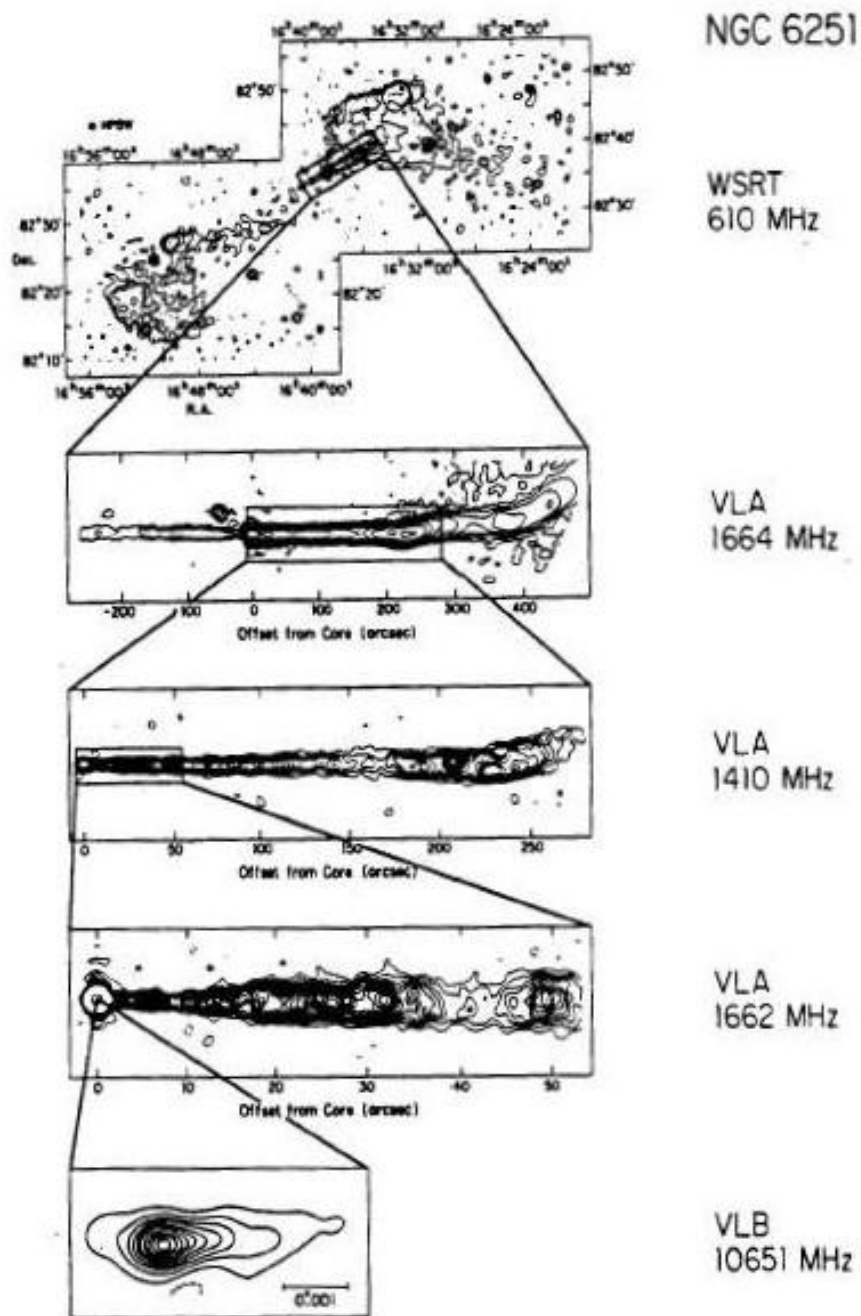


图 5.4 FR-I 射电星系 NGC 6251 在不同分辨率、不同频率的图像。

还有一些射电噪类星体(AGN)的射电图像的尺度介于两者之间。它们有中等尺度的射电瓣。按照尺度大小, Readhead et al.(1996)^[9]根据 CJ1(the first Caltech-Jodrell Bank survey)样本^[10]把典型的射电双源分为大尺度对称天体(Large-size Symmetric Object, 尺度 > 15 kpc), 即 FR-I 和 FR-II; 中等尺度对称天体(Medium-size Symmetric Object, 尺度在 1-15 kpc)和小尺度的致密对称天体(Compact Symmetric Object, 尺度 < 1 kpc)。这三类射电源可能存在演化联系。

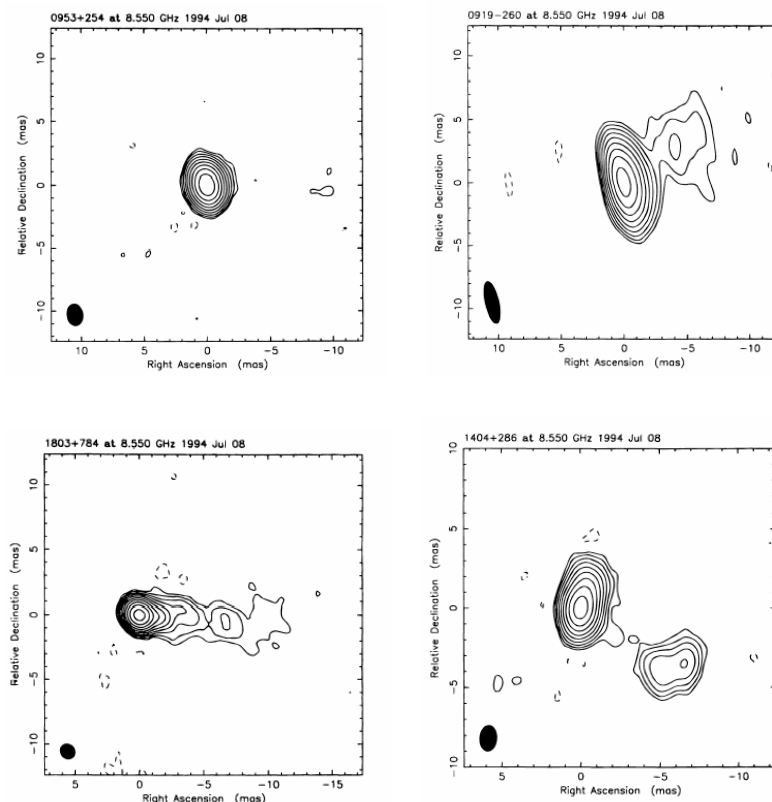


图 5.5 致密源。Fey et al.(1996)^[8]利用 VLBA 在 8.550 GHz 的部分观测结果。有些致密源明显地被分解为双源，有些致密源却分解不开。横坐标为相对赤经（毫角秒），纵坐标为相对赤纬（毫角秒）。

§ 5.1.3 射电谱

类星体(AGN)的射电谱与其射电形态有很密切的关系。瓣占优型类星体(AGN)和核占优型类星体(AGN)的谱有明显的不同。

1. 瓣占优型类星体(AGN)

瓣占优型类星体(AGN)的射电谱可以用幂律谱很好地描述： $F_{\nu} \propto \nu^{-\alpha}$ ，谱很陡，谱指数 α 一般在 0.5-1。因此，它们常称为陡谱射电源。

2. 核占优型类星体(AGN)

核占优型类星体(AGN)的射电谱比较复杂，主要有以下几类：

平谱。大部分核占优型类星体(AGN)的射电谱为幂律谱，但谱很平，谱指数 α 接近于零($\alpha < 0.5$)^[11]。这类天体常称为致密平谱源(Compact Flat Spectrum Source, 或 CFS)。有些致密平谱源的射电谱在高频时变弯，并平滑地过度到远红外波段。

陡谱。有些核占优型类星体(AGN)的射电谱虽是幂律谱，但谱很陡， $\alpha > 0.5$ 。它们常称为致密陡谱源(Compact Steep Spectrum Source, 或 CSS)^[12-21]。有些致密陡谱源的谱在 50 MHz 到几 GHz 之间变得稍平。

反转谱(凸谱)。有些核占优型类星体(AGN)的射电谱在高频是陡谱,但在某个频率(约 1 GHz,称为反转频率),流量下降,谱反转,整条光谱在反转频率附近形成一个峰。它们称为“京赫兹峰源”(Gigahertz Peaked Source,或 GPS)^[12-21]。GPS 源非常致密,估计它们的尺度在 10 pc- 1 kpc 之间。

GPS 源的反转频率在 100 MHz 至几 GHz,平均约 1 GHz,但观测发现有一些致密源的射电谱的峰值在更高的频率。Dallacasa et al.(2000)^[22,23]发现了一批这样的源,并把峰值在 5 GHz 以上的称为“高频峰源”(High Frequency Peaker,或 HFP)。

Dallacasa et al.(2000)^[22]对他们探测到的 55 个亮 HFP 源中的 13 个进行了光学证认,发现其中 8 个是类星体,3 个是射电星系。类星体所占比例高于 CSS 源和 GPS 源。

