§6 类星体发射线

除 BL Lac 天体外，强发射线是类星体和其它活动星系核最显著的观测特征。同连续光谱一样，发射线为我们了解类星体和活动星系核的本质提供了大量信息。同前面几章一样，本章主要讨论类星体的发射线，必要时也结合讨论其它活动星系核。另外，X 射线谱线已在 §4.1 中做了简单讨论，本章主要讨论紫外和光学波段的发射线。

§6.1 主要观测结果

§6.1.1 发射线的强度

1. 宽发射线

在 §1 中已经提到，类星体(AGN)的发射线可以明显地分为宽线和窄线两类。宽线的 FWHM>1000 km s^{-1}。 宽线都是允许线，既有高电离谱线，如 C IV, Si IV, N V 等，也有低电离谱线，如氢线，O I 等。表 10.1 给出观测到的主要宽线及其相对强度的平均值（Lyα 的强度取为 100）[1,2]。

表 6.1 宽发射线相对强度

谱线	成份	相对强度
O VI 1034	O VI 1031.93, 1037.62	9.3
Lyα 1216	Lyα , OV 1218, N V 1240	100
O I 1303	O I 1302.2, 1304.9, 1306.0	3.5
C II 1335	C II 1334.5,1335.7, 1335.7	2.5
Si IV 1400	Si IV 1393.8, 1402.8	19
C IV 1549	C IV 1548.2, 1550.8	63
He II 1640	He II 1640.3, 1640.5	8
C III 1909]	C III 1908.7	29
C II 2326]	CII 2324.2,2325.4, 2326.1, 2327.65, 2328.8	6.0
Mg II 2800	Mg II 2795.5, 2802.7	34
Hγ 4340	Hγ 4340.5	13
Hβ 4861	Hβ 4861.3	22

表 6.1 中，Lyα 1216 实际上是 Lyα 1215.67, OV 1218.34, N V 1240.15 的混合。许多双重线或多重线也因为谱线太宽而混在一起，表中已一一列出。还有一些宽线未列入表 10.1，例如，Hα，He I, He II 等。特别是，Fe II 多重线没有列入。Fe II 多重线很多，主要分布在 2200-2600 Å, 3000-3400 Å, 4500-4600 Å 和 5250-5350 Å 等四个波段。许多 Fe II 线，波长差别不大，又很宽，因此常混在一起，无法分解开，成为连续光谱的组成部分。正如 § 3.2.3 所述，3000 Å 附近的小蓝包可能就是 Fe II 多重线和 Balmer 连续辐射混合的结果。如果要从光谱中分出这些 Fe II 线，必须要有具体的模型。

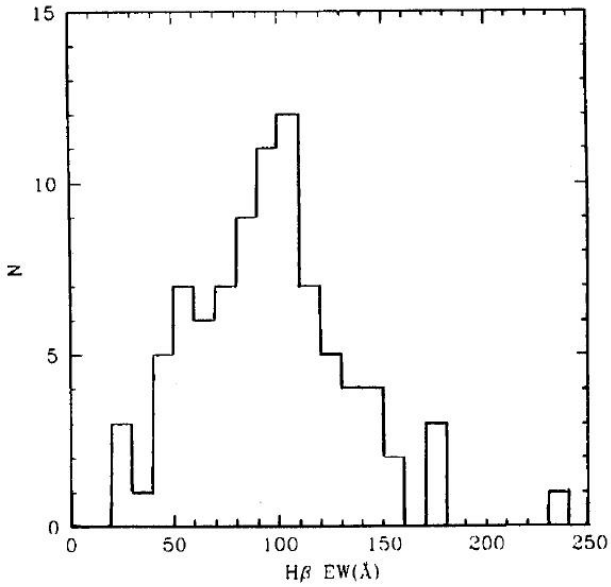

图 6.1 PG 类星体 Hβ 等值宽度的分布。取自 Boroson & Green(1992)[3]。

不同类星体(AGN)之间宽线强度比相差不大,一般不超过一倍。宽线等值宽度相差也不大。这一点可以从谱线等值宽度的分布看出。图 6.1 是 PG 类星体 Hβ 线等值宽度的分布[3]。由图可见，大部分类星体 Hβ 线等值宽度在 100Å 左右。

2．Baldwin 效应

观测表明，发射线相对强度与类星体光度可能存在相关。最明显的是 C IV 1549 发射线等值宽度 W(或光度 L)和发射线附近连续谱光度间的相关(图 6.2)。这种相关常取如下形式：

$$W(\text{C IV } 1549) \propto L_\nu^\beta . \tag{6.1}$$

或

$$L(\text{C IV } 1549) \propto L_\nu^\gamma . \tag{6.2}$$

显然，$\gamma = \beta + 1$. Baldwin(1977)[6]研究了一个主要由平谱射电噪类星体组成的高光度类星体样本，发现静止参考系里 C IV 1549 发射线等值宽度 W(C IV 1549)与 1450Å 附近连续谱光度反相关，并求得 β = -0.64。

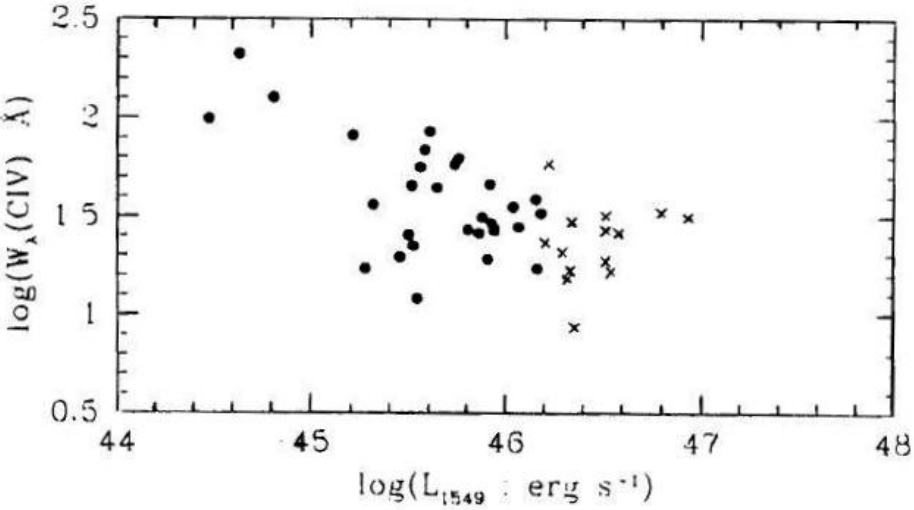

图 6.2 Baldwin 效应。图中，圆点为 PKS 平谱射电噪类星体，叉为 M_B< -24 的 PG 类星体。取自 Baldwin et al.(1989)[7]。

这种相关称为 Baldwin 效应。以后的许多研究，包括光学选 AGN 样本，证实了 Baldwin 效应[4-12]。但用不同的样本得到的结果有差异。有些小样本研究甚至得到否定的结果[13-15]。Kinney et al.(1990)[8]用了 5 个射电宁静类星体(AGN)样本和 2 个射电噪类星体(AGN)样本的资料进行统计研究，结果表明，可能存在两种 Baldwin 效应。(1) 整体 Baldwin 效应。即在光度相差 10^2 倍的大光度范围内 C IV 1549 发射线等值宽度与连续谱光度的反相关，其斜率较小，$\beta \approx -0.17$; (2) 内禀的 Baldwin 效应。即前面所谈的反相关，斜率较大，$\beta \approx -0.75$。

图 6.3 是从三个变光 Seyfert 星系的资料得到的 Baldwin 效应，可以明显地看出两种 Baldwin 效应。点线是 Kinney et al.(1990)[8]得到的大光度范围内的整体 Baldwin 效应，γ=0.83, 即 $\beta = -0.17$; 而单从 NGC 5548 的资料得到的内禀 Baldwin 效应[9], γ=0.28, $\beta = -0.72$。

如果 Baldwin 效应是准确的，通过测量 C IV1549 的等值宽度就可得到高红移类星体的光度，从而得到光度距离。这样，我们就可以直接测量宇宙学参数 Ω_M 和 Λ。然而，遗憾的是，目前对 Baldwin 效应的意义还不清楚。另外，Baldwin 效应的弥散较大，很难得到可靠的结果。

其它发射线是否也存在 Baldwin 效应？大量的研究工作讨论了 Lyα, C IIIλ 1909, Heλ1640, Heλ4686, Mg IIλ2800, Si IVλ1400, O VIλ1034, NVλ1240 及其它发射线与连续谱光度的相关[3,4,8,13,16-22]。大多数研究发现发射线强度与连续谱光度存在弱的反相关，尽管有些研究得到否定或矛盾的结果。有趣的是，许多研究[18,23-26]发现，Baldwin 效应的强度（除了明显没有 Baldwin 效应的 NVλ1240 外）随谱线的电离电势而增加，即谱线的电离电势越高，Baldwin 效应的斜率越陡。对 Fe II 的 Baldwin 效应的研究得到矛盾的结果。

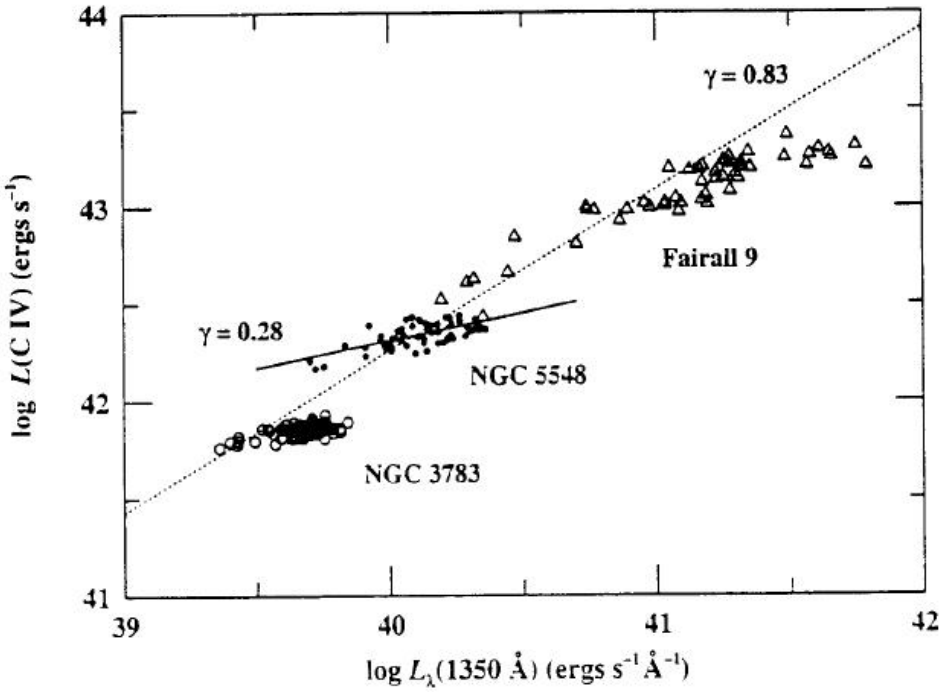

图 6.3 两种 Baldwin 效应。点线为整体 Baldwin 效应[8]，由 NGC 5548 的资料得到的是内禀 Baldwin 效应(实线)[9]。

射电噪类星体(AGN)和射电宁静类星(AGN)的 Baldwin 效应的斜率没有明显差别[8,10,18]，但相关系数明显不同[7]。因此，在研究 Baldwin 效应时应将射电噪天体和射电宁静天体区分开。

3．窄发射线

禁线都是窄发射线。但有些宽线有窄线成分。[O III] λ 4959,5007, [OII] λ 3727 是最强的禁线。表 10.2 列出主要的窄发射线[27,28]。其中的允许线，如 Lyα 、Hα 、C IV 1549 等，是指这些线的窄线成分的强度。

与宽发射线的 Baldwin 效应不同，无论射电噪类星体(AGN)还是射电宁静类星体(AGN)，窄发射线等值宽度都随连续谱光度的增加而减小。另外，静止参考系里紫外波段的窄线等值宽度随连续谱光度增加下降得比光学波段的窄线快。因此，在高光度类星体(AGN)光谱里实际上探测不到窄发射线[29]。正因为如此，讨论窄发射线等值宽度的分布不如宽发射线有价值。

在低光度类星体(AGN)光谱中，窄发射线很显著。但是，寄主星系对连续光谱和谱线的贡献相应也大。在确定窄发射线的相对强度时如何消除寄主星系的影响是非常困难的任务。另外，从宽发射线中准确地分离出窄线成分也非易事。因此，表 10.2 中给出的窄发射线相对强度的准确性不如表 10.1 中宽发射线相对强度的准确性高。

表 6.2 窄发射线相对强度

谱线	成份	相对强度	临界密度(cm^{-3})
Lyα 1216		55.	---
Hα 6562		3.2	---
Hβ 4861		1.0	---
C III 1909]		5.5	3.0×10^{10}
C IV 1549	CIV 1548.2, 1550.8	12.	---
[OII]3727	[OII]3726.0,3728.8	3.2	4.5×10^{3}
[OIII]4959		1.75	7.0×10^{5}
[OIII]5007		5.0	7.0×10^{5}
[OI]6300		0.50	1.8×10^{6}
[NII]6583		3.0	8.7×10^{4}
[NeIII]3869		1.4	9.7×10^{6}
[NeV]3426		1.2	1.6×10^{7}
MgII2800		1.8	---
[SII]6724	[SII]6716.5,6730.8	1.6	1.5×10^{3}, 3.9×10^{3}

§6.1.2 发射线轮廓

1．宽发射线 FWHM

FWHM 是谱线轮廓最直接的测量结果。研究表明，一个类星体(AGN)里不同宽发射线轮廓的差异小于不同类星体(AGN)里同一条发射线轮廓的差异。因此，研究宽发射线 FWHM 的分布是很有意义的。图 6.4 是低红移射电噪类星体(AGN)和射电宁静类星体(AGN)的 Hβ线(上)和 C IV 1549 线(下)在静止参考系的 FWHM 的分布[30]。有关数据来自[3，31-34]。Hβ线可以作为低电离谱线的代表；C IV 1549 线可以作为高电离谱线的代表。

从图 6.4 可以看出，射电噪类星体(AGN)的发射线明显宽于射电宁静类星体(AGN)。具体的统计结果为

$\mathrm{FWHM(H\beta)_{RL}} \approx 5900\pm3700$ km s^{-1},　$\mathrm{FWHM(C\ IV)_{RL}} \approx 7440\pm2000$ km s^{-1}

$\mathrm{FWHM(H\beta)_{RQ}} \approx 3600\pm1900$ km s^{-1},　$\mathrm{FWHM(C\ IV)_{RQ}} \approx 6200\pm2100$ km s^{-1}.