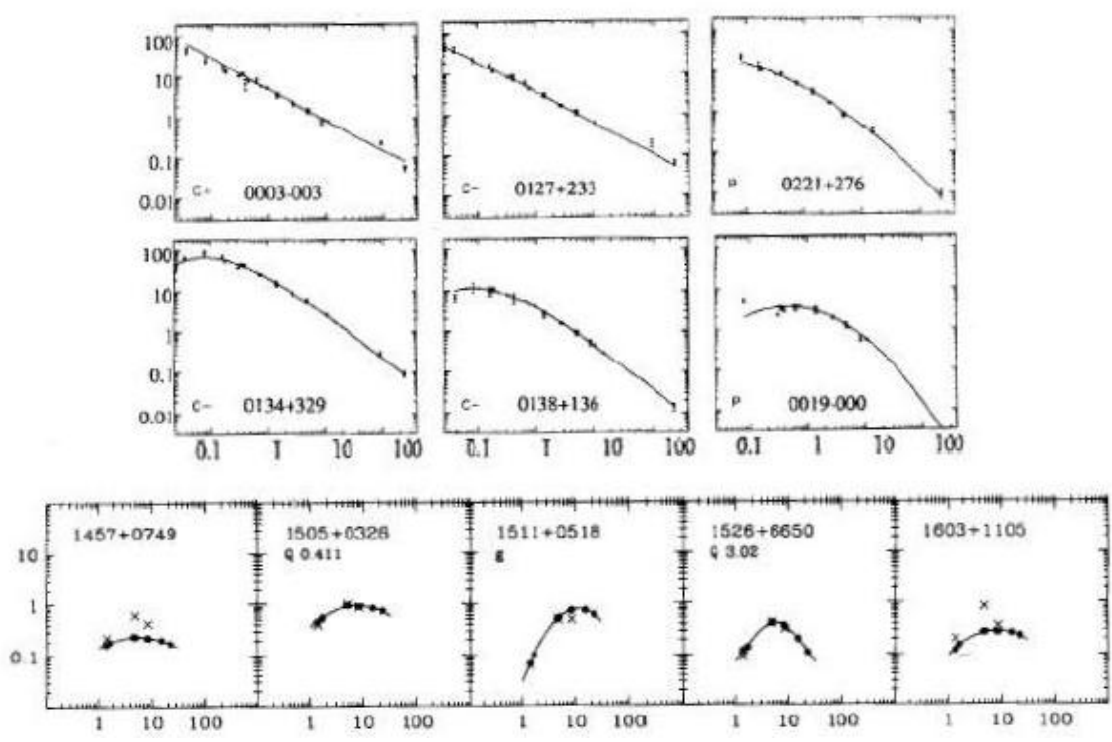


图 5.6 CSS(第一排),GPS(中间一排),HFP(最下一排)的射电谱。取自[14]和[22]。横坐标的单位为 GHz。

图 5.6 给出一些致密陡谱源(第一排)、GPS 源(中间一排)和 HFP(最下一排)的射电谱。从图 5.6 可以明显地看出三者射电谱的差别。

§ 5.1.4 偏振

观测表明,只要类星体(AGN)的射电结构能分解开,其瓣或者核的射电辐射都是线偏振的,偏振度在百分之几到百分之几十。图 5.7 是高红移($z=2.09$)射电星系 0156-252 的总强度(上)和偏振(下)图像。

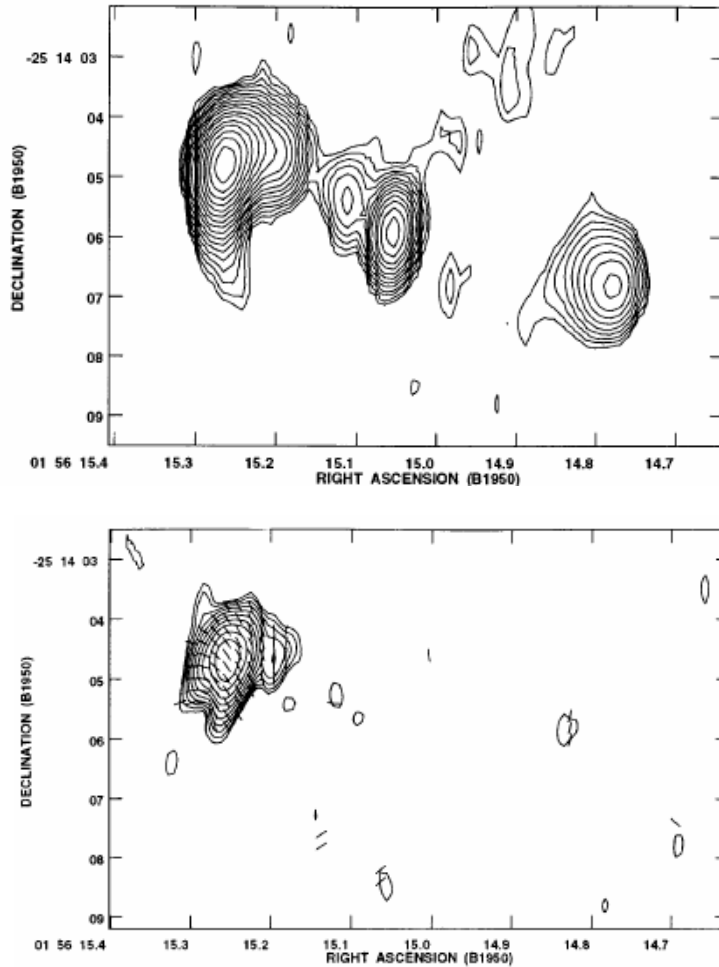


图 5.7 AGN 0156-252 在 4.7GHz 的像。(上)总强度；(下)线偏振强度。取自 Carrili et al.(1997)^[24]。

从图 5.7 可以看出，偏振度和偏振方向随射电图像的地点而有明显的变化。因此，用不同角分辨率的射电望远镜对同一个源进行偏振观测时可能会得到不同的结果。高分辨率的仪器可以分开各个区域的辐射，而低分辨率的仪器接收到的是来自不同区域的辐射的混合。尽管每个区域的辐射可能是高度偏振的，但他们的偏振方向可能不同。这样平均的结果，总辐射的偏振度就可能远低于每个区域单独测量时辐射的偏振度。因此，当我们应用偏振观测资料时应尽可能地利用高分辨率的观测资料。

偏振辐射穿过等离子体时偏振方向会改变，这就是所谓 Faraday 旋转。因此，观测的偏振方向不一定等同于源的内禀偏振方向。Faraday 旋转常用旋转量 RM(Rotation Measure)来度量：

$$RM = 8.1 \times 10^5 \int d\vec{l} \cdot \vec{B}(n_e - n_+) \quad \text{rad cm}^{-2}, \quad (5.1)$$

其中， n_e 和 n_+ 分别为电子和正电子的数密度，单位为 cm^{-3} ；磁场 B 的单位为高斯

(G); 长度单位为 pc。实际旋转的角度 $\Delta\phi$ 为:

$$\Delta\phi = \text{RM} \lambda^2, \quad (5.2)$$

λ 以 cm 为单位。(5.2)表明, Faraday 旋转与波长有关。利用不同波长的观测资料, 通过对函数

$$\phi(\lambda) = \phi_0 + \text{RM} \lambda^2 \quad (5.3)$$

的拟合, 就可求得内禀的偏振角 ϕ_0 和旋转量 RM。

§ 5.1.5 射电光变

只有致密源是射电变源, 延展的射电瓣从未观测到射电辐射变化。但致密源中很少观测到致密陡谱源的变化。变化最猛烈的是致密平谱源, 它们通常是 OVV 类星体、UPQ 或 BL Lac 等。实际上, blazar 在所有电磁波段都有变化。

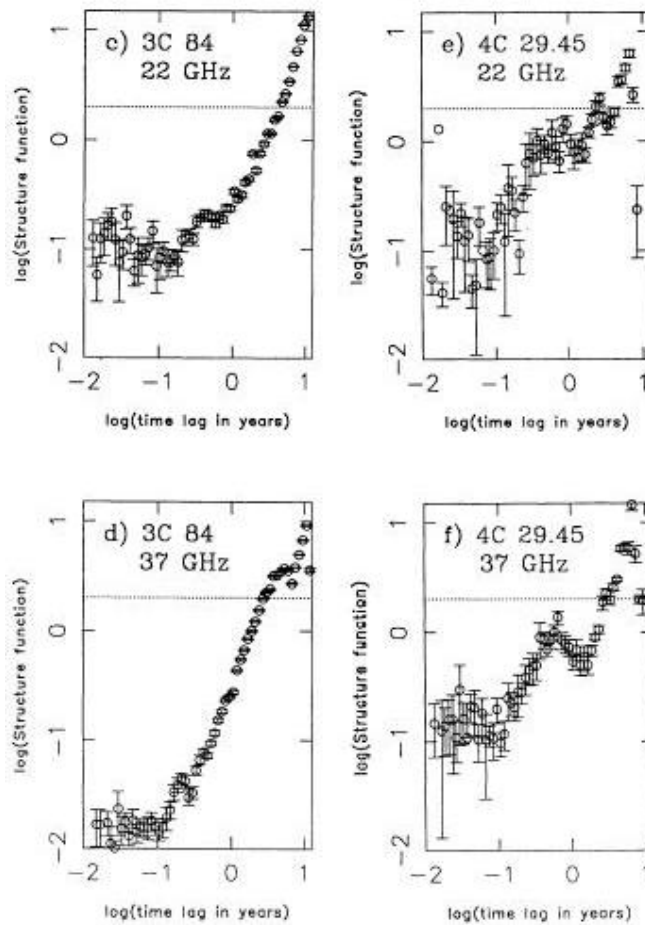


图 5.8 射电光变的结构函数, 取自 Lainela & Valtaoja(1993)^[28]。横坐标为时延(年)的对数, 纵坐标为结构函数的对数。

1. 时标

除少数致密平谱源的射电辐射可能有时标几年的周期性光变外^[25,26], 大多数源的射电光变没有探测到周期性。类似于光学光变, 通常也用结构函数(见 § 3.4)来分析射电光变资料^[27,28]。Lainela & Valtaoja(1993)^[28]对一组致密平谱源样本(包

括 13 个高偏振类星体、12 个低偏振类星体、14 个 BL Lac 天体、2 个星系和 1 个空场)进行了长达 12 年的监测, 观测波长为 22 和 37 GHz。他们发现, 这些致密平谱源在 22 和 37 GHz 的结构函数(图 5.8 给出几个例子)非常类似, 说明它们有相同的辐射机制。

结构函数的分析表明, 致密平谱源射电光变的时标一般为几年, 也有短到几个月的。这与 VLBI 对源的尺度的测量一致。然而, 有些观测探测到时标短至 1 天的射电光变。现在还不能完全确定, 这种短期光变究竟是内禀的还是由星际闪烁造成的。

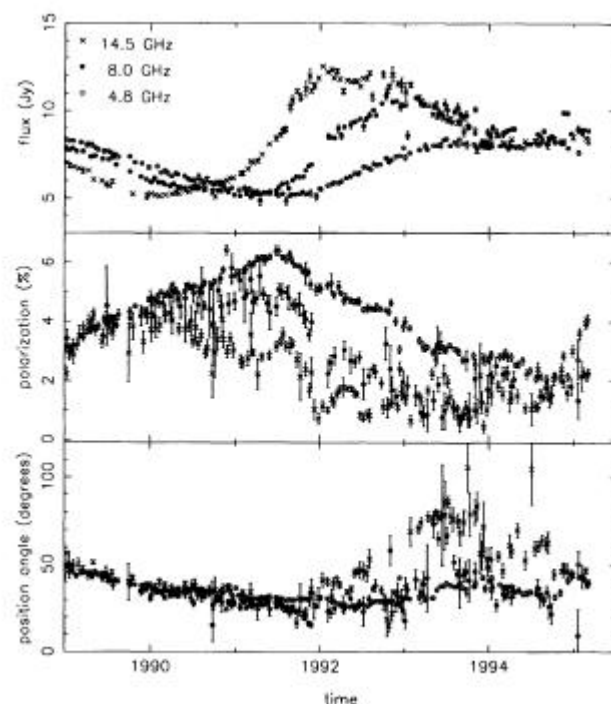


图 5.9 3C 345 的射电光变曲线。取自 Steven et al.(1996)^[29]。(上)总流量; (中)偏振度; (下)偏振位置角。

2. 两类射电爆

多波段射电观测发现, blazar 的射电光变有两种模式: 不同频率的光变曲线存在时间延迟或没有时间延迟。图 5.9 是 QSO 1641+399(即 3C 345)在几个波段的射电光变曲线^[29]。从图可以看出存在明显的时间延迟。但有些源不同频率的射电光变曲线却没有时间延迟。

有趣的是, 有些源的射电光变同时具有两种模式, 即有些射电爆发具有时间延迟, 另一些则没有时间延迟。典型的例子如 PKS 0420-014。Zhou et al.(2000)^[30]给出了这个天体长达 18 年的多频率射电光变曲线(见图 5.10)。这个射电源有过多次爆发。从图 5.10 可以看出, 1985 年和 1995 年的爆发有时间延迟, 而 1992 年的爆发却没有时间延迟。

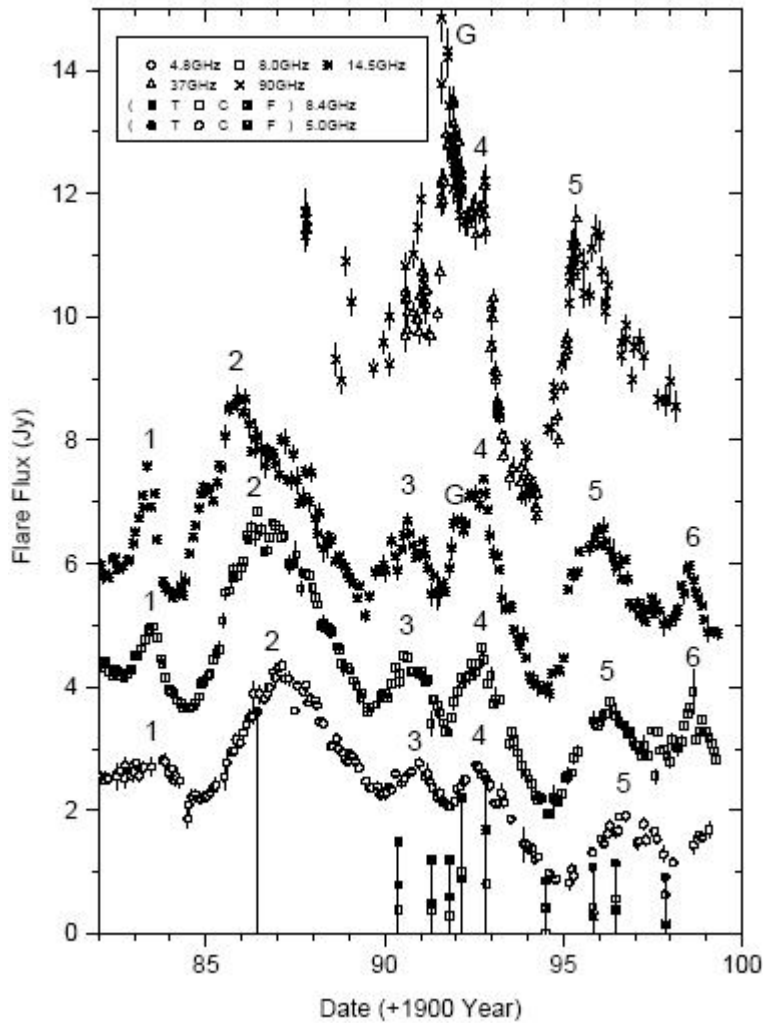


图 5.10 PKS 0420-014 的射电光变曲线。取自 Zhou et al.(2000)^[30]。横坐标为日期+1900 年。纵坐标为流量。为了看得清楚，已将各光变曲线沿纵轴平移。左上的符号说明中，T 代表源的总流量，C 代表核的流量，F 代表其中一个喷流的流量。

3. 偏振和射电谱

致密平谱源射电流量变化时其偏振和射电谱也变化^[29,31]。图 5.9(中)是 3C 345 偏振度的变化，图 5.9(下)是偏振位置角的变化。射电谱的变化反映在谱指数的变化。另外，如果射电谱在高频变弯，转折点的频率也变化。

4. 与高频辐射的关系

有些观测表明，射电辐射变化时高频辐射也有相应的变化。这说明这些波段的辐射可能有相同的起源。典型的例子如 3C 273。图 5.11 是 Robson et al.(1993)^[32]得到的 3C 273 在 1987-1991 年间红外、mm 波和 cm 波的光变曲线。可以明显的看出，各波段的光变曲线有很好的相关，但有时延。