Kolmogorov-Smirnov 检验表明，上述差别是显著的。

从图 6.4 还可以看出，无论射电噪类星体(AGN)还是射电宁静类星体(AGN)，高电离谱线(C IV 1549)宽于低电离谱线(Hβ)。高、低电离线宽度的差别比射电噪和射电宁静间的差别更显著。

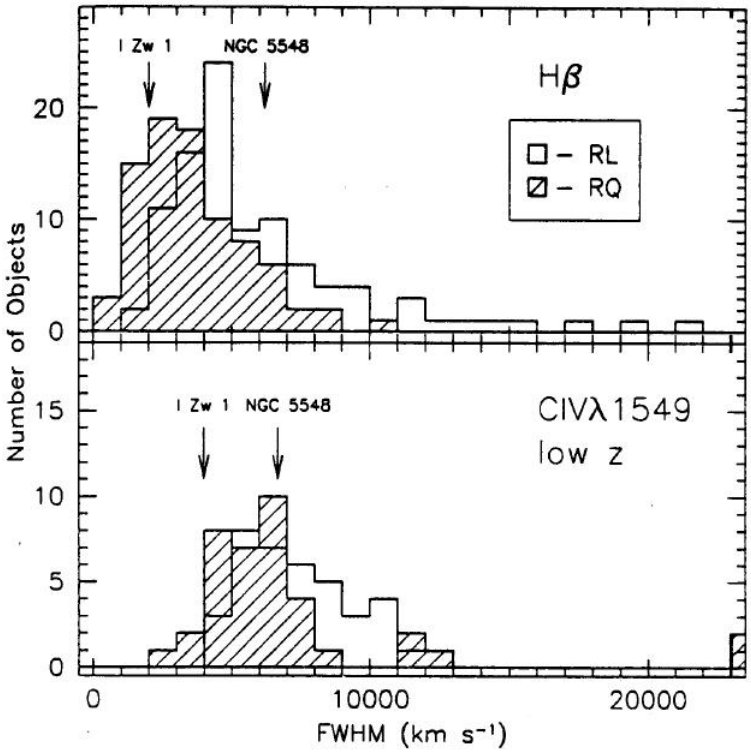

图 6.4 FWHM 的分布。(上)Hβ；(下)C IV 1549。打斜线的为射电宁静类星体(AGN)。取自 Sulentic et al. (2000)[30]。

上述结果与以前的统计不一致。主要原因是，这里的 FWHM 是扣除了窄线成分后的，而早期的研究通常未扣除窄线成分。

统计研究表明，FWHM 与光度没有明显相关，与红移也没有明显相关，尽管 C IV 1549 线存在 Baldwin 效应。

有些宽线轮廓显示，它们可能不止一个成分。最显著的是 Hβ和 C IV 1549 似乎有一个非常宽的成分。具体的测量[35,36]显示，Hβ的宽成分的 FWHM≈ 9500±7500，大约是正常宽线的三倍；而 C IV 1549 的宽成分的 FWHM 可达 12000 ～ 24000 km s^{-1}。

为了研究这种非常宽的成分，常用另一个量，即零强度全宽(full width at zero intensity, FWZI)。测量表明[37]，射电噪天体的 Hα线的零强度全宽 $FWZI_{RL}$(Hα) ≈ 19700 km s^{-1}，射电宁静天体的 $FWZI_{RQ}$≈ 17500 km s^{-1}, 两者很类似。

2. 宽线的速度漂移

所有的宽发射线的位置相对于静止参考系中的位置都有移动，称为速度飘移(velocity shift)。最稳定的速度飘移是 Mg II 2800 线的。图 6.5 给出低红移射电噪类星体(AGN)和射电宁静类星体(AGN)的 Hβ线(上)和 C IV 1549 线(下)的速度飘移分布[30]。

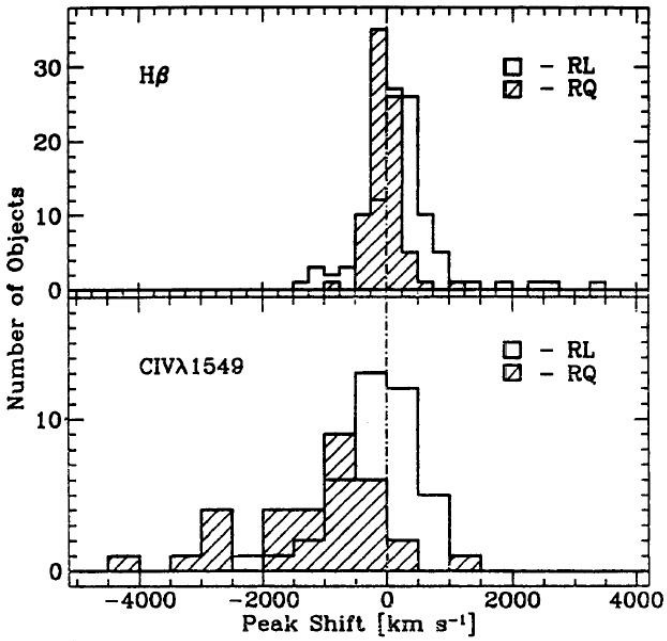

图 6.5 速度漂移的分布。(上)Hβ；(下)C IV 1549。打斜线的为射电宁静类星体(AGN)。取自 Sulentic et al. (2000)[30]。

从图 6.5 可以看到，速度漂移最显著的特点是射电宁静类星体(AGN)的 C IV 1549 线的系统的蓝移。C IV 1549 线相对于[OIII]4959, 5007 的蓝移从 0 到约 4000 km s^{-1}，平均$\Delta v_r \approx -790 \pm 890$ km s^{-1}. Hβ线没有系统的蓝移。对射电宁静类星体(AGN)，Hβ线的平均速度漂移接近于零。射电噪类星体(AGN)的谱线没有系统的漂移。但是，从图 6.5 明显可以看到，射电噪类星体(AGN)的谱线相对于射电宁静类星体(AGN)的有红移。

由于速度漂移，在确定类星体(AGN)的准确红移时当然应避免用宽发射线。

3．宽发射线轮廓

发射线轮廓粗略地说可以用对数轮廓描述：

$$F_\nu = \mathrm{A}\ln\left(\frac{|\nu-\nu_0|}{\Delta\nu}\right), \tag{6.3}$$

其中，ν_0为线心频率，$\Delta\nu/\nu_0$为宽度参数，A 为常数。观测表明，对同一个类星体(AGN)的不同谱线，参数$\Delta\nu/\nu_0$相同。但对不同的类星体(AGN)，参数$\Delta\nu/\nu_0$可能差别很大。

更好的资料显示，对数轮廓的描述太粗糙了。实际的轮廓都或多或少地偏离对数轮廓。最显著的是轮廓不对称。有的是红端不对称，有的则是蓝端不对称。当然，不对称性并不大， 一般只有 10%的水平。图 6.6(取自文献[3])给出一些 PG 类星体的 Hβ线轮廓，可以明显地看出红不对称或蓝不对称。

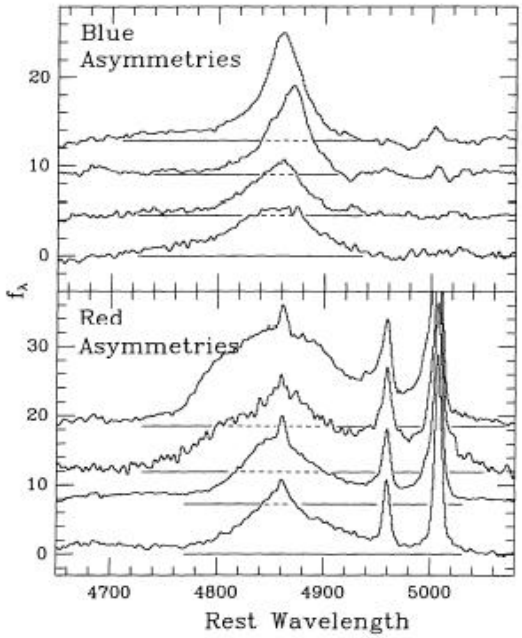

图 6.6 Hβ线轮廓的不对称。纵坐标为 f_λ，任意标度。横线表零强度。上面四条(从上到下)分别是 PG 1444+407，1415+451，1259+593，0043+039；下面四条分别是 PG 1613+658，2308+098，1202+281，0003+158。取自 Boroson & Green(1992)[3]。

射电噪类星体(AGN)的发射线较多出现红不对称；但射电宁静类星体(AGN)没有这种倾向。

Wills et al.(1993)[38]提出，可以用两个高斯轮廓的线性组合来描述宽发射线的轮廓。Brotherton et al.(1994)[39]分析了 85 个射电噪和射电宁静类星体的发射线轮廓，发现用两个高斯轮廓的线性组合来拟合谱线时两成分的宽度变化不大，但强度随谱线的不同或天体的不同而有较大变化。较窄成分的 FWHM≈2000 km s^{-1}；较宽成分的 FWHM≈7000 km s^{-1}，且有 1000 km s^{-1} 以上的蓝移。他们还发现，低电离线的较窄成分相对较强，而高电离线的较宽成分相对较强。结果是，正如前面提到的，高电离线比低电离线宽。

4．窄发射线

窄发射线的轮廓除了 FWHM 较小外，其它方面与宽发射线没有显著差别。图 6.7 是 Seyfer 2 星系 Mrk 1073 的[O III]λ5007 的轮廓。从图可以明显地看出，窄发射线的轮廓也有不对称。通常，窄发射线轮廓是蓝不对称，也就是谱线的短波(相对于峰值)部分的流量大于长波部分的流量。窄发射线轮廓的不对称主要出现在线翼，线心部分基本上是对称的。而这种现象对高电离谱线更显著。另外，窄发射线也有速度漂移。但窄发射线的速度漂移更倾向于向蓝端移动，而不是红端[40,41]。

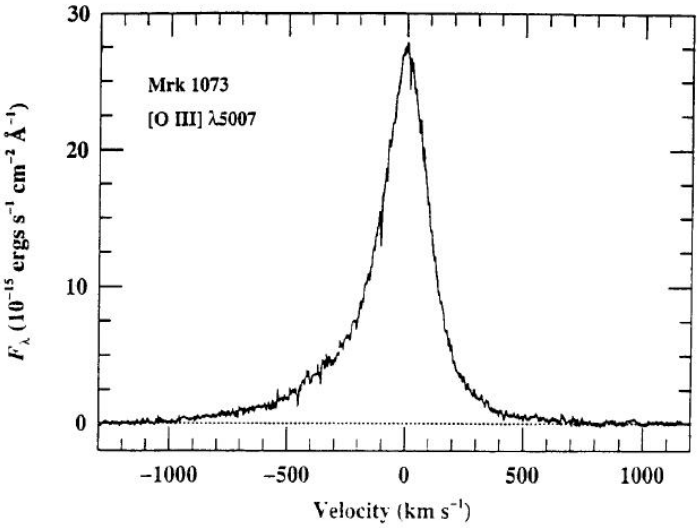

图 6.7 Seyfer 2 星系 Mrk 1073 的[O III] λ 5007 的轮廓。取自 Veilleux(1991)[42]

§6.1.3 发射线相关

1.各种相关

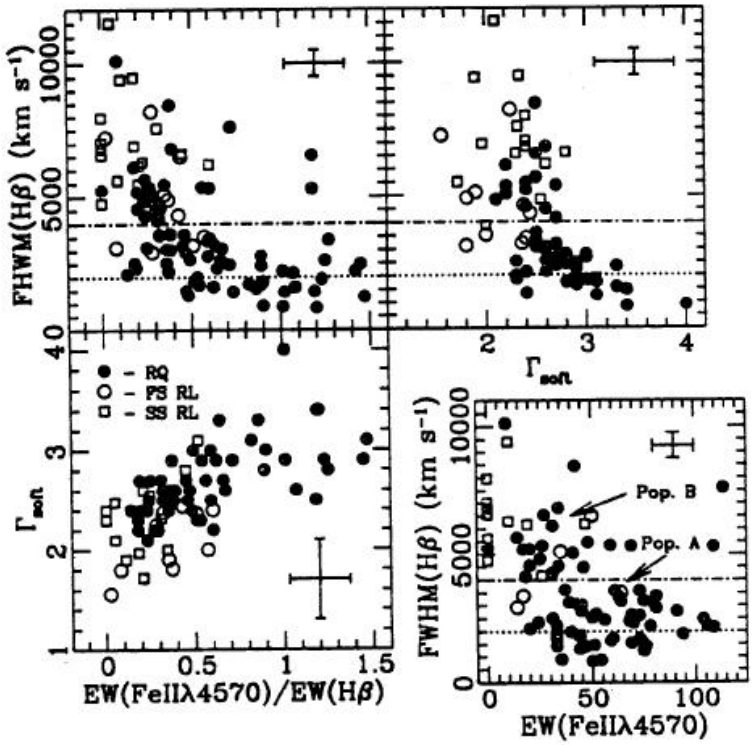

图 6.8 FWHM(Hβ)、R=W(Fe II 4570)/W(Hβ)和Γ_{soft}之间的相关。取自 Sulentic et al.(2000)[30]。实心圆为射电宁静(RQ), 空心圆为平谱射电噪(FS RL), 空心方块为陡谱射电噪(SS RL), 右下图表示Pop.A和Pop.B的区分。点虚线表Pop.A和Pop.B的界限，即FWHM(Hβ) = 4000 km s^{-1}，点线为窄线 Seyfert 1 的 FWHM 的上限，即 FWHM(Hβ) = 2000 km s^{-1}。

除 Baldwin 效应外，发射线的特征(强度、等值宽度、漂移等)与类星体(AGN)其它性质之间存在各种各样的关系。Boroson & Green(1992)[3]分析了 87 个 PG 类星体样本的资料，得到了许多相关。其中最显著的是他们定义的第一本征向量与 W(Fe II4570)/W(Hβ)和[O III] 4959,5007 光度的强烈的反相关。其他研究人员也发现了许多相关。一个受到广泛关注的是 Fe II 4570 线的相对强度 R=W(Fe II 4570)/W(Hβ)、Hβ线的半峰全宽 FWHM(Hβ)和软 X 射线光子数指数Γ_{soft}之间的相关[30,43-45]。图 6.8 给出了这个“三维”空间中的相关。统计时源被分成两组：Pop.A(FWHM(Hβ)$\leq$4000 km s^{-1})和 Pop.B(FWHM(Hβ)$\geq$4000 km s^{-1})。

更多的相关可在有关文献中(如[30])找到。虽然现已发现了许多相关，但是，正如 Baldwin 效应一样，验证这些相关，讨论这些相关的物理意义，仍有许多工作要做。

2.活动星系核分类

除 BL Lac 天体外，强发射线是类星体(AGN)最显著的观测特征。根据发射线的性质，可以对活动星系核进行更细致的分类。同时，也可以将活动星系核同一般的发射线星系区分开。利用发射线进行分类和辨别的优点是它可以提供定量的判据。在§1 中已提到区分和辨别 Seyfert 1, Seyfert 2, LINER 等的判据。实际上，判据还很多。作为图 1.15 的补充，图 6.9 给出另一个判据，区分 Seyfert 星系、LINER 和星暴星系、发射线星系等。