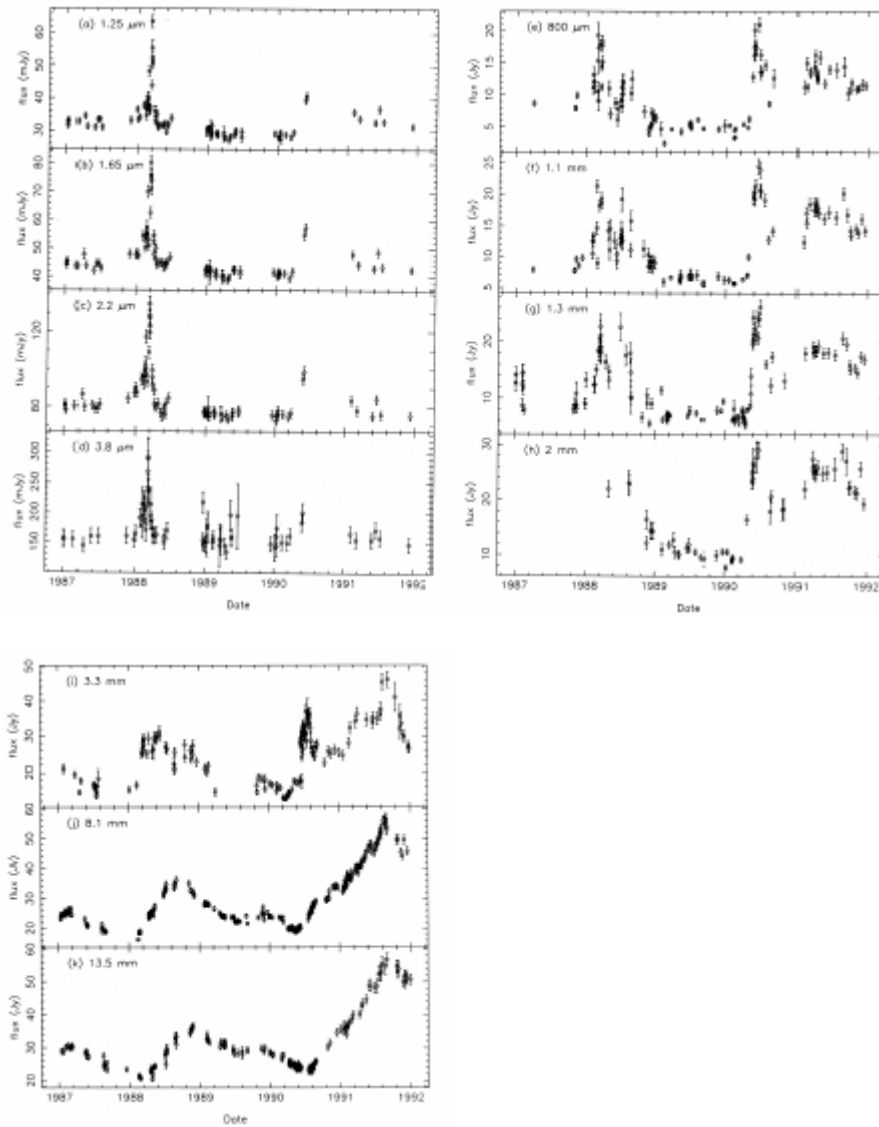


图 5.11 3C 273 的红外、mm 波和 cm 波的光变曲线。取自 Robson et al.(1993)^[32]。

§ 5.2 射电辐射机制

类星体(AGN)的射电辐射为幂率谱, 具有很高的偏振, 这就排除了射电辐射的热起源。毫无疑问, 类星体(AGN)的射电辐射是非热致的。首选的非热辐射是同步辐射。其它的非热辐射虽不能完全排除, 但肯定不起主要作用。本节简要介绍同步辐射理论和对类星体(AGN)的射电辐射的解释。有关同步辐射的详细推导可参考有关书籍, 如《天体物理中的辐射机制》(第二版), 尤俊汉著, 科学出版社(1998); “Radiative Processes in Astrophysics”, eds. Rubicki, G. & Lightman, A. P., New York: John Wiley and Sons, (1979);等。

§ 5.2.1 光学薄源的同步辐射

光学薄源的情形最简单, 其辐射就等于所有电子产生的同步辐射的叠加。

相对论性电子在磁场 B 中运动时产生同步辐射的功率 p 为

$$p = 2\gamma^2 \beta^2 \sigma_T c \frac{B^2}{8\pi} \sin^2 \theta, \quad (5.4)$$

其中, γ 为 Lorentz 因子, $\beta = v/c$, v 为速度, θ 为投射角(即电子运动方向与磁场 B 的夹角), σ_T 为 Thomson 散射截面。对于各向同性速度分布的电子, 平均的辐射功率 \bar{p} 为

$$\bar{p} = \frac{4}{3} \gamma^2 \beta^2 \sigma_T c \frac{B^2}{8\pi} \approx 2.6 \times 10^{-14} \gamma^2 \beta^2 \frac{B^2}{8\pi}. \quad (5.5)$$

比较(5.5)式同(4.19)式, 我们看到, 同步辐射功率和逆康普顿辐射功率具有完全相同的形式, 两者之比为 U_B (磁能密度)/ U_{ph} (辐射场能量密度)。

由(5.4)式可求出电子的寿命 t_{syn}

$$t_{syn} \approx \frac{5 \times 10^8}{\gamma \beta^2 B^2 \sin^2 \theta} \quad (s). \quad (5.6)$$

同步辐射大部分是在峰频 ν_m (见(5.11)式)附近发出的。改用 ν_m 后, 上式变为

$$t_{syn} \approx \frac{8.7 \times 10^{11}}{B^{3/2} \nu_m^{1/2} \sin^{3/2} \theta} \quad (s). \quad (5.7)$$

当然, 也可从(5.5)式出发计算寿命 t_{syn} 。

同步辐射的谱功率 p_ν 为

$$p_\nu = \frac{4}{3} \sin \theta \gamma^2 \frac{\sigma_T c}{\nu_c} \frac{B^2}{8\pi} F_S\left(\frac{\nu}{\nu_c}\right), \quad (5.8)$$

其中,

$$\nu_c = \frac{3}{2} \gamma^2 \sin \theta \frac{eB}{2\pi m_e c}, \quad (5.9)$$

而

$$F_S\left(\frac{\nu}{\nu_c}\right) = \frac{3^{5/2}}{8\pi} \frac{\nu}{\nu_c} \int_{\nu/\nu_c}^{\infty} dy K_{5/3}(y), \quad (5.10)$$

$K_{5/3}(y)$ 为 5/3 阶修正贝塞尔函数。

函数 $F_S\left(\frac{\nu}{\nu_c}\right)$ 在 $\nu = \nu_m \approx 0.3 \nu_c$ 时达极大,

$$\nu_m \approx 0.45 \gamma^2 \sin \theta \frac{eB}{2\pi m_e c}. \quad (5.11)$$

由极大往两侧, $F_S\left(\frac{\nu}{\nu_c}\right)$ 的渐近式为

$$F_s\left(\frac{\nu}{\nu_c}\right) \approx \begin{cases} \frac{9}{2\Gamma(1/3)} \left(\frac{\nu}{2\nu_c}\right)^{1/3}, \nu \ll \nu_c \\ \sqrt{\frac{243}{128\pi}} \left(\frac{\nu}{\nu_c}\right)^{1/2} \exp(-\nu/\nu_c), \nu \gg \nu_c \end{cases} . \quad (5.12)$$

如果电子的分布为

$$n_e(\gamma) = K\gamma^{-n}, \quad (\gamma_{\min} < \gamma < \gamma_{\max}) \quad (5.13)$$

显然,

$$K = n_e \frac{1-n}{\gamma_{\max}^{1-n} - \gamma_{\min}^{1-n}}, \quad (5.14)$$

n_e 为相对论电子的数密度。再假定电子的投射角为个向同性分布, 于是可求出发射系数:

$$j_\nu = E(n) \frac{Ke^3 B}{m_e c^2} \left(\frac{2\pi m_e c \nu}{eB}\right)^{(1-n)/2}, \quad (5.15)$$

其中,

$$E(n) = \frac{3^{n/2} \pi^{1/2}}{2(n+1)} \frac{\Gamma\left(\frac{3n+19}{12}\right) \Gamma\left(\frac{3n-1}{12}\right) \Gamma\left(\frac{n+5}{4}\right)}{\Gamma\left(\frac{n+7}{4}\right)}, \quad (5.16)$$

是一量级为 1 的量。

我们看到, 光学薄源的同步辐射谱为幂律谱, 谱指数为 $(n-1)/2$ 。

同步辐射是偏振的。按一定的投射角运动的相对论性电子产生的是椭圆偏振波。但是, 对电子集来说, 电子有不同的投射角, 平均的效果是产生线偏振波。偏振方向是: 波的电场方向垂直于磁场。假定电子集电子的能量相同, 投射角随机取向, 偏振度可表为

$$P(\nu/\nu_c) = \frac{G_s(\nu/\nu_c)}{F_s(\nu/\nu_c)}, \quad (5.17)$$

其中, $F_s(\nu/\nu_c)$ 由(5.10)决定, $G_s(\nu/\nu_c)$ 为

$$G_s\left(\frac{\nu}{\nu_c}\right) = \frac{3^{5/2}}{8\pi} \frac{\nu}{\nu_c} K_{2/3}\left(\frac{\nu}{\nu_c}\right). \quad (5.18)$$

$K_{2/3}$ 为 2/3 阶修正贝塞尔函数。由其渐近行为可得 $G_s(\nu/\nu_c)$ 的渐近式:

$$G_s\left(\frac{\nu}{\nu_c}\right) \approx \begin{cases} \frac{9}{4\Gamma(1/3)} \left(\frac{\nu}{\nu_c}\right)^{1/3}, \nu \ll \nu_c \\ \sqrt{\frac{243}{128\pi}} \left(\frac{\nu}{\nu_c}\right)^{1/2} \exp(-\nu/\nu_c), \nu \gg \nu_c \end{cases} . \quad (5.19)$$

由(5.17)、(5.12)和(5.19), 我们看到, $\nu \ll \nu_c$ 时, $P \approx 1/2$; $\nu \gg \nu_c$ 时, $P \approx 1$ 。

可见，同步辐射的偏振度很大。当然，实际观测到的类星体(AGN)射电辐射的偏振度一般只有 10%左右，其主要原因是 § 5.1.4 中提到的孔径平均效应。磁场的非均匀性和 Faraday 旋转也会降低偏振度。

对于实际的电子能谱分布，也可求得电子集产生的同步辐射的偏振度。此时，不能从(5.17)出发，而必须利用更原始的公式分别求出两个偏振方向的发射系数。对于能谱为(5.13)的电子集，偏振度为

$$P = \frac{n+1}{n+7/3}, \quad (5.20)$$

$\nu_c(\gamma_{\min}) < \nu < \nu_c(\gamma_{\max})$ 时适用。一般来说， $2 < n < 3$ ，由上式算得的偏振度仍然很大。