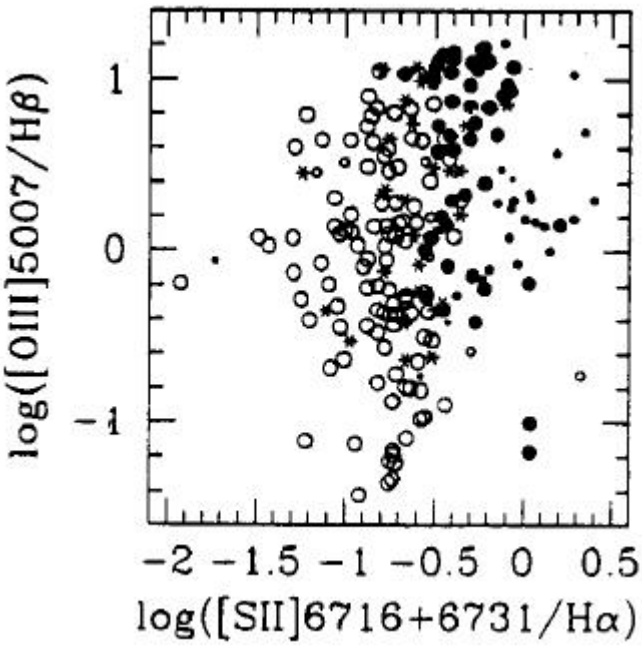

图 6.9 诊断图。黑点代表 Seyfert 星系和 LINER；小圆代表星暴星系和 HII 星系，它们的发射线光谱主要是 HII 区光谱；星号代表发射线星系。

§6.1.4 发射线变化

大量的观测表明[46-55]，宽发射线的强度常发生变化。发射线强度的变化与连续谱流量变化相关，但有时间延迟，也就是说，发射线的变化落后于连续谱的变化。图 6.10 是 Mrk 335(Seyfert 1 星系)的 Hβ、He IIλ4686 和连续谱的六年监测结果[54]，可以明显地看出，宽发射线强度的变化与连续谱变化相关。然而，时间滞后与发射线的电离级有关：电离级越高的谱线时间滞后越短[46-55]。这说明宽发射线区存在层化现象。

宽发射线的强度变化时轮廓也有变化[46-55]。轮廓的变化很复杂。有的谱线的线心部分变化，但 FWZI 几乎不变；有的谱线则 FWZI 也变化。有的谱线在连续谱变化时红端先响应，发生变化；但有的谱线则是蓝端先响应。发射线强度和轮廓的变化为研究宽发射线区的结构、尺度、运动等提供了重要线索。

需要说明的是，至今未观测到窄发射线的变化。

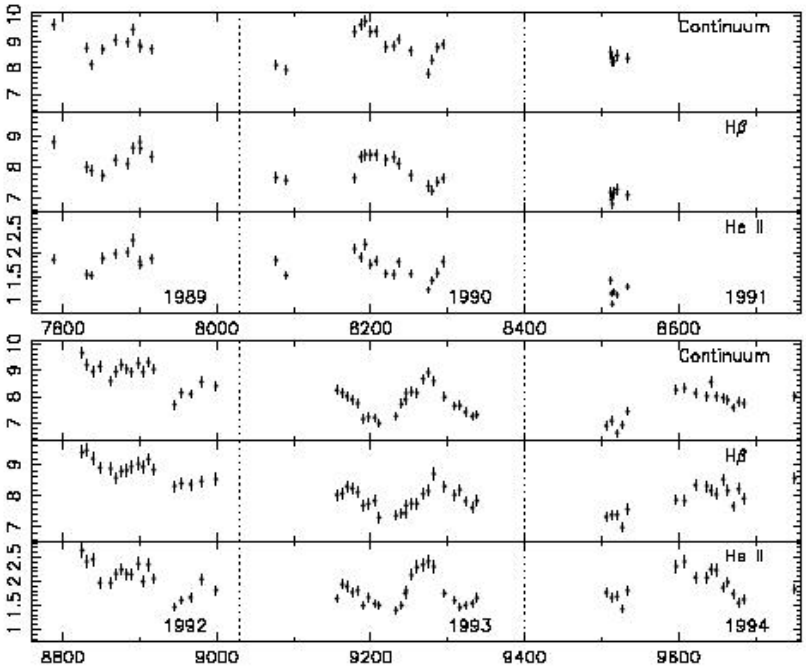

图 6.10 Seyfert 1 星系 Mrk 335 的 Hβ、He IIλ4686 和连续谱的变化。取自 Kassebaum et al.(1997)[54]。

§6.2 发射线物理：光致电离模型

§6.2.1 发射线产生机制

一般认为，类星体(AGN)的发射线是通过光致电离过程产生的。光致电离模型的基本图像如下。原子吸收了入射辐射的高频光子而电离。电离原子与自由电子结合而复合。在复合的过程中，电子从高能态往低能态跃迁产生谱线光子。整个过程等价于入射辐射的一个高频光子转化为两个或多个低频光子。因此，光致

电离产生发射线也称为复合萤光机制。我们看到，光致电离模型起作用的基本条件是：必须有能使原子电离的电离辐射源。在类星体(AGN)情形，电离辐射源就是其中心能源。

有一些证据支持光致电离模型。

1．类星体(AGN)的中心能源能提供大量的高频光子。

2. 宽发射线强度的变化与连续谱的变化同步，这说明发射线的产生与连续谱有关。时间延迟表明，发射线和连续谱产生于不同的区域。时间延迟的大小反映了光从连续源运行到发射线区的时间。

3. 发射线谱涉及到很宽的电离级。有些原子(离子)的电离电势很高，如果是碰撞电离，要求的温度比按谱线强度比定出的高得多。因此，应排除碰撞电离的可能性。而光致电离却是合理的。

4. 在某些 Seyfert 星系中，窄线区在天球上的投影呈锥形(见§6.4.2)。如果中心能源的辐射有明显的方向性，按照光致电离模型，这个现象就很容易解释。

5. 在某些射电星系中观测到窄线区延伸到射电喷流以外。这说明喷流驱动的激波不可能是主要的激发机制。

6. 当然，最重要的是，光致电离模型能够近似地再现观测到的发射线相对强度，而且只有很少的自由参数。

虽然光致电离模型是普遍接受的发射线产生机制，但它不是唯一的机制，其它模型也不能完全排除。例如，激波激发模型。激波可以把气体加热到很高的温度，也是一种非常有效的激发机制。然而，激波模型不能整体上解释发射线光谱。但在某些情形可能需要考虑激波，例如窄发射线。另外，低光度的 LINER，喷流中的“结”，似乎都需要引入激波。当然，即便是考虑激波，光致电离的作用仍是不可忽略的。

§6.2.2 电离平衡

发射线的强度取决于发射线区气体的物理状况，如温度、压力、密度等。由于发射线的出现意味着热动平衡的破坏，显然我们不能利用热动平衡下的有关公式。但是，只要发射线区气体的物态变化不快，能在一段时间内保持稳定，我们就可利用某些平衡条件。事实上，在一般情况下，都必须假定发射线区是恒稳的。

首先讨论电离平衡，即单位时间、单位体积内每一种原子(离子)的电离数等于复合数。

考虑一块孤立的云。中心源的辐射照射到这块云。中心源的单色辐射光度为 L_ν，云中心到中心源的距离为 r. 记 τ_ν 为云的入射表面到云内某点的光深。处于电离级 i 的离子 X^i 的数密度为 N_{X^i}。假定入射的电离辐射不强，所有的离子都

处于基态。于是，光致电离的速率 $R_{pi}(X^i)$，即该点单位时间、单位体积内离子 X^i 的光致电离数为：

$$R_{pi}(X^i)=N_{X^i}\int_{\nu_0}^{\infty}\frac{L_\nu e^{-\tau_\nu}\sigma_\nu(X^i)}{4\pi r^2 h\nu}d\nu\,, \tag{6.4}$$

其中，ν_0 为能引起 X^i 电离的光子最小频率，$\sigma_\nu(X^i)$ 为光致电离截面。辐射复合率 $R_{pr}(X^i)$ 为，

$$R_{pr}(X^i)=\alpha(X^{i+1})\,N_{X^{i+1}}\,N_e \tag{6.5}$$

其中，N_e 为电子数密度，$\alpha(X^{i+1})$ 为复合到所有能级的总复合系数，可近似表为，

$$\alpha(X^{i+1})\approx 2\times10^{-13}(\mathrm{Z-i+1})^2T_4^{-1/2}\quad \mathrm{cm^3\ s^{-1}}. \tag{6.6}$$

这里，Z 为核电荷数，$T_4=T/10^4$，T 为温度。如果没有其它的引起电离和复合的过程，电离平衡意味着

$$R_{pi}(X^i)=R_{pr}(X^i)\text{。} \tag{6.7}$$

由此就可求得 $N_{X^{i+1}}/N_{X^i}$。注意，

$$N_X=N_{X^1}+N_{X^2}+\cdots, \tag{6.8}$$

因此，可求得 X 的各电离级的电离度。

从电离平衡方程(6.7)可知，电离度取决于电离光子数与离子数之比。在作具体计算时常引入电离参量 U，定义为云的入射表面处电离光子数密度与粒子数密度之比。例如，对氢来说，电离参量 U 为

$$\mathrm{U}=\frac{\int_{\nu_0}^{\infty}L_\nu d\nu/h\nu}{4\pi r^2 cN_H}. \tag{6.9}$$

对不同原子(离子)、云内不同地点，电离参量有不同的值。但对氢定义的电离参量 U 即(6.9)式是非常有用的，它很好地代表了整体的电离情况。例如，对类星体宽线区里的云，

$$\frac{N_{H^+}}{N_{H^0}}\approx10^{5.3}\mathrm{U},\quad \frac{N_{He^{++}}}{N_{He^+}}\approx10^{3.2}\mathrm{U}\,. \tag{6.10}$$

电离平衡方程(6.7)中只考虑了光致电离和辐射复合。实际上，在类星体(AGN)情形，还有一些电离和复合过程必须考虑。

(1) 碰撞电离和碰撞复合(三体复合)。

对银河系气体星云来说，由于密度低，原子基本上处于基态，碰撞电离不重要。但对类星体(AGN)宽线区，密度高，有许多原子处于激态，碰撞电离必须考

虑。碰撞复合(三体复合)是碰撞电离的逆过程，由于同样的原因，对宽线区，碰撞复合必须考虑。

(2) 双电子复合(dielectronic recombination)。

辐射复合是电子与离子结合并放出一个光子。双电子复合不同，它并不立即放出光子，而是首先使原子(离子)达到比电离电势更高的能态：

$$e^- + Z^{+n} \rightarrow Z^{+(n-1)^*}. \tag{6.11}$$

原子(离子)的激发能分给两个束缚电子，使它们位于更高的能态，以后两个电子再通过辐射跃迁而去激发。

(3) 电荷交换。

电荷交换是指两个离子 X^{+i} 和 Y^{+j} 之间的反应：

$$X^{+i} + Y^{+j} \rightarrow X^{+i+1} + Y^{+j-1}. \tag{6.12}$$

这个反应的截面在一个是中性原子(i=0)、另一个是一次电离原子(j=1)时特别大。最重要的电荷交换反应是氢和氧之间的反应：

$$O + H^+ \rightleftarrows O^+ + H. \tag{6.13}$$

以及 H 和 N^+ 的反应。这两个电荷交换反应基本上决定了氧和氮的电离度。例如，

$$\frac{N_{O^0}}{N_{O^1}} = \frac{9}{8}\frac{N_{H^0}}{N_{H^1}}. \tag{6.14}$$

(4) 次级电子。

高能光子引起的电离会产生一个高能电子。高能电子的平均自由程很长，不会立即热化。在热化前，高能电子可能通过碰撞使更多的原子(离子)电离，产生次级电子。这个过程也是重要的，因为在类星体(AGN)光谱中有很多的高能光子。

(5) 欧歇效应(Auger effect)。

X 射线可能使多电子原子的 K 层电子电离。电离原子在调整过程中还会再释放一个电子。这就是所谓欧歇效应。这个过程的最终结果是使离子 $X^i \rightarrow X^{i+2}$。欧歇效应一般无须考虑。但在低能电离光子已经耗完的区域，欧歇效应就很重要了。

(6) 从激态的电离。

从激态的电离一般来说不重要，因为绝大多数原子(离子)处于基态。但在某些情形却必须考虑从激态的电离。例如 O^{++} 从亚稳态 $^1S_0$ 和 $^1D_2$ 的电离。O^{++} 基态的电离电势为 54.4eV, 比 He^+ 的电离电势略高一点。由于氦的丰度远大于氧，在 54.4eV 以上，气体的不透明度几乎完全由 He^+ 决定，O^{++} 基态的电离不起作用。O^{++} 亚稳态的电离电势比基态的小约 5eV，在这个能量附近，从 O^{++} 亚稳态的电离就成为最主要的不透明度来源。因此，从 O^{++} 亚稳态的电离是不能忽略的。C^{++} 的电离电势为 47.9eV，因此，O^{++} 亚稳态的电离还要影响到 C^{++} 的电离。类似的

情况还有从 N^0 和 Mg^+ 的激态的电离。

（7）受激过程。

辐射场很强时须考虑受激过程的影响。考虑了受激复合后，光致电离率即(6.4)式将变为

$$R_{pi}(X^i) = N_{X^i} \int \frac{L_\nu e^{-\tau_\nu} \sigma_\nu(X^i)}{4\pi r^2 h\nu} [1 - \frac{1}{b_i} \exp(-h\nu / kT_e)] d\nu , \qquad (6.15)$$

连续谱光深为

$$d\tau_\nu = \sigma(X^i) N_{X^i} [1 - \frac{1}{b_i} \exp(-h\nu / kT_e)], \qquad (6.16)$$

其中，b_i 为偏离热动平衡的改正因子。

受激过程对高能级更重要。在宽线区的最内层，必须做受激过程的改正。

§6.2.3 热平衡

电离平衡方程中出现了气体的温度。因此，必须补充一个方程。这就是热平衡方程，即加热率等于冷却率。

主要的加热过程有：

(1) 束缚-自由加热。

这也就是光致电离的过程。原子(离子)吸收了一个光子而电离，产生一个自由电子，导致气体加热。假定原子(离子)的电离电势对应的频率为 ν_0，电离辐射的频率为 ν，电离的电子获得的动能为 h(ν - ν_0)。因此，束缚-自由跃迁过程产生的加热率为

$$R_{bf}^h = \sum \int_{\nu_0}^{\infty} h(\nu - \nu_0) \frac{L_\nu e^{-\tau_\nu} \sigma_\nu(X^i)}{4\pi r^2 h\nu} d\nu . \qquad (6.17)$$

这里，求和是对所有的原子(离子)和所有的能级。

(2) 自由-自由加热。

这也就是自由-自由吸收：电子在质子(离子)场中运动时吸收了光子而增加动能。显然，这是一个加热过程。由离子 X^{+Z} 引起的单位体积的自由-自由跃迁的加热率为

$$R_{ff}^h(X^{+Z}) = \int_0^{\infty} \frac{L_\nu e^{-\tau_\nu(ff)} \sigma_\nu(ff)}{4\pi r^2} d\nu , \qquad (6.18)$$

其中，

$$\sigma_\nu(ff) = 3.69 \times 10^8 \, g_{ff}(\nu, T_e) \, \nu^{-3} \, T_e^{-1/2} \, N_e \, N_{X^{+Z}} \, Z^2 [1\text{-}\exp(\text{-}h\nu / kT_e)] , \qquad (6.19)$$

为离子 X^{+Z} 引起的自由-自由吸收截面。总的自由-自由加热率为

$$R_{ff}^h = \sum R_{ff}^h(X^{+Z}), \qquad (6.20)$$

对所有的离子求和。

自由-自由吸收是很重要的加热过程。从(6.19)可以清楚地看到，当有很强的低频辐射且气体密度很高时，自由-自由加热很有效。

（3）碰撞去激发(de-excitation)加热.

处于激发态的原子(离子)同电子(或其它粒子)碰撞时原子(离子)从高能态跃迁到低能态，但并不产生光子，而是将激发能转化为电子(或其它粒子)的动能。一般来说，同电子的碰撞更重要。原子(离子)同电子碰撞从高能态 j 跃迁到低能态 i 的碰撞去激发率为

$$C_{ji} = \frac{8.629\times10^{-6} N_e \Omega_{ij}}{g_j T_e^{1/2}}, \tag{6.21}$$

其中，g_j 为统计权重，Ω_{ij} 为碰撞强度。从 j 到 i 的碰撞去激发的加热率即为 $C_{ji}\ N_j\ E_{ij}$，N_j 和 E_{ij} 分别为 j 能级的原子(离子)数和 j 能级与 i 能级的能量差。对所有的能级和原子(离子)求和就可求得碰撞去激发的加热率 R_{cc}^h 了。

主要的冷却过程实际上是上述加热过程的逆过程：

(1) 束缚-自由冷却。

这也就是复合。电子的平均动能为 kT_e，因此，每一次复合后气体损失的热能平均为 kT_e。从离子 X^{i+1} 复合到 X^i 时气体热能的损失即冷却率为

$$R_{bf}^c(X^i) = \alpha_T(X^{i+1})\ N_e\ N_{X^{i+1}}\ kT_e, \tag{6.22}$$

其中，$\alpha_T(X^{i+1})$ 为按能量平均的复合系数，与(6.6)略有不同。总的束缚-自由冷却率为

$$R_{bf}^c = \sum R_{bf}^c(X^i), \tag{6.23}$$

对所有的离子和能态求和。

(2)自由-自由冷却。

自由-自由跃迁引起的冷却过程就是轫致辐射的结果。单位体积的自由-自由冷却率可近似表为

$$R_{ff}^c = \sum 1.42\times10^{-27}\ Z^2\ T_e^{1/2}\ N_e\ N_{X^{+Z}}, \tag{6.24}$$

对所有的离子求和。由于氢和氦的丰度远大于其它元素，上式实际上只须对氢和氦求和。

(3) 碰撞激发冷却。

原子(离子)同电子(或其它粒子)碰撞时原子(离子)从低能态跃迁到高能态，电子(或其它粒子)的动能转化为激发能。一般来说，只需考虑电子的碰撞激发。原子(离子)同电子碰撞从低能态 i 跃迁到高能态 j 的碰撞激发率为

$$C_{ij} = \frac{8.629\times10^{-6} N_e \Omega_{ij}}{g_i T_e^{1/2}} \exp(-E_{ij}/kT_e)\,. \tag{6.25}$$

从 i 到 j 的碰撞激发的冷却率即为 $C_{ij}\ N_i\ E_{ij}$，对所有的能级和原子(离子)求和就可求得碰撞激发的冷却率 R_{cc}^{c} 了。

上节提到的一些过程也可引起气体的加热和冷却，但它们是此要的，这里不再重复。

所有冷却过程之和称为冷却函数。从上面的分析我们看到，冷却率通常正比于电子密度与离子密度之积，因此，冷却函数可写为 $n_H^2\ \Lambda(T_e,\Xi)$ 形式。这里，n_H 为氢的数密度，$\Lambda(T_e,\Xi)$ 包括所有的冷却过程，它显然是温度的函数，但与密度的关系很弱，而 Ξ 是一个参量，为电离辐射压与气体压之比。图 6.11 给出冷却函数与温度的关系。

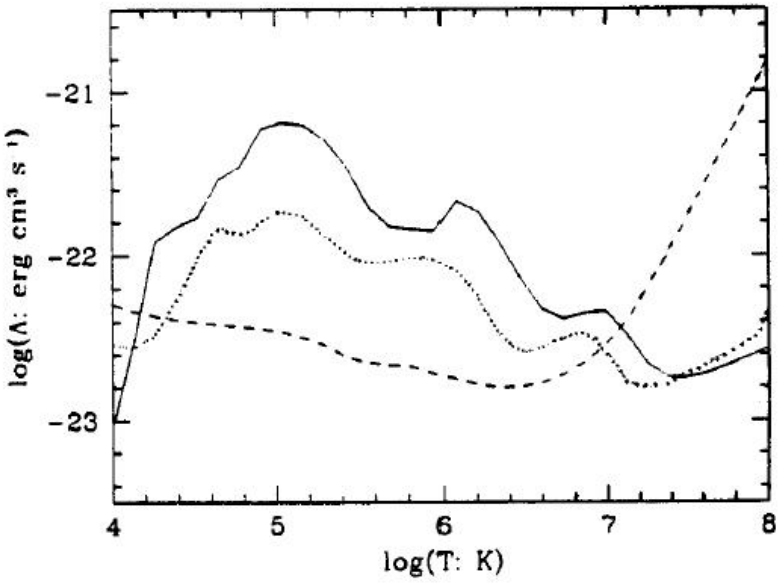

图 6.11 冷却函数 $\Lambda(T_e,\Xi)$。实线，$\Xi = 10^{-3}$；点线，$\Xi = 10^{-1}$；虚线，$\Xi = 10$. $\Lambda(T_e,\Xi)$ 的单位：$erg\ cm^3\ s^{-1}$。

热平衡方程为

$$\sum \text{加热率} = \sum \text{冷却率}, \tag{6.26}$$

对所有加热和冷却过程求和。

§6.2.4 辐射转移

1．连续谱的辐射转移

光致电离模型要求原子(离子)吸收电离辐射而电离，这意味着至少在电离电势阈频率附近气体云对连续辐射是不透明的。因此，必须讨论连续辐射的转移。求解连续谱的辐射转移方程一般都采用叠代方法。叠代方法很复杂，而且与模型

的细节有关。

更经常采用的是近似方法。例如，“on the spot”近似。这种近似是假定在某点产生的弥漫辐射立即被该点周围的物质吸收。对于氢和氦的基态复合辐射，这是一种很好的近似。因为，比如说对 Lyman 电离辐射，云肯定是光学厚的。在这种情况下，基态复合辐射的平均自由程很短，会很快被吸收。这就意味着在平衡方程中无需考虑到基态的复合。然而，这种近似不能用于复合到激发态的辐射。因为，对复合到激发态的辐射，云是光学薄的，光子的平均自由程至少与云的尺度同量级。另外，在云的边界附近，这种近似显然也不能用。因为，边界附近的点到边界的光深，即便对复合到基态的辐射，也太小。

为了改进计算，有人提出了修正的“on the spot”近似。这种近似就是对每一个复合系数加一个改正因子。如果云的几何形状为板块，修正的方法特别简单。此时，云内一点的辐射可分为“朝内的”和“朝外的”两部分，光深也只需计算到板块内表面的光深τ_{in}和到板块外表面的光深τ_{out}。对氢来说，复合系数$\alpha(H^+)$可写为

$$\alpha(H^+) = 0.5\,\alpha_1\,[\exp(-a_1\tau_{in}) + \exp(-a_1\tau_{out})] + \alpha_B \quad , \tag{6.27}$$

其中，α_1为复合到基态的复合系数，α_B为复合到所有激态的复合系数之和。因子a_1与该点的位置有关，其值近似为 2。(6.27)表明，对复合到基态的复合系数乘了一个改正因子。对复合到激态的复合系数(即α_B中的各项)α_2，α_3等等也可类似地乘上相应的改正因子。

还有其它的改进途径和近似方法，这里不再介绍。

2．谱线的辐射转移

对某些发射线，至少共振线，气体云是光学厚的。因此，也必须考虑谱线的辐射转移。由于谱线很多，严格求解谱线的辐射转移方程非常困难。因此，在讨论谱线的辐射转移方程时都采用近似方法，最常用的是所谓逃逸概率法(escape probability method)。

讨论云内一点某种原子(离子)从高能态 j 到低能态 i 的跃迁产生的谱线。单位体积内的跃迁数为$n_j\ A_{ji}$。由于吸收，跃迁产生的光子不可能全都逃到气体云外。引入逃逸概率β，其意义是该点产生的光子中β部分最终逃到气体云外。因此，(1-β)部分被气体云捕获。这样，该点对出射辐射流的贡献就是$\beta\ n_j\ A_{ji}\ h\nu_{ji}$. 总的出射辐射流是各点贡献的叠加。气体云好像是光学薄云，但 Einstein 自发跃迁系数A_{ji}应改为有效 Einstein 跃迁系数$\beta\ A_{ji}$。问题是如何求得β。

对于几何形状为板块的云，β的表达式很简单：

$$\beta = \frac{1}{1+k(\tau)\tau}\,. \tag{6.28}$$

其中，τ是云内一点到出射表面的光深，$k(\tau)$是很弱的依赖于τ的函数，其值在

2 到 5 之间。

对 $Ly\alpha$，He I λ 10830 和大部分共振线，β 可近似表为

$$\beta = \frac{1}{1+2\tau} \quad , \tag{6.29}$$

对其它氢线和非共振线，β 可近似表为

$$\beta = \frac{1}{1+2\tau} + \frac{0.25a^{1/2}}{\tau^{1/2}}, \tag{6.30}$$

其中，a 是该线的阻尼常数。

3．谱线萤光(Bowen 机制)和连续萤光

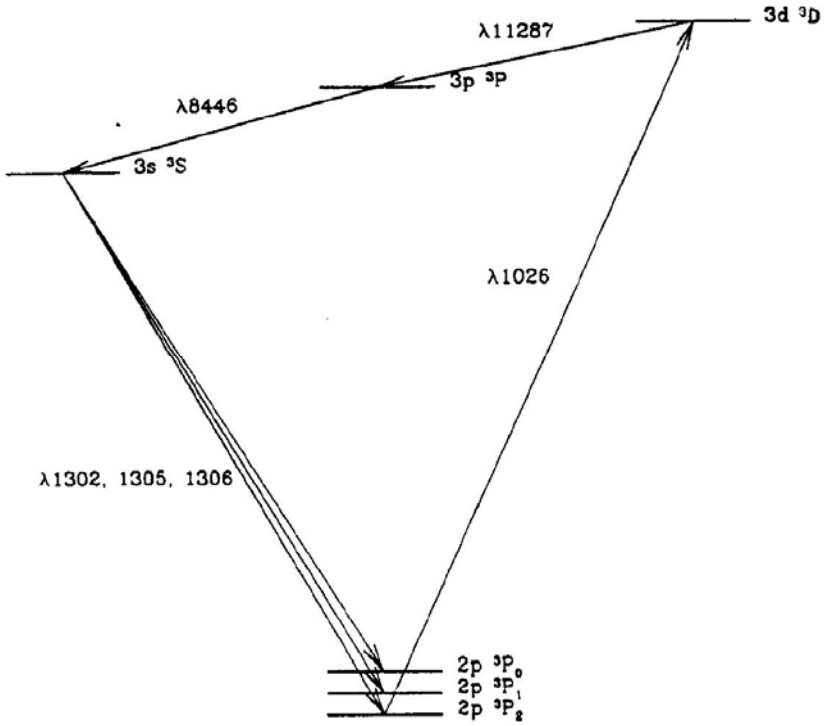

图 6.12　O I- Lyβ　萤光机制

不同原子的谱线波长有时很靠近。在这种情况下，一种原子发出的谱线光子可能被另一种原子吸收，原子被激发到高能态。这些原子去激发时就会产生一些新的光子。这个过程即所谓 Bowen 萤光机制。Bowen 萤光机制使谱线的辐射转移问题复杂化。

典型的例子如 O I- Lyβ 间的共振。图 6.12 是 O I 的能级结构。Lyβ 线的中心波长与 O I 的 2p^3P 能级到 3d^3D 能级跃迁谱线的波长只差 15 $km\ s^{-1}$。因此，OI 原子完全有可能吸收 Lyβ 线的光子而从 2p^3P 能级跃迁到 3d^3D 能级。当 O I 原子去激发时，它可以从 3d^3D 能级经过 3p^3P，3s^3S 回到 2p^3P，并产生一系列谱线，如 λ 11287Å，8446Å，以及 1302 Å，1305 Å，1306 Å 等。

另一个例子是 He II – O III Bowen 萤光。此时，O III 线的激发是通过吸收 He II 的 Lyα 光子(~304 Å)。此外，Fe II 线、Mg II λ2798、N V λ1240 的 Bowen 萤光也很重要。特别是，由于 Lyα 线非常宽，它与几条 Fe II 线的 Bowen 萤光可能起重要作用。

讨论 Bowen 萤光必须求解完整的辐射转移方程。同时，也必须知道谱线轮廓。这是一个非常困难的问题。因此，通常都寻求近似方法。一种常用的近似方法是假定谱线的轮廓为矩形，采用逃逸概率法求解辐射转移方程，得到了很好的结果。

谱线光子的频率足够高时，谱线光子可以使处于高能态的原子或其它原子电离。这种过程称为连续萤光。显然，连续萤光会影响谱线的强度。比较重要的连续萤光过程如：$\lambda < 912$Å 的共振线辐射使处于基态(n=1)的氢原子电离；Lyα 线、MgII λ2798、Hα 线、Fe II 线等使处于 n=2 或 n=3 的氢原子电离；中性氦从 2^1S 态和 2^3P 态的电离等等。此外，尘埃微粒和负氢原子 H^- 对谱线辐射的吸收也会改变谱线的强度。

处理连续萤光也可采用逃逸概率法。假定线吸收截面和连续吸收截面分别为 κ_l 和 κ_c，定义

$$X_l = \frac{\kappa_l}{\kappa_l + \kappa_c}; \qquad X_c = \frac{\kappa_c}{\kappa_l + \kappa_c}; \qquad \beta_{lc} = \beta(\tau_l + \tau_c). \tag{6.31}$$

其中，τ_l 和 τ_c 分别为云内一点到出射表面的线吸收光深和连续吸收光深。逃逸概率将被有效逃逸概率 β_{eff} 取代：

$$\beta_{eff} = X_c + X_l\,\beta_{lc}. \tag{6.32}$$

§6.2.5 出射光谱

按照光致电离模型计算一块气体云的出射光谱需要知道一些参量。这些参量，有的可以从观测确定或从理论模型推出，有的则是自由参量。

(1) 入射的连续光谱 L_ν。

无论电离平衡方程还是热平衡方都含有 L_ν。原则上从观测可以确定类星体(AGN)的光谱。由于不同类星体(AGN)的 SED 有很大的差别，在计算发射线光谱时，除特殊情况外，通常都用某组样本的平均光谱。然而，观测光谱中有许多不确定性。例如，缺少从紫外到软 X 射线波段的观测资料。而这个波段的辐射是使原子(例如氢)电离的辐射，因此是非常重要的。又如红外辐射。虽然有很丰富的红外资料，但不清楚究竟有多少红外辐射来自中心点源。观测到的红外辐射可能有相当部分来自类星体(AGN)寄主星系。正如前面提到的，由于自由-自由吸收，低频辐射是很重要的加热因素。