§ 5.2.2 光学厚源的同步辐射

对于光学厚源，最重要的就是要知道吸收系数。同步辐射的自吸收可以通过爱因斯坦跃迁系数间的关系而求得：

$$\frac{g_l}{g_u} \sigma_{lu} c D_\nu = A_{ul} \quad (5.21)$$

其中， l 和 u 分别表低能态和高能态， g_l 和 g_u 分别为两态的统计权重， σ_{lu} 为吸收光子从低态跃迁到高能态的截面， D_ν 为光子数密度， A_{ul} 为爱因斯坦自发跃迁系数。按照天文上的传统做法，受激发射归入吸收。因此，净吸收截面 σ_{lu}^* 为

$$\sigma_{lu}^* = \sigma_{lu} \left(1 - \frac{n_u/g_u}{n_l/g_l}\right). \quad (5.22)$$

这样，自吸收系数 k_ν 可表为

$$k_\nu = \frac{c^2}{8\pi h \nu^3} \frac{1}{m_e c^2} \int d\gamma P_\nu(\gamma) \gamma^2 h \nu \frac{d}{d\gamma} (\gamma^{-2} n_e(\gamma)). \quad (5.23)$$

如果电子的能谱为(5.13)，利用(5.8)式，完成(5.23)中的积分，于是得到

$$k_\nu = A(n) K \frac{e}{B} \left(\frac{2\pi\nu}{eB/m_e c}\right)^{-(n+4)/2}, \quad (5.24)$$

其中，

$$A(n) = \frac{\pi^{3/2}}{12} 3^{(n+3)/2} \frac{\Gamma(\frac{3n+2}{12})\Gamma(\frac{3n+22}{12})\Gamma(\frac{n+6}{4})}{\Gamma(\frac{n+8}{4})}. \quad (5.25)$$

对于光学厚源，辐射强度 I_ν 就等于源函数。从(5.15)和(5.25)，我们得到

$$I_\nu = \frac{1}{4\pi} \frac{E(n)}{A(n)} \frac{e^2 B^2}{m_e c^2} \left(\frac{2\pi m_e c \nu}{eB}\right)^{5/2}. \quad (5.26)$$

也就是说，光学厚源同步辐射谱 $\propto \nu^{5/2}$ 。

从(5.24)知，自吸收系数 $k_\nu \propto \nu^{-(n+4)/2}$ 。因此，频率足够高时，射电源一定是

光学薄的；频率足够低时，源一定光学厚。这样，同步辐射源的谱在足够高的频率应 $\propto \nu^{-(n-1)/2}$ ，在足够低的频率应 $\propto \nu^{5/2}$ ，在某个中间频率 ν_i (反转频率)附近形成一个峰。 ν_i 处对应的光深为1，可表为

$$\nu_i = \frac{eB}{2\pi m_e c} \left[\frac{(n-1)A(n)e\tau_T^i}{B\sigma_T} \right]^{2/(n+4)}, \quad (5.27)$$

其中, τ_T^i 为源的电子散射光深。

由于 ν_i 处光深为1，因此，源的表面亮度近似地等于源函数，这样就可求得 ν_i 处源的亮温度 T_{bt}

$$T_{bt} = \frac{\pi}{2} \frac{E(n)}{A(n)} \frac{m_e c}{k_B} \left[\frac{(n-1)A(n)e\tau_T^i}{B\sigma_T} \right]^{2/(n+4)}, \quad (5.28)$$

k_B 为玻尔兹曼常数。

取 $n=2.5$ ，从(5.27)和(5.28)得到，

$$\nu_i = 2.4 \times 10^{11} B^{0.692} (\tau_T^i)^{0.308}, \quad (5.29)$$

$$T_{bt} = 3.8 \times 10^{11} \left(\frac{\tau_T^i}{B} \right)^{0.154} \text{ K}. \quad (5.30)$$

因此，光谱峰值频率处的亮温度正比于 τ_T^i/B 的很小的幂次。只要 τ_T^i/B 变化不太大，各射电源在光谱峰值频率处的亮温度相差不大。

§ 5.2.3 几点讨论

1. 射电平谱

初看起来，用电子能谱指数 $n < 2$ 的同步辐射很容易得到 $\alpha < 0.5$ 的平谱。实际情况要复杂得多。首先，要得到 $n < 2$ 的电子集很困难。通常的加速机制虽可把电子加速到相对论性，但电子的能谱很陡，一般， $2 < n < 3$ 。其次，由(5.4)式知，电子的能量损失率正比于 γ^2 ，也就是说，能量越高的电子能量损失率越大。因此，电子的能谱将越来越陡(n 变大)。

怎样才能得到平谱呢？一种模型(如 Usher et al.(1983)^[33])认为，平谱源可以分解为多个光学厚的子源。观测到的平谱是这些光学厚子源的同步辐射的叠加。适当地设置每个子源参数，可以在很宽的频率范围内得到平谱。图 5.12 给出一个例子。四个光学厚源的同步辐射的叠加可以很好地拟合 BL Lac 天体 PKS 0735+178 的射电平谱。VLBI 观测将许多致密平谱源分解为若干子源是对这种模型的强有力的支持。

另一种可能性是非均匀源模型^[34,35]。如果密度分布非均匀，或者磁场非均匀，都可能在一定的频率范围得到平谱。

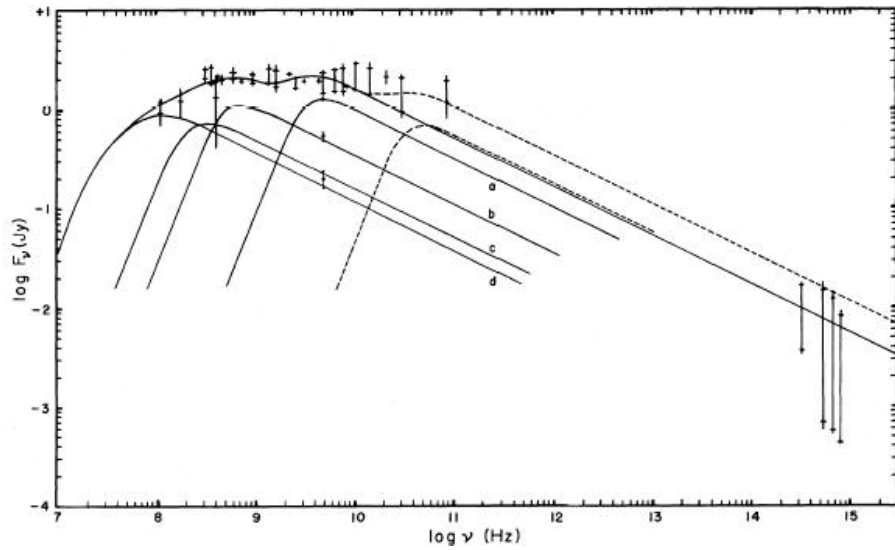


图 5.12 BL Lac 天体 PKS 0735+178 的射电平谱可用 a-d 四个光学厚源的同步辐射的叠加很好地拟合。取自 Usher et al.(1983)^[33]。

2. 反转谱

GPS 和 HFP 的谱是反转谱, CSS 的谱在低频时变平, 也可归入反转谱。这些源的高频段是陡谱, 可以用同步辐射很好地解释。问题在于如何解释频率 ν_t 以下谱的反转。

最自然的解释是同步辐射的自吸收。CSS, GPS 和 HFP 都非常致密, 它们应是光学厚源。事实上, 用光学厚同步辐射的确可以很好地拟合某些 CSS 和 GPS 的射电谱^[9,14]。但是, 自吸收的谱 $\propto \nu^{5/2}$, 而实际的反转谱的低频部分不一定是这种形式的谱。另外, 有些源的喷流比较延展, 在反转频率处不一定光学厚。

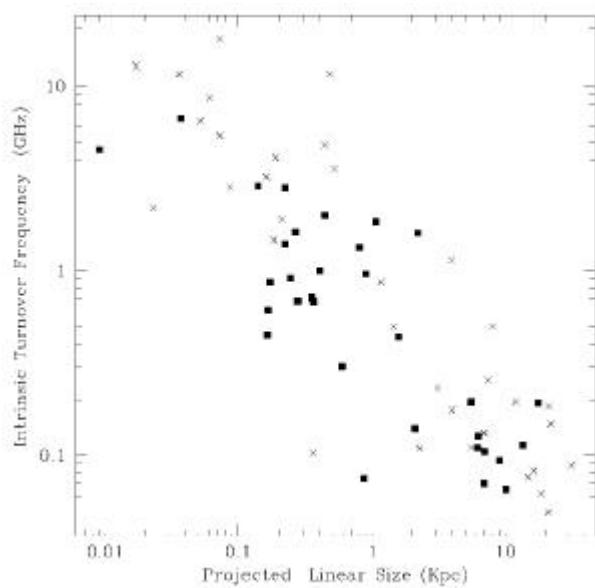


图 5.13 反转频率与线大小反相关。取自 O'Dea (1998)^[14]。

另一种解释是自由-自由吸收^[36,37]。当致密射电源进入星际介质后，强劲的激波将使射电源周围的物质电离，电离物质的 f-f 吸收造成了射电谱的反转。f-f 吸收系数为

$$k_\nu \approx \frac{10^{-2} N_e^2}{T_e^{2/3}} [17.7 + \ln \frac{T_e^{2/3}}{\nu}] \nu^{-2}, \quad (5.31)$$

其中， N_e 和 T_e 分别为电子气的数密度和温度。与同步辐射自吸收类似，f-f 吸收系数随频率的减小而迅速增加。在足够低的频率，f-f 吸收光深将大于 1。O'Dea & Baum(1997)^[38]发现，CSS 和 GPS 谱的反转频率与源的投影线大小反相关(图 5.13)。f-f 吸收模型的优点是能很好地解释这种反相关。然而，用 f-f 吸收并不能很好地拟合观测到的反转谱。

受激 Compton 散射也是可能的原因。Kuncic et al.(1998)^[38]指出，在一个同步辐射源里，当

$$\left(f \frac{k_B T_{br}}{m_e c^2} \right) \tau_T \geq 1 \quad (5.32)$$

时 (f 是一个反映辐射场按方向分布的量，对各向性辐射， $f=1$)，受激 Compton 散射很重要。受激 Compton 散射将光子散射到较低的能量，因此，其作用相当于一种吸收机制。受激 Compton 散射将改变原来的同步辐射谱。Sincell & Krolik(1994)^[40]详细考察了受激 Compton 散射的影响。图 5.14 是他们用精确的辐射转移理论计算的结果。从图 5.14 可见，受激 Compton 散射不仅改变了谱的反转部分，也改变了幂律谱的指数。

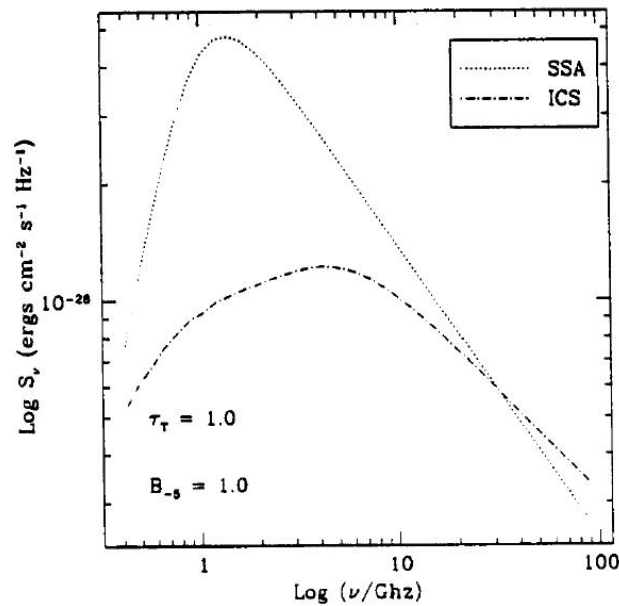


图 5.14 受激 Compton 散射的影响。点线为有自吸收的同步辐射谱，点虚线为考虑了受激 Compton 散射后的谱。取自 Sincell & Krolik(1994)^[40]。

还有其它一些原因。例如，You et al.(1984)^[41]的计算表明，非均匀的光学薄源也可以得到反转谱。

反转谱的情况比较复杂，看来必须考虑多种机制，尽管同步自吸收可能是最重要的因素。

3. 磁场

磁场是产生同步辐射的基本条件。利用同步辐射理论可以估计射电辐射区的磁场。对于光学厚源，如果反转谱确是同步自吸收造成的，我们可以利用反转频率来估计磁场。联合(5.27)和(5.28)可得

$$\begin{aligned} B &= \frac{2\pi m_e c}{\nu_t} \left[\frac{\pi m_e c^2}{2k_B T_{bt}} \frac{E(n)}{A(n)} \right]^2 \\ &= 5.8 \times 10^{-4} \nu_t T_{bt}^{-2} \quad (\text{G}), \end{aligned} \quad (5.33)$$

$$\begin{aligned} \tau'_T &= \frac{16\pi^2}{3(n-1)A(n)} \frac{e^2 \nu_t}{m_e c^3} \left[\frac{2k_B T_{bt}}{\pi m_e c^2} \frac{A(n)}{E(n)} \right]^{n+2} \\ &= 0.34 T_{bt}^{4.5} \nu_t. \end{aligned} \quad (5.34)$$

得到上两式的第二式时取 $n=2.5$ ，且 ν_t 的单位为 GHz， T_{bt} 的单位为 10^{12}K 。由观测定出 ν_t 和 T_{bt} ，便可求得 B 和 τ'_T 了。人们发现，磁场 $B \sim 10^{-3} - 10^{-4}\text{G}$ ，电子散射光深 $\tau'_T \sim 0.01-10$ 。

对于光学薄源，可以利用 Burbidge(1958)^[42]提出的能量极小原理来估计磁场。单位体积内粒子和磁场包含的总能量为

$$E = \frac{B^2}{8\pi} + \int d\gamma n_e(\gamma) m_e c^2. \quad (5.35)$$

总能量 E 达极小时的磁场 B_m 为

$$B_m = \left[\frac{36\pi j_\nu(\nu_l)}{\sigma_T} \left(\frac{em_e c \nu_l}{2\pi} \right)^{1/2} \right]^{2/7}. \quad (5.36)$$

其中， $j_\nu(\nu_l)$ 为频率 ν_l 处的发射系数， ν_l 为观测波段的低频端频率。磁场 B_m 称为“均分”场。

代入有关数据，(5.36)式可改写为

$$B_m \approx 2.4 \times 10^{-6} \left(\frac{L_{43}}{r_{100}^3} \right)^{2/7} \nu_l^{(1-2\alpha)/7} \quad (\text{G}), \quad (5.37)$$

其中， L_{43} 是以 10^{43}erg s^{-1} 为单位在 1GHz 处的单色光度； ν_l 以 GHz 为单位； r_{100} 是射电源的尺度，以 100 kpc 为单位； α 为谱指数。以射电星系的典型值代入，可得 $B_m \sim 10^{-6}\text{G}$ 。

当然，实际的磁场强度是否等于均分场，并不清楚。但均分场毕竟提供了对磁场的一种估计。光学薄的射电瓣很可能由光学厚的致密射电双源演化而来。而

射电瓣的尺度比致密射电源大 1~2 个量级。考虑到磁通量守恒，射电瓣的磁场应比致密射电源的小 2~4 个量级。因此，均分场的估计结果也是合理的。

§ 5.3 喷流和相对论运动

§ 5.3.1 喷流

至今有一个重要问题未涉及到，即射电辐射区是怎样形成的？相对论性电子的来源是什么？电子从哪里获得能量？早在 1970 年代，人们在讨论类星体 (AGN) 巨大的射电瓣的辐射时就遇到了难题。当时认为，射电瓣是从类星体 (AGN) 中心抛射出来的一团等离子体。射电瓣的射电辐射可以用同步辐射理论很好地解释。然而，射电瓣非常巨大，距中心非常遥远，可达几百 kpc，这说明射电瓣已经存在了很长时间。从 (5.7) 式可以估计相对论性电子的寿命。结果表明，相对论性电子的寿命远短于射电瓣的存在时间。为了维持射电瓣的射电辐射，必须不断地补充相对论性电子。

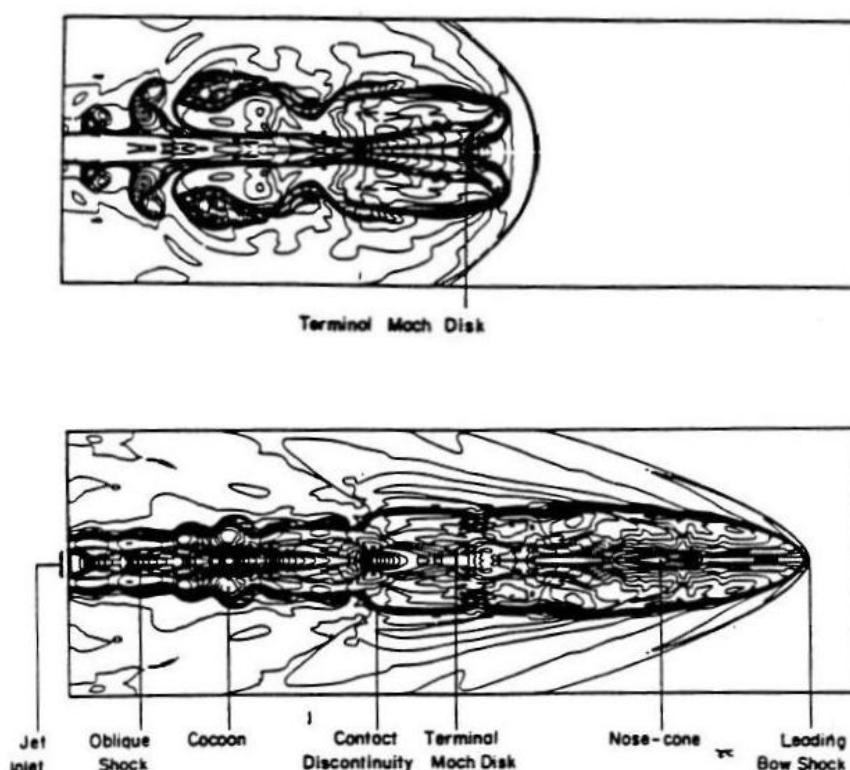


图 5.15 在星际气体中穿过的喷流，取自 Clarke et al. (1986)^[47]。(上)流体力学模拟；(下)磁流体力学模拟。

Blandford & Rees(1974)^[43]提出了一个模型，认为在星系中心和射电瓣之间存

在一个通道，等离子体可以源源不断地从中心输送到射电瓣。以后，VLBI 观测发现，的确在靠近中心的部分存在小尺度的直线状结构(见图 5.4)。这就是所谓喷流。喷流向外延伸到巨大的射电瓣。喷流的发现似乎证实了这样一副图像：核心的能量通过喷流连绵不断地输送到射电瓣。用 VLBI 观测核占优类星体(AGN)时发现，致密射电源也常被分解出喷流成分。现普遍认为，致密射电源要么包含喷流成分，要么本身就是喷流或者是喷流一部分。