(2) 气体的密度(或压力)和柱密度(或云的尺度)。

从观测光谱可以估计气体的密度。禁线只表现为窄线，宽线中没有禁线。因

此，从气体星云理论可以推出，窄线云的电子数密度 $N_e \le 10^8\ cm^{-3}$，而宽线云的 $N_e \ge 10^8\ cm^{-3}$。但宽线中出现半禁线 C III] λ1909，N III] λ1750，N IV] λ1486，O III] λ1663 等，表明其 $N_e \le 10^{12}\ cm^{-3}$。宽线中存在很强的低激发线 Mg II 和 Fe II，表明宽线云的柱密度的下限为 $10^{22}\ cm^{-3}$。对密度和柱密度的更准确的估计与模型有关。

(3) 气体的化学组成。

准确地测定化学组成是非常困难的。在某些情形，可以从谱线强度比估计化学组成。例如，N IV] λ1486/C IV λ1549 就很好地反映了 C/N 丰度。在理论计算时，一般都取宇宙丰度。

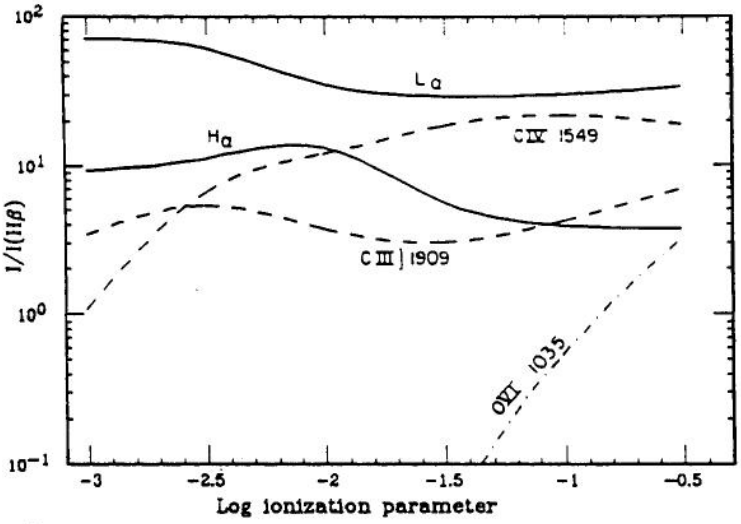

图 6.13 宽线强度比(H β =1)。取自 Netzer (1990)[68]。

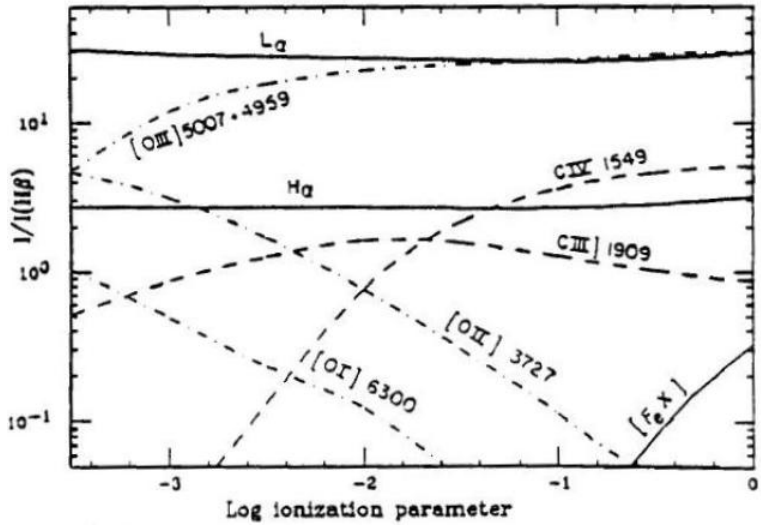

图 6.14 窄线强度比(H β =1)。取自 Netzer (1990)[68]。

(4) 气体云的几何形状。

气体云的几何形状也很重要。前面已经提到，解谱线的辐射转移方程时用逃逸概率法，而逃逸概率与云的几何形状有关。在理论计算时，一般都取板块模型。即便气体云取球形，也常用板块模型得到的逃逸概率。

(5) 电离参数 U。

这是一个自由参数。理论计算的结果(谱线强度比)通常都表为电离参数 U 的函数。

计算出射光谱非常复杂，工作量很大。幸运的是，有些天文学家提供了计算软件，可在网上下载。例如，University of Kentucky 的 Gary Ferland 提供的软件“CLOUDY”(http://www.pa.uky.edu/gary/cloudy)。

图 6.13 是对宽线云的计算结果。相对于 Hβ 的强度比表为电离参数的函数。计算时取观测的类星体光谱和宇宙元素丰度，密度取为常数$10^{10}\ cm^{-3}$，柱密度取为$10^{23}\ cm^{-2}$。图 6.14 是对窄线云的计算结果。密度取为$10^{4}\ cm^{-3}$，其余不变。

§6.3 宽线区

§6.3.1 图像

按照目前流行的模型，宽线区由许多孤立的小云组成，整个区域环绕着中心能源，且位于吸积盘外。中心区域发出的光被小云吸收并转化为观测到的宽发射线光谱。为什么宽线区不是充满了气体而是由许多孤立的小云组成，主要有两个理由。

光致电离模型能够很好地解释观测到的宽发射线光谱。按照光致电离模型，宽线云对来自中心区域的电离辐射必须是光学厚的。如果气体充满了宽线区，我们不可能观测到某些波段(比如 < 912 Å 的远紫外)的辐射。但是，事实上已经观测到某些类星体(AGN)的远紫外辐射。这说明宽线云只是部分地吸收了来自中心区域的电离辐射。如果宽线区由许多孤立的小云组成，而且，小云并未完全挡住中心区域，就很容易解释这个观测现象。

更重要的理由是解释发射线的宽度。类星体(AGN)的发射线光谱在某种程度上类似于气体星云。从光致电离模型可以估计宽线云的温度约10^{4} K。此时，气体的平均热运动速度≈10 km s^{-1}，远小于宽发射线的 FWHM(典型值 5000 kms^{-1})。如果宽发射线是热加宽，宽线云的温度须达10^{9} K，完全不可理解。这说明，不可能是热加宽。宽发射线的加宽只可能借助于宏观运动。如果宽线区由许多孤立的小云组成，小云整体的运动速度很大，就可以合理地解释线宽。

§6.1 中已提到，发射线的轮廓粗略地说可以用对数轮廓描述。采用上述发射线区图像的确可以得到对数轮廓。

假定发射云分布在距中心$r_{\min}$到$r_{\max}$的壳层内。发射云虽多，但体积小，互不遮挡。云产生的发射线的轮廓由热多普勒加宽决定。云的温度很低，多普勒宽度很小。因此，可以把每个云产生的谱线看成δ函数。于是，所有云产生的辐射的总和即观测到的发射线光度为

$$L_{\lambda}^{(c)} = 2\pi \int_{r_{\min}}^{r_{\max}} \int_{-1}^{1} n_c j_c r^2 \delta[\lambda - \lambda_0 (1 + \frac{v\mu}{c})] d\mu dr \,, \tag{6.33}$$

其中，n_c为云的数密度，j_c为云的发射系数，v为云的运动速度,$\mu = \cos\theta$，θ为云到中心的向径与视线方向的夹角(见图 6.15)。

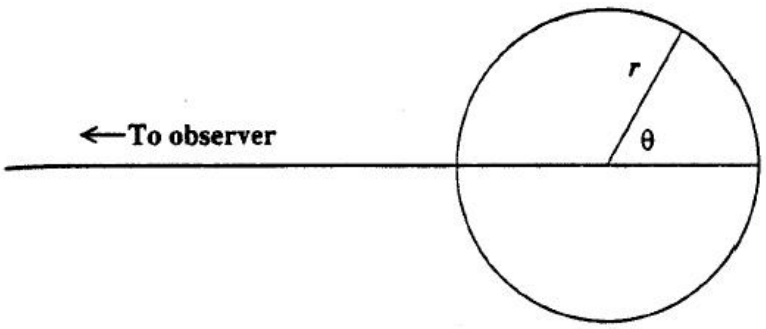

图 6.15 . 宽线区几何。圆心为中心能源，箭头指向观测者。

云要吸收来自中心的辐射，因此将获得动量而被加速。假定云的质量为M_c。为简单起见，假定云由纯氢组成，其吸收截面为A_c，与频率无关。于是可求出云朝外运动的加速度a_{rad} 为

$$a_{rad} = \frac{A_c}{M_c} \int_{\nu_1}^{\infty} \frac{L_\nu}{4\pi r^2 c} d\nu = \frac{A_c}{M_c} \frac{L_{UV}}{4\pi r^2 c} . \tag{6.34}$$

这里，L_ν为中心能源的单色光度，ν_1为 Lyman 系限频率，L_{UV}为频率大于ν_1的部分的总光度。

由于a_{rad}可表为

$$a_{rad} = \frac{dv}{dr} \frac{dr}{dt} = v \frac{dv}{dr} \,, \tag{6.35}$$

因此，从(6.34)可得

$$dr = \frac{4\pi r^2 c M_c}{A_c L_{UV}} v \, dv . \tag{6.36}$$

光致电离率可写为($A_c/4\pi r^2$)Q(H), 而 Q(H)为

$$\mathrm{Q(H)} = \int_{\nu_1}^{\infty} \frac{L_\nu}{h\nu} d\nu . \tag{6.37}$$

电离光子的平均能量$<h\nu>$为

$$<h\nu> = \frac{L_{UV}}{Q(H)}. \tag{6.38}$$

假定云是完全电离的，因此，单位时间的总复合数为 $n_e^2\ \alpha(H)\ V_c$，V_c 为云的体积。利用电离平衡条件，(6.38)变为

$$<h\nu> = \frac{L_{UV} A_c}{4\pi r^2 n_e^2 \alpha(H) V_c}. \tag{6.39}$$

于是，(6.36)化为

$$dr = \frac{cM_c}{<h\nu> n_e^2 \alpha(H) V_c} v dv. \tag{6.40}$$

把宽线区的云看成连续介质，于是可写下连续性方程：

$$\frac{dM}{dt} = 4\pi r^2\ v\ M_c\ n_c. \tag{6.41}$$

$M_c\ n_c$ 就是宽线区的质量密度。云的发射系数 j_c 应为线发射系数 j_{line} 对立体角和体积的积分，因此，

$$j_c = \iint j_{line} d\Omega dV = h\ \nu_{line}\ n_e^2\ \alpha^{eff}\ V_c, \tag{6.42}$$

其中，ν_{line} 为发射线频率，α^{eff} 为有效复合系数。

联合(6.40)、(6.41)、(6.42)，得到

$$n_c\ j_c\ r^2 dr = \frac{dM/dt}{4\pi r^2 v M_c}(h\ \nu_{line}\ n_e^2\ \alpha^{eff}\ V_c)\, r^2 [\frac{cM_c}{<h\nu> n_e^2 \alpha(H) V_c} v dv]$$

$$= \mathrm{K}\, dv. \tag{6.43}$$

K 为常数：

$$\mathrm{K} = \frac{h\nu_{line}}{<h\nu>} \frac{\alpha^{eff}}{\alpha(H)} \frac{c}{4\pi} \frac{dM}{dt}. \tag{6.44}$$

代入(6.33)后最后得到

$$L_\lambda^{(c)} = 2\pi \mathrm{K} \int_{v(r_{\min})}^{v(r_{\max})} \int_{-1}^{1} \delta[\lambda - \lambda_0 (1 + \frac{v\mu}{c})] d\mu dv$$

$$= \frac{2\pi c}{\lambda_0} \mathrm{K} \int_{v(r_{\min})}^{v(r_{\max})} \int_{-v\lambda_0/c}^{v\lambda_0/c} \delta[(\lambda - \lambda_0) - x] \frac{dx dv}{v}. \tag{6.45}$$

上述积分仅在 $\lambda - \lambda_0 = \lambda_0\ v\ \mu/c$，即

$$\mu = \frac{(\lambda - \lambda_0)c}{\lambda_0 v} \tag{6.46}$$

时才有值。但 μ 的取值范围为 $-1 \le \mu \le 1$。因此，有两个 μ 值即 $\pm(\lambda - \lambda_0)c/\lambda_0\ v$ 使积分非零。另外，云的速度小于 $c|\lambda - \lambda_0|/\lambda_0$ 时对积分也没有贡献。因此，对速度

积分的下限应取 $v(r_{\min})$ 和 $c|\lambda-\lambda_0|/\lambda_0$ 中的大者。这样，(6.45)变为

$$L_\lambda^{(c)} = \frac{2\pi c}{\lambda_0} \mathrm{K} \int_a^{v(r_{\max})} \frac{dv}{v}, \tag{6.47}$$

其中， a 为 $v(r_{\min})$ 和 $c|\lambda-\lambda_0|/\lambda_0$ 中的大者。取 $v(r_{\min})=0$，从(6.47)得到

$$L_\lambda^{(c)} = \frac{2\pi c}{\lambda_0} \mathrm{K} \ln\left(\frac{v(r_{\max})\lambda_0}{|\lambda-\lambda_0|c}\right). \tag{6.48}$$

显然，我们得到了对数轮廓。

§6.3.2 宽线区的尺度和结构。反响映射(reverberation mapping).

按照光致电离模型，电离辐射发生变化时，发射线随之也会变化。由于宽线区到中心能源有一段距离，发射云的响应将推迟一段时间，其大小等于光从中心源到发射云的运行时间。分析发射线对连续谱变化的响应，可以得到宽线区尺度和结构的信息。这种方法称为反响映射(reverberation mapping)。

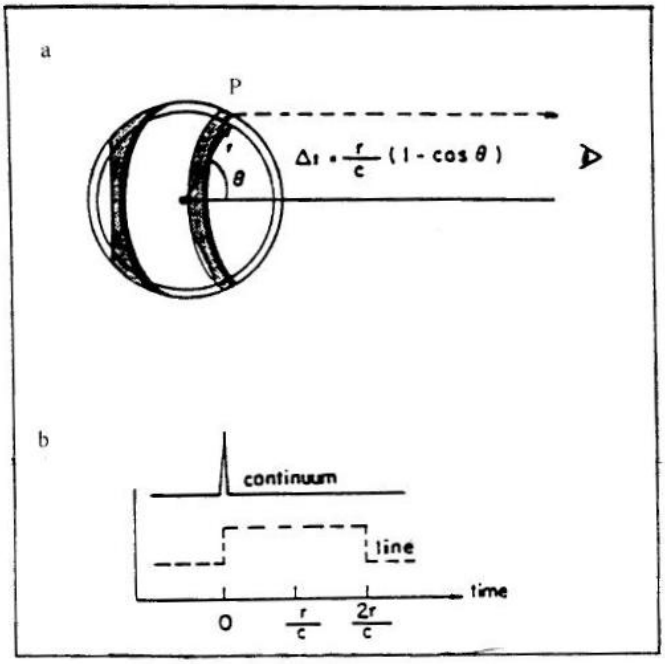

图 6.16 反响映射。(a) 发射云位于距中心半径为 r 的薄球壳上。连续谱光子从中心源沿点线到达 P 点的发射云，并立即被改造为发射线光子，谱线光子又沿虚线到达观测者。P 点发出的谱线光子相对于连续谱光子有时延 τ 。等时延面为抛物面，其轴为观测者到中心源的连线。(b)对连续辐射的脉冲，发射线的响应要延迟 0 到 $2r/c$ ，平均延迟 r/c 。

为了说明反响映射，考虑一个简化的模型：宽线区是一个距中性源为 r 的薄球壳(见图 6.16a)。假定连续辐射在 t_0 时刻发生脉冲式的爆发。连续谱脉冲从中心源向外传播，经过时间 $\Delta t = r/c$ 后到达宽线区。发射云吸收了脉冲光子，并将其

转化为发射线光子。这个过程经历的时间大体上等于氢复合时间τ_{rec}，

$$\tau_{rec} = (n_e\,\alpha(H))^{-1} \approx 40\,n_{11}^{-1}\ \text{sec}, \tag{6.49}$$

其中，$n_{11} = n_e/10^{11}\,cm^{-3}$。(6.49)表明，$\tau_{rec}$很小。因此，连续光子转化为发射线光子实际上是瞬时发生的，这段时间可以忽略不计。

连续谱脉冲经过一段时间后于t_1时刻到达观测者。P 点的发射云产生的发射线光子则应于时刻$t_1+\tau$到达观测者：

$$\tau = \frac{(1+\cos\theta)r}{c}. \tag{6.50}$$

τ就是时延。τ为常数的曲面即“等时延面”应为抛物面，其轴为观测者到中心源的连线。等时延面与宽线区薄球壳的交面应为一环带，其半径为$r\sin\theta$，面积为 $2\pi r^2 \sin\theta\, d\theta$。假定宽线区各点的响应相同，单位面积的响应为常数$\eta$。观测者接收到的来自环带的响应应为$\eta$与环带面积之积。发射线响应$\Psi(\theta)$为

$$\Psi(\theta)\, d\theta = 2\pi\,\eta\, r^2 \sin\theta\, d\theta\ . \tag{6.51}$$

由(6.50)，

$$d\tau = -\frac{r}{c}\sin\theta\, d\theta\ . \tag{6.52}$$

因此，可将响应换成时延τ的函数，

$$\Psi(\tau)\, d\tau = \Psi(\theta)\left|\frac{d\theta}{d\tau}\right| d\tau = 2\pi\,\eta\, r\, c\, d\tau\,. \tag{6.53}$$

$\Psi(\tau)$称为转移函数。我们看到，对薄球壳情形，在$\tau = 0$(即θ=180°)和$\tau = 2r/c$之间，转移函数为常数。

实际情况是，连续谱光变不是瞬时的，而是延续一段时间。在这种情况下，观测者在给定的时刻 t 看到的实际上是从所有等时延面来的线辐射。因此，对所有等时延面积分就可得到时刻 t 的发射线流量：

$$L(t) = \int_{-\infty}^{\infty} \Psi(\tau) C(t-\tau)\, d\tau\,, \tag{6.54}$$

其中，$C(t)$为连续谱光变曲线。方程(6.54)称为转移方程。如果知道了连续谱光变曲线$C(t)$和发射线光变曲线$L(t)$，求解方程(6.54)就可得到转移函数$\Psi(\tau)$。

方程(6.54)是积分方程，现已有许多方法对它求解，如付立叶变换法(Fourier transform method, FTM)[56]，极大墒法(Maxmum entropy method, MEM)[57–60]，线性规范法(linear regularization method, LRM)[61]，“SOLA”法(subtractive optimally localized averages method)[62]等。

但是，求解方程(6.54)需要大量的高质量资料。在资料不够多、质量不够好时，可以利用连续谱光变曲线和谱线光变曲线的交叉相关，也可得到宽线区结构的某些信息。

连续谱光变和发射线光变间的交叉相关函数定义为

$$F_{CCF}(\tau)=\int_{-\infty}^{\infty}L(t)C(t-\tau)dt\,. \tag{6.55}$$

连续谱光变的自相关函数类似地定义为

$$F_{ACF}(\tau)=\int_{-\infty}^{\infty}C(t)C(t-\tau)dt\,. \tag{6.56}$$

将(6.54)代入(6.55)，得到

$$F_{CCF}(\tau)=\int_{-\infty}^{\infty}C(t-\tau)\int_{-\infty}^{\infty}\Psi(\tau')C(t-\tau')d\tau'dt\,. \tag{6.57}$$

转换积分次序后上式化为

$$F_{CCF}(\tau)=\int_{-\infty}^{\infty}\Psi(\tau')\int_{-\infty}^{\infty}C(t-\tau')C(t-\tau)dtd\tau'\,. \tag{6.58}$$

利用(6.56)，最后得到

$$F_{CCF}(\tau)=\int_{-\infty}^{\infty}\Psi(\tau')F_{ACF}(\tau-\tau')d\tau'\,. \tag{6.59}$$

可见，交叉相关函数是转移函数和连续谱自相关函数的卷积。

表 6.3 宽发射线的滞后时间

发射线	滞后时间(天)
N V λ 1240	2
He λ 1640	2
He II λ 4686	7
He I λ 5876	9
Ly α λ 1216	10
C IV λ 1549	10
H γ λ 4340	13
H α λ 6563	17
H β λ 4861	20
C III] λ 1909	22

按照前面的讨论，发射线的响应落后于连续谱光变。连续谱瞬时变化时，发射线响应的时延在 0 到 $2r/c$ 之间，平均 r/c (图 6.16b)。在连续谱连续变化时，可以用滞后(lag)时间来度量发射线响应的落后。谱线相对于连续谱的滞后时间定义为交叉相关函数的峰或形心的位置，它相当于发射线的平均响应时间，反映了

产生该线的宽线区的尺度。从交叉相关函数和自相关函数可以得到转移函数的信息，当然，也可得到滞后时间。

反响映射的最重要的结果之一是发现不同谱线的响应的分布不同，也就是滞后时间不同。最好的例子是 Seyfert 1 星系 NGC 5548。图 6.17 是它的连续谱和宽发射线的光变曲线及相应的交叉相关函数[63]。从交叉相关函数算得的滞后时间列于表 6.3。从表 6.3 可以清楚地看到，高电离线(He λ 1640, N V λ 1240, C IV λ 1549)对连续谱的响应快于低电离线(氢线)。这表明宽线区的电离结构是层化的。有趣的是，C IV λ 1549 和 C III] λ 1909 的滞后时间相差很大，表明它们起源于宽线区的不同部分。

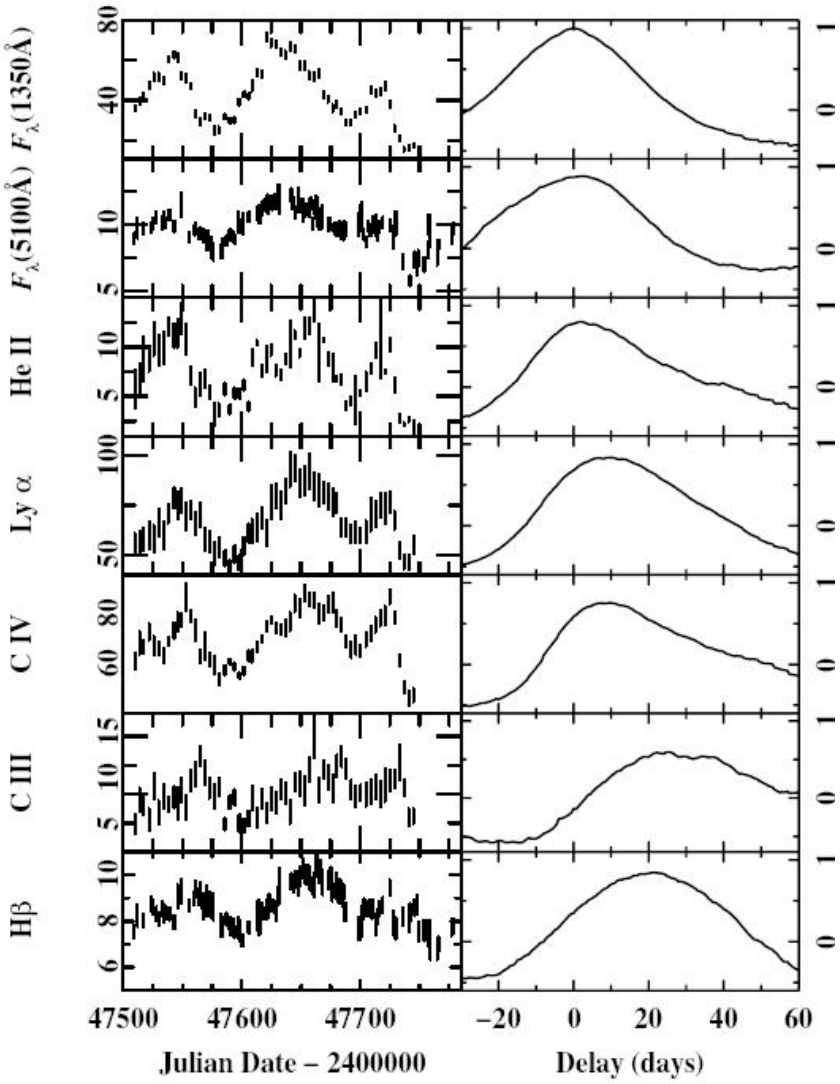

图 6.17　Seyfert 1 星系 NGC 5548 的连续谱和发射线的光变曲线(左边几图)及交叉相关函数(右边几图)。右上第一图是 1350Å 附近连续辐射的交叉相关函数，实际上就是自相关函数。取自 Peterson (2001)[63]。

上面的讨论用的是发射线的总辐射。也可以用线内不同波长处的辐射进行类似的讨论。由于热加宽很小，宽线内不同波长处的辐射实际上来自宽线区内不同的云。因此，利用发射线轮廓的变化就可以研究宽线区的速度场。在这种情况下，方程(6.54)应推广为

$$L(v,t) = \int_{-\infty}^{\infty} \Psi(v,t) C(t-\tau) d\tau . \qquad (6.60)$$

$L(v,t)$ 为发射线内波长 λ 处(速度为 v)的辐射流。v 和 λ 的关系为 v =c(λ - λ_0)/ λ_0 ，λ_0 为线心波长。

Korista et al. (1995)[64], Wanders et al.(1995)[65]利用 NGC 5548 的 HST，IUE 和 地面望远镜观测资料讨论了宽线区的速度场。他们将谱线分为若干段，研究每一段的变化。他们发现，NGC 5548 宽线区内发射云的运动主要是轨道运动，而不是径向运动。由此可以估计 NGC 5548 中心源的质量约10^8 M⊙。

近年来反响映射技术被广泛地应用到测量类星体(AGN)中心黑洞的质量，取得很大成功[66,67]。

§6.3.3 宽线区光谱

§6.2 中讨论了产生发射线的光致电离模型，适用于宽线区的每一个孤立的云。但宽线区包含大量的发射云，观测到的宽线光谱是所有发射云辐射的总和。如果各宽线云的物理参数相近，求和时就只是简单的相加，宽线区总辐射的发射线强度比与单个发射云的一样。如果不是这种情况，那就必须建立宽线区里发射云分布的模型。

最简单的是球对称模型。假定发射云分布在内半径为 r_{in}、外半径为 r_{out} 的壳层里，云的数密度即单位体积内云的数目 $n_c(r)$、云的粒子数密度即云内单位体积的粒子数 $N(r)$、云的发射系数 $j_c(r)$、云的速度 $v(r)$ 等只是云到中心源的距离 r 的函数。引入覆盖因子 $C(r)$，定义为

$$C(r) = \frac{A_c(r)}{4\pi r^2} , \qquad (6.60)$$

其中，$A_c(r)$ 为从中心源处看到的云的几何截面。因此，覆盖因子 $C(r)$ 是从中心源看去云所遮盖的天空部分。

按照上一节的讨论，云对连续光谱当然是光学厚的。因此，云的出射线辐射和弥漫连续辐射的光度应等于云所吸收的能量。这样，

$$j_c(r) = A_c(r)\, \varepsilon_l(r) , \qquad (6.61)$$

其中，$\varepsilon_l(r)$ 为云在谱线 l 内的辐射流。

假定，

$$\varepsilon_l(r) \propto r^{-m} , \qquad (6.62)$$

$$n_c(r) \propto r^{-p} , \qquad (6.63)$$

$$A_c(r) \propto r^{-q}, \tag{6.64}$$

$$N(r) \propto r^{-s}, \tag{6.65}$$

$$v(r) \propto r^{-t}. \tag{6.66}$$

由此可求得电离参数$U(r)$

$$U(r) \propto r^{s-2}. \tag{6.67}$$

对 r 从 r_{in} 到 r_{out} 积分就得到宽线区的累计线辐射流，

$$E_l = 4\pi \int_{r_{in}}^{r_{out}} n_c(r) A_c(r) \varepsilon_l(r) r^2 dr$$

$$\propto \begin{cases} \dfrac{1}{3-(p+q+m)}[(\dfrac{r_{out}}{r_{in}})^{3-(p+q+m)} - 1], (p+q+m) \neq 3 \\ \ln(\dfrac{r_{out}}{r_{in}}), (p+q+m) = 3 \end{cases}. \tag{6.68}$$

图 6.18 给出宽线区的累计线辐射流，作为 r_{out} 的函数[68]。计算时取电离辐射光度为$10^{46}\ erg\ s^{-1}$，U =0.3, s= 2, N = $10^{10}\ cm^{-3}$，r_{in} = $10^{16.5}$ cm.