然而，喷流是怎样形成的？相对论性电子是怎样产生的？能量又怎样补充到射电瓣？这些问题至今并未完全解决。按照 Blandford & Payne(1982)^[44]的先驱性研究，现普遍认为，等离子体从吸积盘中心围绕着黑洞的“漏斗”里沿垂直于盘面的方向流出来，形成双向喷流。由于喷流的速度很高，可以达到相对论性，同时，喷流有很强的准直性，形成喷流最有效的机制是磁流体力学(MHD)风。当然，在形成喷流的过程中，气体压、辐射压也可能起一定的作用，取决于模型的细节。Blandford & Payne(1982)^[44]指出，磁场的角向成分使磁场与吸积盘表面的交角小于 60° 时，离心力可驱动等离子体外流。在离盘面较远处，环向磁场成分使外流物质准直。

喷流一旦形成，它就会进入类星体(AGN)的寄主星系并与星际气体作用。喷流的顶层将推开星际气体，而星际气体的阻力又造成喷流顶层减速，使顶层的速度低于喷流本身的速度。这样，在喷流顶层将会形成两个相反方向的激波：外激波在星际气体里向前传播，使星际气体加热；内激波在喷流里向后传播，使喷流减速。激波是一种有效的加速机制，它可以把电子加速到相对论性并最终发出同步辐射。激波对于理解喷流的形态和传播以及能量的传输（粒子加速）起了关键的作用。

进入星际气体的喷流最初的速度很高，一般认为是相对论性的；以后，由于星际气体的阻力，喷流变成亚相对论性的。当然，也有可能喷流形成时就是亚相对论性的^[45,46]。喷流的几何形状和内部结构非常复杂。作为一个例子，图 5.15 给出 Clarke et al.(1986)^[47]得到的对进入星际气体的喷流图像的两维模拟结果。(上)是流体力学模拟；(下)是磁流体力学模拟。

5.3.2 超光速运动(Superluminal motion)

1. 基本观测事实

VLBI 的长期监测发现，致密射电源的各成分在天球上的位置不断变化。虽然基本图像是子源间的角距在变大，但每个子源运动的轨迹不一定是直线^[48,49]。从图 5.16 上类星体 3C 345 的各子源在天球切面上的运动轨迹可以清楚地看出这一点。如果知道了射电源的距离，我们就可以算出子源分离的线速度(投影在天球切面上)。令人惊奇的是，有些源分离的投影线速度大于光速。迄今为止，观测到的最大的分离速度超过 $10c$ 。

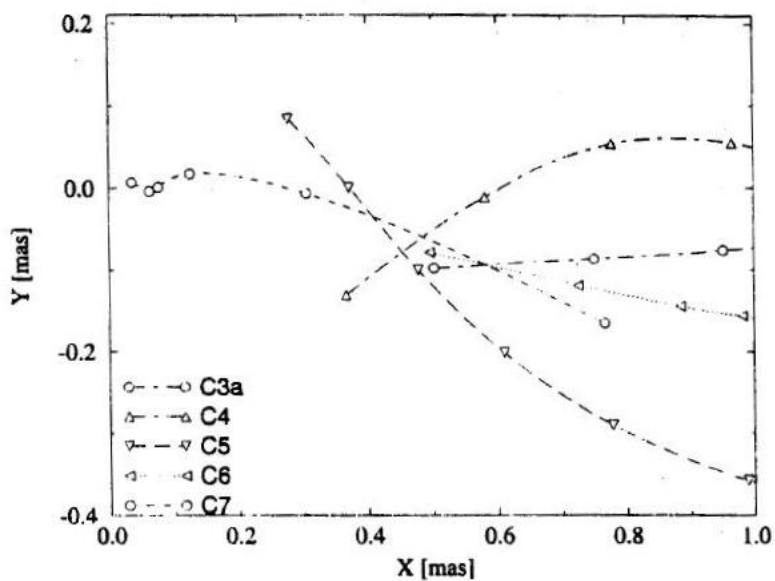


图 5.16 3C 345 各子源在天球切面上的轨迹。取自 Zensus (1997)^[48]。

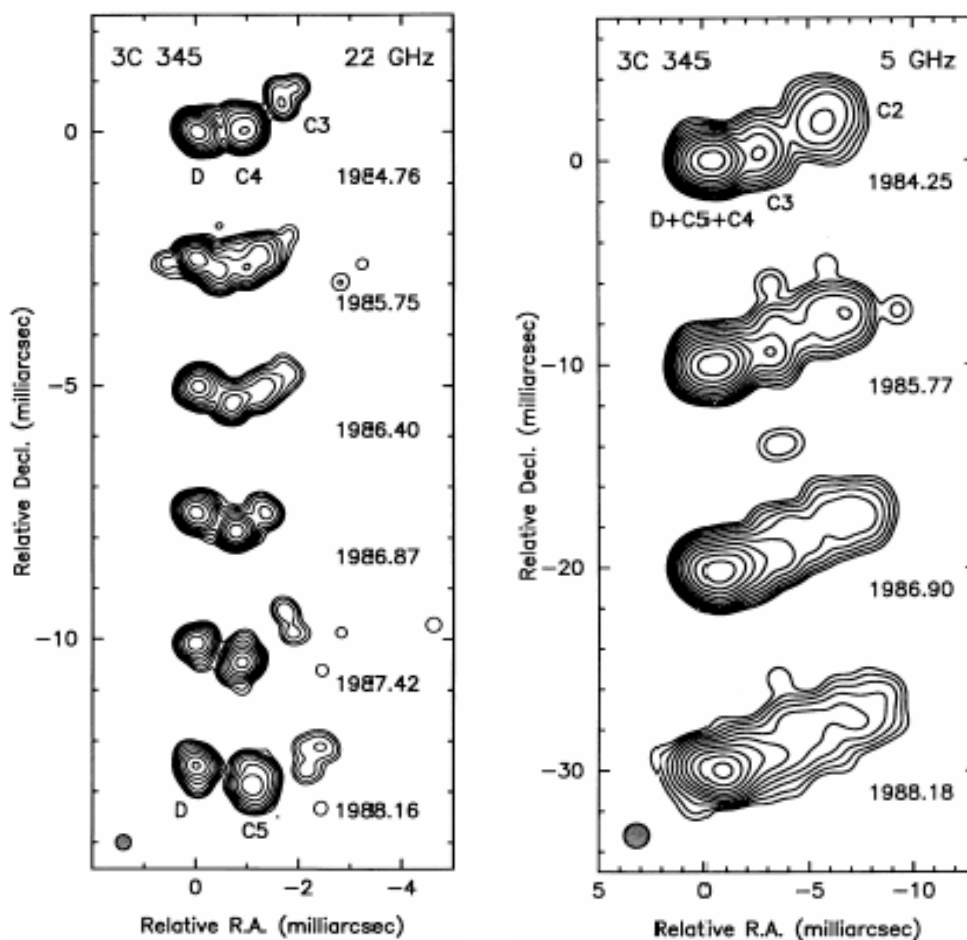


图 5.17 3C 345 的视超光速分离。纵坐标为相对赤纬(毫秒), 横坐标为相对赤经(毫秒)。(左)22 GHz 的观测结果; (右)5 GHz 的观测结果。取自 Zensus (1995)^[54]。

早在 1966 年, Rees(1966)^[50]就预言存在超光速运动现象。1970 年代初期首先在类星体上发现了这种超光速运动^[51,52], 以后又在类星体、BL Lac 天体、射电星系等活动星系核发现了一批类似现象。典型的例子如类星体 3C 273^[53], 3C345(图 5.17)^[54]等。Vermeulen(1995)^[55]研究了 81 个平谱射电源的分离速度的分布, 发现类星体、BL Lac 天体、射电星系等的分布没有明显不同。虽然其它的统计研究并未完全证实这一点^[56-58], 但一般认为, 各类天体上发现的超光速运动本质上是相同的。

2. 视超光速运动(apparent superluminal motion)

如何解释超光速运动? 历史上曾提出过一些模型来解释超光速运动(如“圣诞树”模型); 也曾有人认为超光速运动是对类星体红移的非宇宙学起源的支持; 还有人认为超光速运动是真实的, 因此, 应该探索“新”物理学。但是, 现在已经清楚地认识到, 超光速运动实际上只是一种相对论效应。因此, 人们发现的是“视”超光速运动(apparent superluminal motion), 射电源的真实运动当然不可能超过光速。