当然还有其它模型。例如，假定某些发射云是与吸积盘联系在一起的，等等。这样求出的宽线谱就可同观测进行比较了。由于模型的参数很多，比较很困难。如果发射云的物理状况差别不大，也可用光致电离模型计算的单个云的谱线强度比同观测进行比较。理论同观测的比较总的来说令人满意：光致电离模型能够再现大部分谱线强度比。当然也有问题。光致电离模型计算的 $Ly\alpha$ /H β 值远大于观测值，Fe II 线的强度也符合得不好，等等。

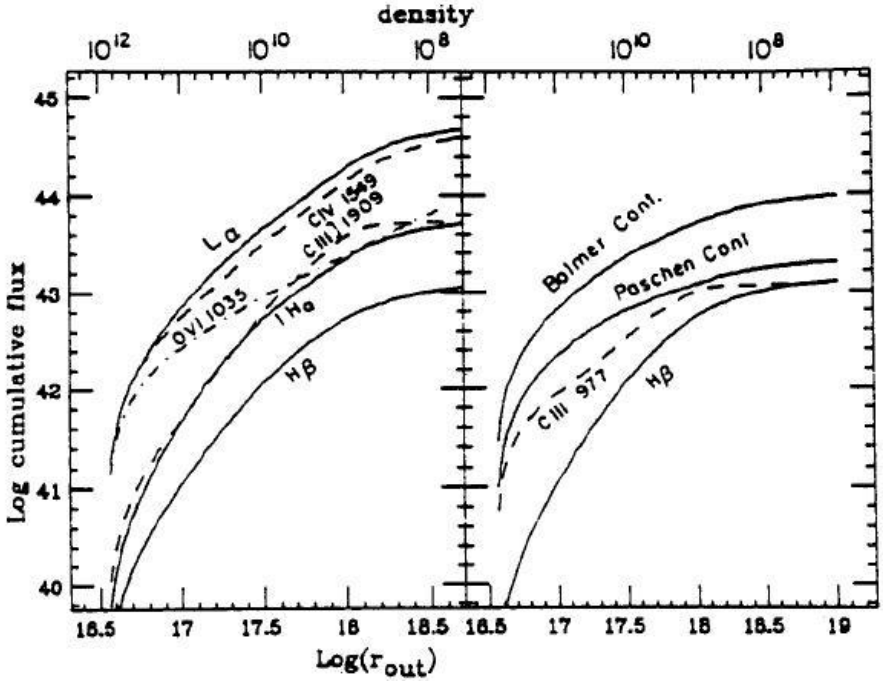

图 6.18 宽线区的累计线辐射流。取自 Netzer (1990)[68]。

§6.3.4 宽线云的性质

从宽线谱和光致电离模型可以得到宽线区的参数如下。

电子数密度 n_e: $10^{8-12}\ cm^{-3}$, 依据：没有[O III] λ 5007，但有 C III] λ 1909。

电离参数 U: 0.1, 依据：谱线强度和光致电离模型。

温度 T: 10^4 K, 依据：光致电离模型。

柱密度 N(H I): $> 10^{22}\ cm^{-2}$，依据：光致电离模型。

宽线区尺度: 0.01- 0.1 pc, (对 Seyfert 1)依据：光变研究（反响映射）。

1 pc, (对 QSO)。

云的运动速度: 10^3- $10^4\ km\ s^{-1}$，依据：谱线宽度。

覆盖因子: 0.1，依据：Lyman 系限处的吸收，光致电离模型。

$Ly\alpha$ 光深 $\tau(Ly\alpha)$ ：10^8 依据：光致电离模型。

§6.4 窄线区

§6.4.1 窄线区的特征

按照目前流行的模型，窄线区位于宽线区以外，由许多低密度气体云组成。同宽线云一样，窄线云仍靠中心源的辐射而电离。窄线光谱最显著的特点是有禁线。禁线的出现使我们可以像分析银河系气体星云光谱一样，用简单的方法推出窄线云的物理参数，如电子数密度 n_e、电子温度 T_e 等，而无需像宽线云那样借助于复杂的光致电离模型。

1. 窄线云的电子密度

禁线都出发于亚稳态。由于禁戒跃迁概率远小于允许跃迁，只有在亚稳态上驻有很多原子时，禁线才可能达到较大的强度。为此，气体密度必须很低。只有在低密度情形碰撞激发和碰撞去激发才不重要，原子才可能较长时间处于亚稳态。对每一种禁戒跃迁，都存在一个“临界密度”。密度大于临界密度时，禁线不可能出现。

为了说明基本物理图像，考察一个激发电势为 χ 的两能级原子。跃迁 $2\rightarrow1$ 的发射系数为

$$j_{21} = n_2 A_{21} \frac{h\nu_{21}}{4\pi}. \tag{6.69}$$

其中，n_2 为处于能级 2 的原子数，A_{21} 为 Einstein 自发跃迁系数。$h\nu_{21}$ 为跃迁产生的光子的能量。能级 2 的平衡方程为

$$<\sigma_{12}v> n_e n_1 = n_2 A_{21} + <\sigma_{21}v> n_e n_2. \tag{6.70}$$

其中，n_1 为处于能级 1 的原子数，$<\sigma_{12}v>$和$<\sigma_{21}v>$分别为 $1\rightarrow2$ 碰撞激发和 $2\rightarrow1$

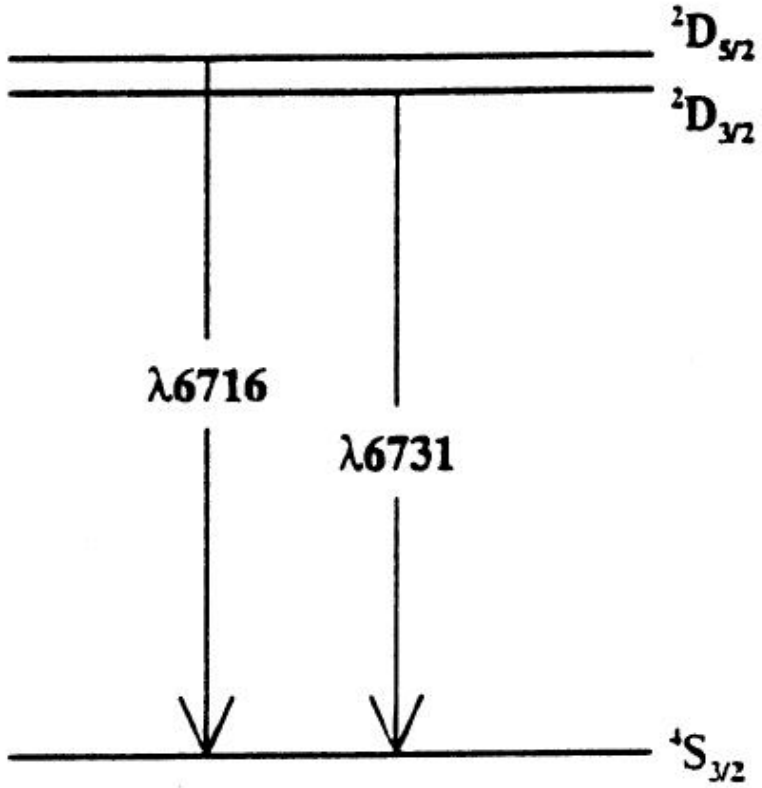

图 6.19　S^+ 的部分能级。$^2D_{5/2}$，$^2D_{3/2}$ $\rightarrow$ $^2S_{3/2}$ 的跃迁产生了谱线[SII] $\lambda\lambda$ 6716，6731。

碰撞去激发的截面。两者之间的关系为

$$<\sigma_{12}v> = <\sigma_{21}v> \frac{g_2}{g_1} e^{-\chi/kT_e} . \tag{6.71}$$

在讨论禁线时，辐射场必定很弱，云对禁线是透明的，因此，(6.69)和(6.70)中忽略了受激跃迁和光致激发。由(6.69)和(6.70)，

$$j_{21} = <\sigma_{12}v> n_e\, n_1 \frac{A_{21}}{A_{21} + n_e <\sigma_{21}v>} \frac{h\nu_{21}}{4\pi} . \tag{6.72}$$

在低密度极限，即$<\sigma_{21}v> n_e << A_{21}$时，

$$j_{21} = <\sigma_{12}v> n_e\, n_1 \frac{h\nu_{21}}{4\pi} \propto n^2 . \tag{6.73}$$

n 为粒子数密度。在这种情况下，碰撞去激发不重要，被碰撞激发的原子立即通过自发辐射而去激发。辐射可以达到较大强度。

在高密度极限，即$<\sigma_{21}v> n_e >> A_{21}$时，

$$j_{21} = n_1 A_{21} \frac{h\nu_{21}}{4\pi} \frac{g_2}{g_1} e^{-\chi/kT_e} \propto n . \tag{6.74}$$

在这种情况下，碰撞去激发很重要，被碰撞激发的原子只有一部分通过自发辐射而去激发，大部分通过碰撞而去激发。

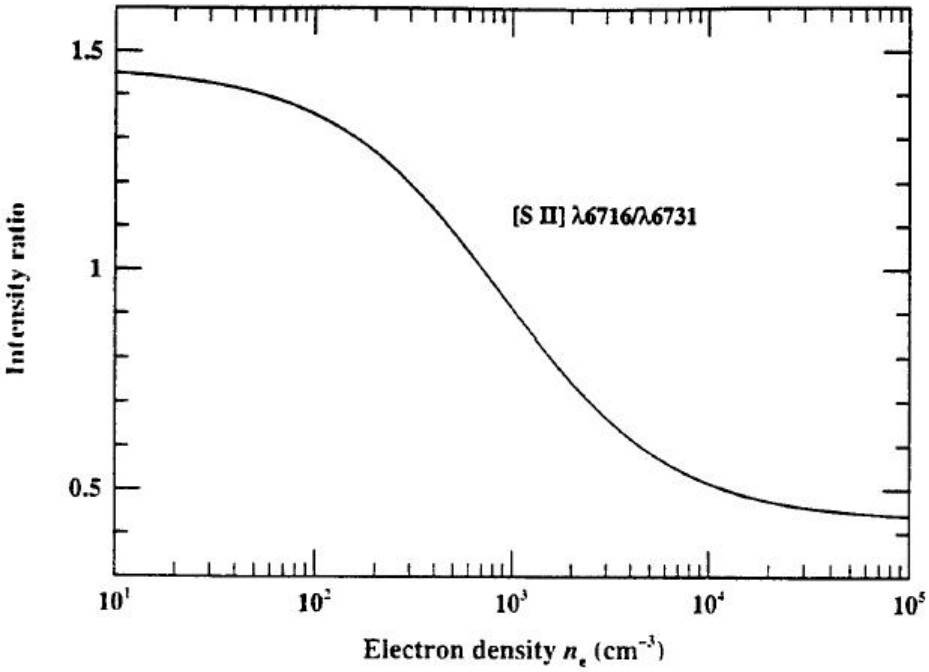

图 6.20　[S II] λ 6716/[S II] λ 6731 强度比与电子数密度 n_e 的关系。计算时取 $T_e = 10^4$ K。在 $10^2\ cm^{-3} \le n_e \le 10^4\ cm^{-3}$ 时，两者强度比非常敏感于电子数密度。

定义临界密度为辐射去激发与碰撞去激发相等时的密度，即

$$n_{crit} = \frac{A_{21}}{<\sigma_{21} v>}. \tag{6.75}$$

从低于临界密度过渡到高于临界密度，发射线强度从 $j_{21} \propto n^2$ 降到 $j_{21} \propto n$。对于实际的多能级原子，临界密度为所有辐射去激发(自发辐射)之和与所有碰撞激发、碰撞去激发之和的比值：

$$n_{crit} = \sum_{j<i} A_{ij} / \sum_{j \ne i} <\sigma_{ij} v>. \tag{6.76}$$

表 6.2 第四列给出观测到的禁线的临界密度。

临界密度给出了一个界限。实际上，禁线的强度与密度之间有很复杂的关系。有些禁线的强度比非常敏感于密度。利用这些禁线可以准确地测定密度。典型的禁线如[O II] $\lambda\lambda$ 3726, 3729 和[S II] $\lambda\lambda$ 6716, 6731。这两组双线的低能级都是 $^2S_{3/2}$，高能级都是 $^2D_{5/2}$ 和 $^2D_{3/2}$ (见图 6.19)。由于[O II]两条禁线的波长相近，混合严重，实际上常用的是[S II] $\lambda\lambda$ 6716, 6731。

图 6.20 给出[S II] λ 6716/[S II] λ 6731 强度比与电子数密度 n_e 的关系。对这两条禁线，临界密度分别为 $1.5\times10^3\ cm^{-3}$ 和 $3.9\times10^3\ cm^{-3}$。在低密度极限，两者的强度比趋向 1.5；而在高密度极限，两者的强度比趋向 0.44。在 $10^2\ cm^{-3} \le n_e \le 10^4\ cm^{-3}$ 时，两者的强度比非常敏感于电子数密度，用它来测定

电子密度可以得到很准确的结果。

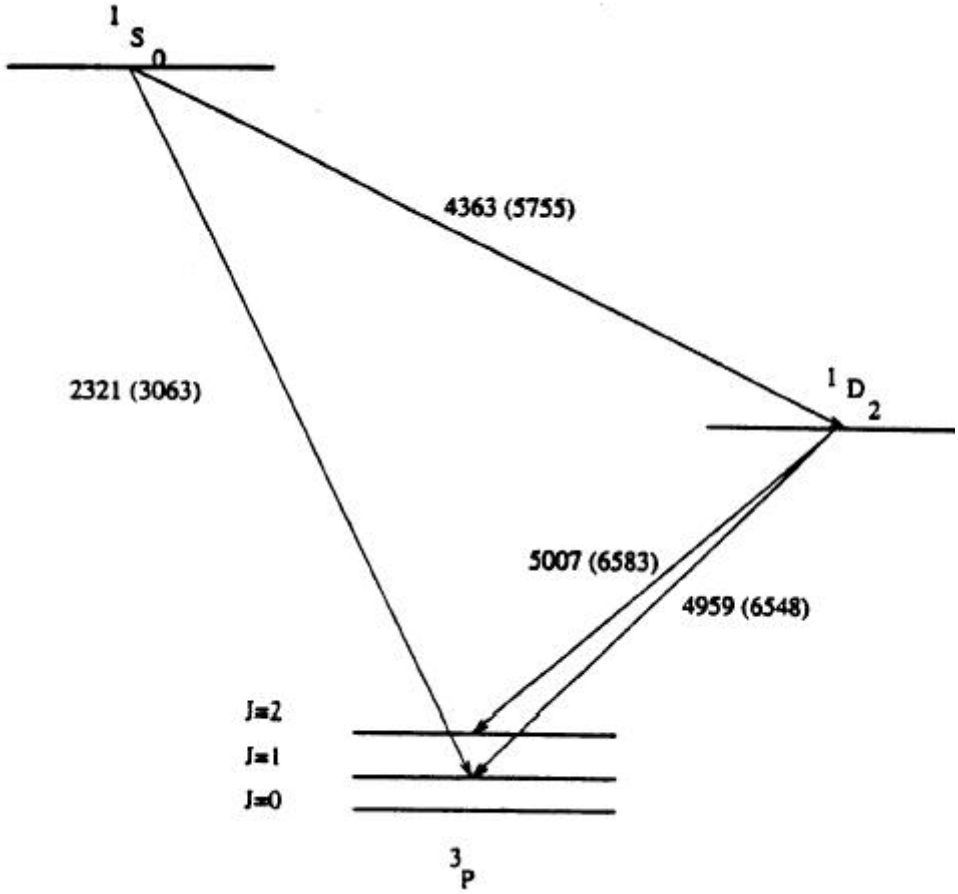

图 6.21　O^{++}和 N^{+}的部分能级图。图中的数字表 O III 各线的波长，括号内的数字表 N II 各线的波长，单位为 Å。

2. 窄线云的电子温度

禁线的强度比也可以用来推断窄线云的电子温度。通常用的是同一种离子的几条线。这些线起源于激发电势相差较大的能级，其碰撞激发率和碰撞去激发率对温度高度敏感。最合适的禁线包括[O III] λλ4363, 4959, 5007 和[N II] λλ5755,6548,6583。图 6.21 是它们的能级图。由于[N II]线较弱，实际上常用的是[O III]线。