下面是对视超光速运动的简单说明。

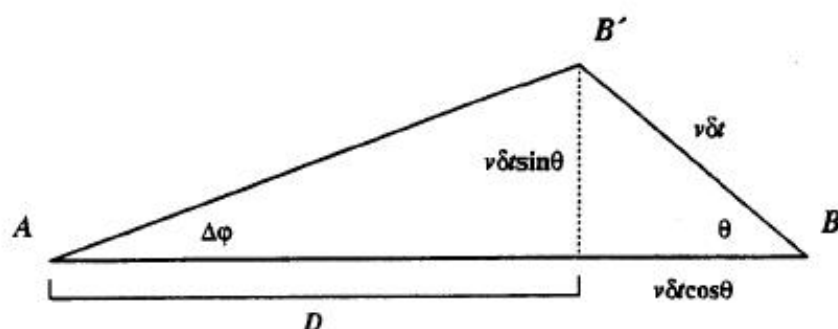


图 5.18 视超光速运动的说明。A 为观测者。最初, 两子源都在 B。V 为分离速度。 δt 时间后, 一个子源移动到了 B'。

图 5.18 中, A 表观测者。假定在时刻 t_1 两子源都在 B。 δt 时间后, 即在时刻 $t_2 = t_1 + \delta t$, 其中一个子源移动到了 B'。假定速度 V 均匀, 子源移动的距离即 BB' 的长度为 $V \delta t$ 。由于 $V \delta t$ 远小于观测者到射电源的距离, 因此, $\Delta\phi$ 很小, 可近似表为

$$\Delta\phi = \frac{V \delta t \sin \theta}{D}. \quad (5.38)$$

时刻 t_1 两子源在 B 点发出的光经过时间间隔 $(D + V \delta t \cos \theta)/c$ 后于时刻 t'_1 到达观测者, 即

$$t'_1 = t_1 + \frac{D + V\delta t \cos \theta}{c}, \quad (5.39)$$

同样, 时刻 t_2 子源在 B' 点发出的光经过时间间隔 D/c 后于时刻 t'_2 到达观测者, 即

$$t'_2 = t_2 + \frac{D}{c}. \quad (5.40)$$

这样, 观测者将在时间间隔 $\Delta t = t'_2 - t'_1$ 内观测到一个子源从 B 到达 B' ,

$$\Delta t = \delta t (1 - \beta \cos \theta), \quad (5.41)$$

其中, $\beta = V/c$. 因此, 观测者测到的“视”横向速度 β_T 为

$$\beta_T = \frac{D}{c} \frac{\Delta \phi}{\Delta t} = \frac{\beta \sin \theta}{1 - \beta \cos \theta}. \quad (5.42)$$

图 5.19 给出 β_T 和 θ 的关系。从图可见, θ 很小(但不为 0)且 $\gamma \gg 1$ 时, β_T 可大于 1。此时, 由 (5.42) 可得

$$\beta_T \approx \frac{2\theta}{\gamma^{-2} + \theta^2}. \quad (5.43)$$

也就是说, 源的运动接近光速时, 只要运动方向与视线的交角很小, 就可能观测到超光速的横向运动。

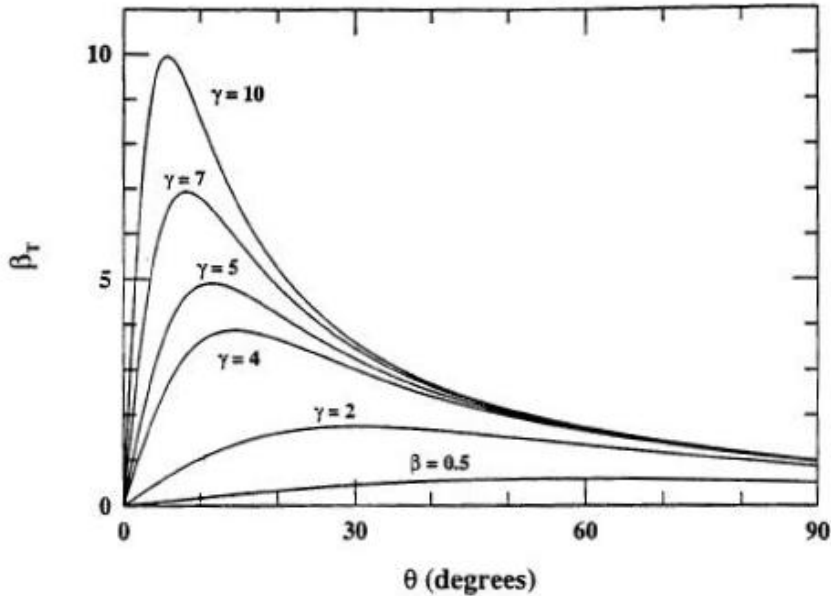


图 5.19 视横向速度与 θ 的关系。

图 5.19 中的曲线有一个极大。由(5.42)不难求出极大处的 β_T 和 θ :

$$\beta_T^{\max} = \beta \gamma,$$

$$\theta^{\max} = \cos^{-1} \beta.$$

我们看到, 对相对论运动, $\beta \approx 1$, 最大的视横向速度 $\beta_T^{\max} \approx \gamma$, 可以达到很高的数值。

上面的讨论不涉及射电源的物理性质。任何做相对论运动的辐射源，例如相对论激波的波前，都有可能观测到视超光速运动。

§ 5.3.3 多普勒增亮(Doppler boosting)

除了上面讨论的视超光速运动外，相对论运动还有多方面的影响。最明显的是所谓多普勒增亮(Doppler boosting)效应。

考虑一个相对论性喷流。假定喷流内流体的流动是稳定的，流速固定，流体元辐射的能量也固定。在流体参考系里，流体源的辐射各向同性，辐射谱为幂律谱，谱指数为 α 。

在实验室参考系里，观测者接受到的来自流体源的辐射流 S_ν 可表为

$$S_\nu = \frac{1}{D^2} \frac{dE_\nu}{d\Omega} = \frac{1}{D^2} \frac{dE'_{\nu'}}{d\Omega'} \frac{d\Omega'}{d\Omega} \frac{dE_\nu}{dE'_{\nu'}} \quad (5.44)$$

其中，带撇的量为流体参考系里的量，不带撇的量为实验室参考系里的量， D 为流体元到观测者的距离。先讨论两个参考系里立体角的变换。

取喷流里流体运动方向为 z 轴，极角为 θ ， $\mu = \cos\theta$ ，方位角为 ϕ ，于是，

$$\frac{d\Omega'}{d\Omega} = \frac{d\phi'}{d\phi} \frac{d\mu'}{d\mu} \quad (5.45)$$

方位角 ϕ 是不变量，因此， $d\phi' = d\phi$ ； μ 的变换为

$$\mu' = \frac{\mu - \beta}{1 - \mu\beta} \quad (5.46)$$

因此，

$$\frac{d\mu'}{d\mu} = \left[\frac{1}{\gamma(1 - \mu\beta)} \right]^2 \equiv \delta^2 \quad (5.47)$$

其中，

$$\delta = [\gamma(1 - \mu\beta)]^{-1} \quad (5.48)$$

称为多普勒增亮(Doppler boosting)因子，或多普勒因子。它也将观测频率 ν 和发射频率 ν' 联系起来：

$$\nu' = \delta^{-1} \nu = \gamma(1 - \mu\beta) \nu \quad (5.49)$$

当 $\gamma \gg 1$ ，且 $\theta \ll 1$ 时，

$$(1 - \mu\beta) \approx \frac{1}{2\gamma^2} + \frac{\theta^2}{2} \quad (5.50)$$

因此，

$$\delta \sim \begin{cases} \gamma, \theta < \gamma^{-1} \\ \gamma\theta^2, \gamma^{-1} < \theta \ll 1 \\ \gamma^{-1}, 1 \leq \theta \end{cases} \quad (5.51)$$

E_ν 是一个不变量。但观测是在某个固定的频率 ν ，发射是在频率 $\nu' = \delta^{-1}\nu$ ，如果是幂律谱，观测者接收到的流量就要增加 δ^α 倍。因此，总的效果是流量增加 $\delta^{2+\alpha}$ 倍。如果做相对论运动的不是喷流，而是分立的气体云，那么，接收到的流量要增加 $\delta^{3+\alpha}$ 倍^[59]。

总的来说，做相对论运动的辐射源的观测辐射流量 S_ν 与其固有的辐射流量 $S_\nu^{(o)}$ 之间的关系为

$$\frac{S_\nu}{S_\nu^{(o)}} = \delta^{k+\alpha}, \quad (5.52)$$

其中 k 为一参数，反映了辐射源的几何形状。对连续的喷流， $k=2$ ；对分立的气体云， $k=3$ 。

从 δ 的定义(5.48)式可知，如果喷流向着观测者， $1 > \mu > 0$ ，由于 $\beta \approx 1$ ，只要 θ 足够小，即 μ 很接近 1， δ 的值可大于 1，源的亮度增加。但如果喷流背向观测者， $\mu < 0$ ，因此，总有 $\delta < 1$ ，源的亮度减小。由此可以很好地解释为什么在双瓣射电源里有时只观测到单边喷流。

在活动星系核里，喷流总是双边的。但喷流的方向与视线的夹角可以各种各样。夹角很小时， $|\mu| \approx 1$ ，观测者接收到的朝向观测者的喷流的流量 $S_\nu^{(a)}$ 将远大于背向观测者的喷流的流量 $S_\nu^{(r)}$ ：

$$\frac{S_\nu^{(a)}}{S_\nu^{(r)}} = \left(\frac{1 + |\mu|\beta}{1 - |\mu|\beta} \right)^{2+\alpha}. \quad (5.53)$$

因此，喷流与视线夹角很小时，背向观测者的喷流实际上是观测不到的。

多普勒增亮因子使许多问题复杂化。例如，我们看到的 BL Lac 天体很可能是它的喷流。由于视角很小，多普勒增亮因子使它的亮度放大了很多。在讨论与亮度有关的问题时，必须考虑多普勒增亮。