流量比 F(λ4959+λ5007)/F(λ4363)非常敏感于 $^1S_0$ 和 $^1D_2$ 能级的碰撞激发率，因此，强烈地依赖于温度：

$$\frac{F(\lambda 4959+\lambda 5007)}{F(\lambda 4363)} \approx \frac{7.33\exp(3.29\times 10^4/T_e)}{1+4.5\times 10^{-4} n_e T_e^{-1/2}}. \qquad (6.77)$$

图 6.22 给出了流量比 F(λ4959+λ5007)/F(λ4363)与温度的关系。

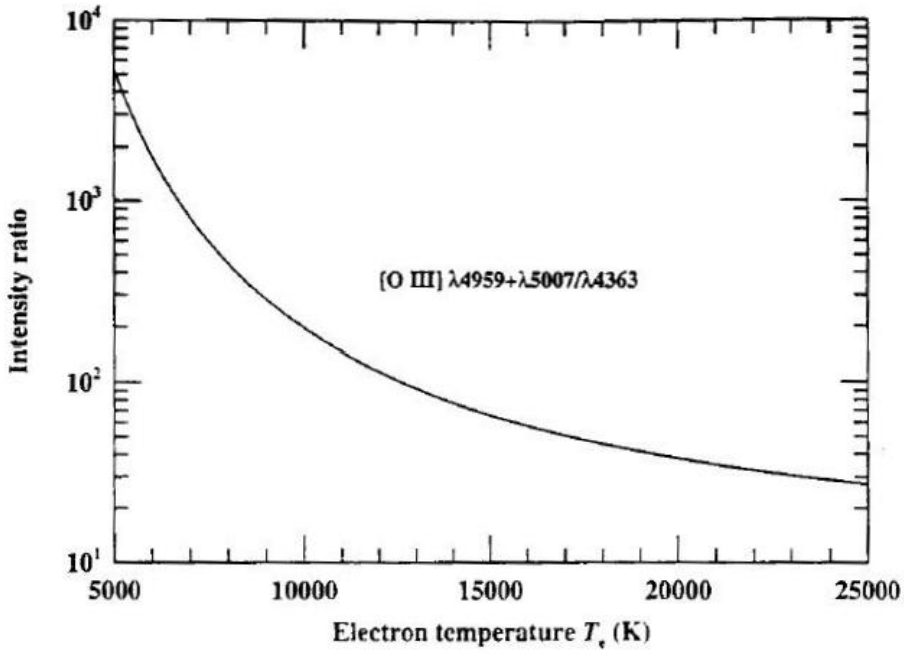

图 6.22　[O III]线流量比 F(λ4959+λ5007)/F(λ4363)与温度的关系。计算时取 n_e = 0.

3. 窄线区的尺度和云的质量

至今未探测到窄发射线的光变，这一方面使我们不可能利用反响映射来研究窄线区的尺度和结构，另一方面也说明窄线区离中心源非常远。然而，仍可利用发射线的强度来估计窄线区的尺度。

首选的发射线是 Hβ。这是一条复合线。由于它是氢的辅线系谱线，窄线云应该是透明的。因此，观测到的 Hβ 的流量简单地就等于所有物质发出的 Hβ 光子之和。

Hβ 的发射系数为

$$j(H\beta) = n_e\, n_p\, \alpha^{eff}(H\beta)\,\frac{h\nu_{H\beta}}{4\pi}$$

$$= 1.24\times10^{-25}\,\frac{n_e^2}{4\pi}\quad ergs\ s^{-1}\ cm^{-3}\ ster^{-1}. \tag{6.78}$$

上式中，$\alpha^{eff}(H\beta)$ 为 Hβ 的有效复合截面，同时，假定窄线云由纯氢组成且完全电离，$n_e \approx n_p$。Hβ 的总光度为

$$L(H\beta) = \iint j(H\beta)d\Omega dV = 1.24\times10^{-25}\,\frac{4\pi\varepsilon n_e^2 r^3}{3}\quad ergs\ s^{-1}\ . \tag{6.79}$$

其中，ε 为“填充因子”，即窄线云的总体积与窄线区体积之比；r 为窄线区外半径。由(6.79)得窄线区尺度

$$r \approx 19\,(\frac{L_{41}(H\beta)}{\varepsilon n_{e,3}^2})^{1/3}\ \ \mathrm{pc}, \tag{6.80}$$

其中，$L_{41}(H\beta) = L(H\beta)/10^{41}$，$n_{e,3} = n_e/10^3$。

利用(6.78)和(6.79)，还可求出窄线云的总质量为

$$M_{NLR} = \frac{4\pi}{3}\varepsilon r^3 n_e m_p = 7\times10^5 \frac{L_{41}(H\beta)}{n_{e,3}} \text{ M}_\odot . \tag{6.81}$$

4.窄线区的光谱

同宽线区一样，知道了窄线云在窄线区的分布后就可在光致电离模型的基础上求出窄线区的发射线光谱。图 6.23 给出窄线区的累计窄线辐射流[68]。计算时取电离辐射光度为10^{46} $erg\ s^{-1}$，U = 0.036, s = 1, $N = 10^5\ cm^{-3}$，$r_{in} = 10^{19.5}$ cm(参见§6.3.3)。

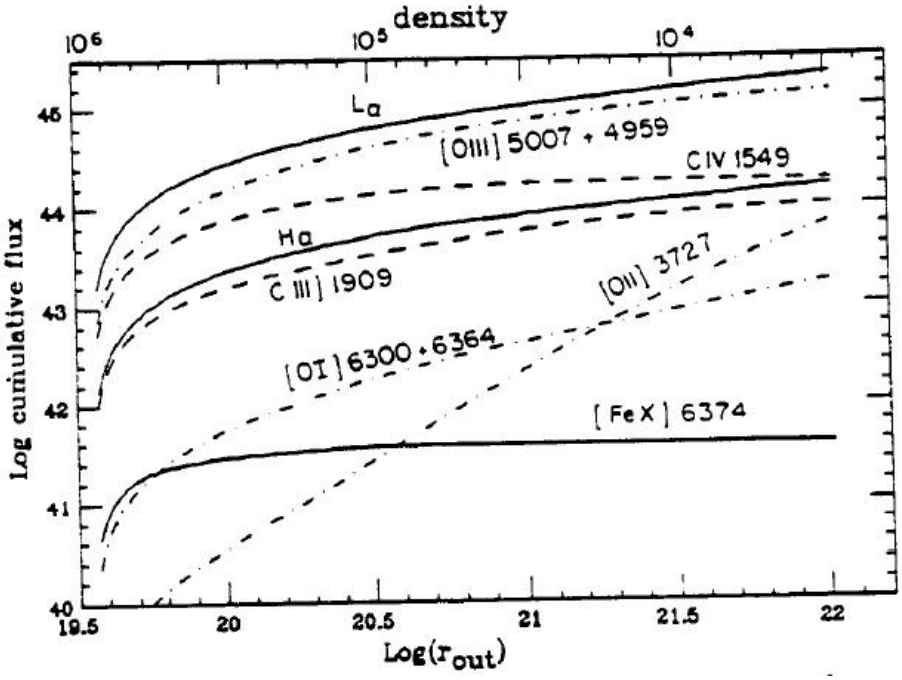

图 6.23 窄线区的累计线辐射流。取自 Netzer (1990)[68]。

5.窄线区的物理参数

从窄线谱和光致电离模型可以得到窄线区的参数如下。

电子密度 n_e: $10^{3-6}\ cm^{-3}$, 依据：禁线强度比。

电离参数 U: 0.01, 依据：谱线强度和光致电离模型。

温度 T: 10^4 K, 依据：禁线强度比。

柱密度 N(H I): >宽线区 N(H I), 依据：光致电离模型。

窄线区尺度: 0.1 kpc- >1kpc, 依据：光致电离模型。

云的运动速度: 100 - 1000 $km\ s^{-1}$, 依据：谱线宽度。

云的总质量: 10^6 M$_\odot$, 依据：发射线强度。

§6.4.2 窄线区的形态

窄线区离中心源比较远，对于邻近的活动星系核，可以利用哈勃空间望远镜甚至地面望远镜对窄线区进行直接的发射线成像观测，研究其形态和结构。常用的方法是利用一带通滤波器对准某条发射线得到一个“在带像”(on-band image)，同时再用一带通滤波器对准该发射线附近的连续光谱得到一个“离带像”(off-band image)。从“在带像”中减去“离带像”，也就是消除连续谱的影响，于是得到发射线的像。如果能得到多条发射线的像，用两个发射线像相除，就可得到发射线比的“像”。通过发射线成像技术已成功地探测到一批 Seyfert 星系和 LINER 的窄线区[69-77]。

观测发现，窄线区的形态通常不是球对称的。有些窄线区具有轴对称形态，而且，如果该星系也探测到延展的射电辐射，窄线区的对称轴与射电辐射图的对称轴相重。这表明，产生窄线的气体与产生射电的非热等离子体之间存在某种联系。有些情况下观测到射电等离子体穿过寄主星系的星际介质时产生的激波，而且激波后的冷却区有很强的窄发射线。这意味着除了来自中心源的电离辐射外，激波的作用也需要考虑。

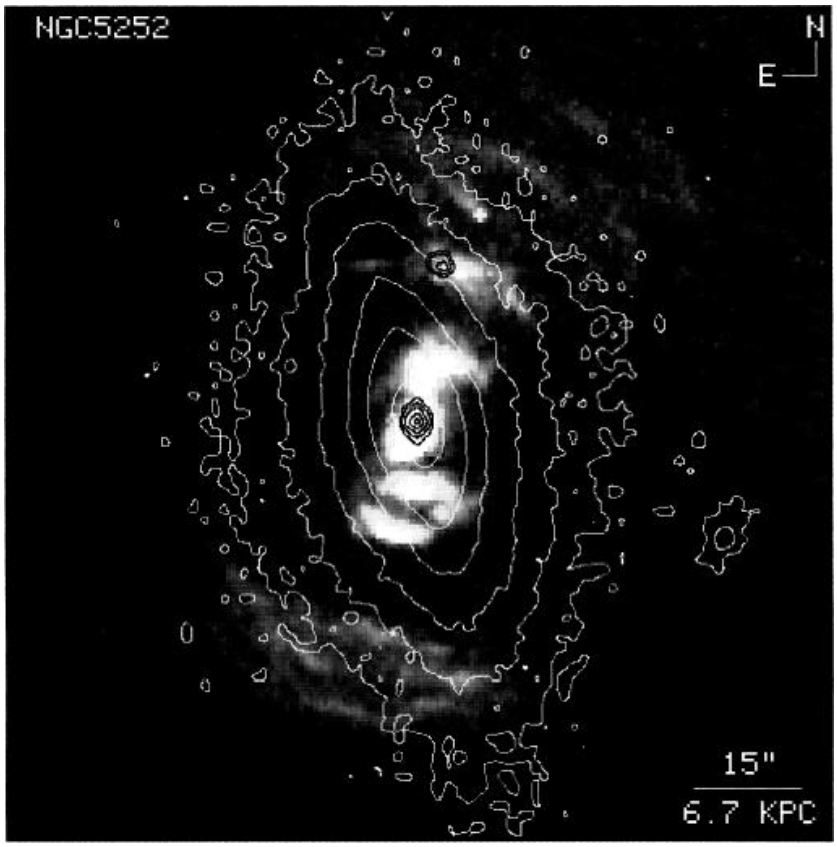

图 6.24　Seyfert 2 星系 NGC 5252 的[O III]λ5007 的像，可以清楚地看到电离锥。图中的线为连续性谱的等强度线。右下的标尺为 $H_0 = 75\ \ kms^{-1}Mpc^{-1}$ 时得到的数值。

在一些 AGN，特别是 Seyfert 2 星系中，观测到在天球切面上呈楔形的所谓“电离锥”(ionization cone)。电离锥的顶角在 30º -100º 之间。锥内区域的[O III]λ 5007/H_α 流量比大于 1，表明锥内气体是被 AGN 连续谱电离的；而锥外区域的[O III]λ 5007/H_α 流量比很小，表明锥外气体是被星光所电离。电离锥可以是单边的，也可能是双边的。电离锥的存在表明电离连续谱并非各向同性。电离锥从窄线区可以延伸到离中心很远的区域，形成延伸的窄线区(extended narrow line region, ENLR)。典型的如 Seyfert 2 星系 NGC 5252(见图 6.24)[69]。

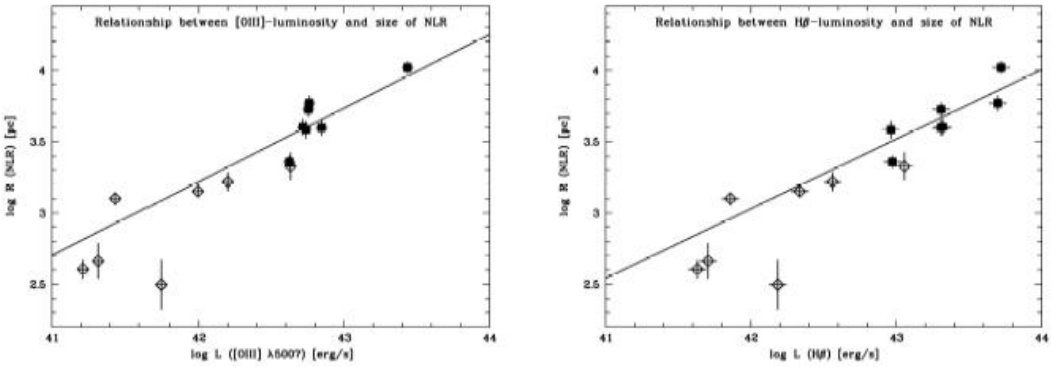

图 6.25 窄线区半径 R 与发射线光度相关。实心的为类星体；空心的为 Seyfert 星系。

左图为 R 与[OIII]λ5007 光度的相关：R$\propto L_{[OIII]}^{0.52}$；右图为 R 与 $H\beta$ 的相关：R$\propto L_{H\beta}^{0.49}$.

窄线区的结构非常复杂。发射云的形状各种各样，如块状、纤维状、“结”等。对窄线区气体的速度场的研究表明，发射云的运动主要是引力支配下的轨道运动。但近年来利用哈勃空间望远镜对一些邻近的 Seyfert 星系(如 NGC 1068, NGC 4151 等)进行了仔细的研究，发现窄线区气体的运动非常复杂，肯定存在外流等非引力运动[78-80]。

类星体非常遥远，对其进行发射线成像研究非常困难。但近年来也成功地探测到类星体的窄线区。Bennert et al.(2002)[81]利用哈勃空间望远镜对 7 个最亮的 PG 类星体(z < 0.5)进行了观测，得到了它们的[O III]λ5007 发射线像。其中的两个类星体的窄线区有致密的纤维状结构，类似于 Seyfert 星系。结合已有的 Seyfert 星系资料，他们发现，窄线区的尺度与[O III]λ5007 发射线光度的平方根成正比(图 6.25)，类星体的窄线区比 Seyfert 星系的大。