

关于类星体宇宙学红移的新证据和新认识

周又元

(中国科技大学天体物理研究室)

邓祖淦

(中国科学院研究生院物理教研室)

提 要

自对类星体红移解释发生激烈争论以来,近7、8年新的观测证据、统计分析和理论解释,都是有利的宇宙学红移解释的。它们包括:

- a) 与类星体红移相等但光学光度弱得很多的成协星系的系统观测和结果;
- b) 引力透镜事例的发现和解释;
- c) 标准烛光化后获得的视星等-红移关系;
- d) 标准宇宙模型下解释了类星体发射线红移分布;
- e) 射电子源间最大角径 θ 与红移图上上包络线的存在;
- f) 理论上给出了可能的产能机制和传能过程,并获得新的观测证据。

但是与类星体红移不等的星系成协事例,仍有待深入观测和进一步研究。

一、引 言

人们通常把类星体描述为“谜”,是因为刚发现它就遇到了发射谱线认证不出的困惑。1963年Schmidt确定类星体有比星系大得多的红移,又遇上了红移起因不解之谜。以后研究的中心问题之一始终是围绕解决类星体红移本质进行的。由于类星体是一种大红移小尺度的天体,如红移是宇宙学的,它们应是最远又最亮的天体。从产能机制考虑,早在1964年Terrel^[1]和1966年Hoyle和Burbidge^[2]就提出它们是从银河或近邻亮星系抛出的。以此为发端发展成为内禀红移说。尽管大多数人从对星系宇宙学红移的置信而相信类星体红移也是宇宙学的,内禀红移说在引力红移起因遭否定后又提不出象样的物理理论说明一致性红移的存在,但两种观点的对立始终存在着。

问题首先是内禀红移说对宇宙红移说诘难开始。它包括:(1)从观测上找出与类星体成协但具有不同红移的星系或类星体,反证宇宙膨胀至少不是类星体红移的唯一起因;(2)从统

1984年8月31日收到。

本文系在上海天体物理前沿讨论会上的报告。

计分析上看,一方面,全部类星体在 Hubble 图上形成相当弥散的一团,不能获得在星系中已广为检验的 Hubble 关系。另一方面,类星体的发射线红移分布和吸收线红移分布中的峰、谷、起伏以及可能的周期性,与宇宙学原理下类星体在空间中的光滑分布不相容;(3)从理论上,按宇宙学红移,类星体是小尺度高光度天体,因而不能用通常星系中的产能机制解释。如此高效产能机制曾是内禀红移说怀疑宇宙学红移的主要原因。

至今,对这些疑难的解释已有相当进展。首先,在统计分析上的成功是可观的。经过分类和选择能表征光度的可观测量的标准烛光手续,类星体在 Hubble 图上也表现为一系列线。最近,考虑到证认红移中出现的选择效应的影响,在标准宇宙模型框架下非常满意地解释了类星体的红移分布。尽管在类星体与星系成协以及在类星体成对上未能完全否定内禀红移说,但已提出了证实宇宙学红移成协的新的观测证据。与此同时,一些其他的观测事实和统计分析,也是有利于宇宙学红移的。例如,进一步确认了类星体与活动星系在许多方面的连续性,射电子源间最大角径与红移关系,引力透镜事例的发现及其模型的解释。许多新的观测现象似乎是支持类星体的黑洞吸积模型,为最终解决产能和转能机制问题开拓了前景。

在这些新认识新证据中,我们认为这两种统计分析是关键的,因为它涉及到大多数甚至全部类星体的性质。而类星体与星系的成协,对宇宙学红移解释却是最敏感、可能是最有决定性的观测。理论上完善的解释尽管是可以暂缓的,但也是不可少的。因此,本文的内容包括:视星等红移关系的研究;讨论类星体的演化;类星体 X 射线光度的统计性质;类星体的发射线红移分布;类星体与星系的成协现象;类星体宇宙学红移的其他观测证据等。

二、Hubble 图

星系经过分类以及标准烛光手续后,在视星等红移图上表现为一组斜率为 5 的直线。这确凿地表明星系的红移是宇宙学的。但是整个类星体在 Hubble 图上却为弥散的一团,完全显示不出任何 Hubble 关系的迹象。七十年代以来在确认类星体 Hubble 关系上有明显进展。这主要是采用了以下方法:

(1) 最大光度法:整个类星体中在每一适当红移间隔中取最大光度的类星体,其视星等与红移间存在 Hubble 关系^{[3], [4]}。

(2) 分类法:按射电陡谱^[5]、CIV 线等值宽度相近的射电平谱^[6]、强闪烁射电源^[7]、弱光变源^[8]、能被 VLBI 分辨的致密源^[9]、弱光变强闪烁源^[10]归类后,视星等红移间有明显的关联性。

(3) 分类并加光度特征参量法:采用射电展源子源间最大线径^{[11], [12], [13]},射电平谱的 CIV、Mg II、 L_a 线等值宽度^{[14], [15], [16]},光学平谱的 CIV、 L_a 线的等值宽度^[17]作为光学光度特征量,在这些参量为确定值时,亦可得到视星等红移之间的相关性。

这些相关性的相关系数有的高达 0.8 甚至 0.9 以上。这些结果是对不同类型类星体分别得到的,视星等红移间相关性肯定了类星体红移是宇宙学的,且有相当的普遍性。

但是这些工作中决定的 a_0 因子,可靠性较差,这是因为:

(i) 由于分类、取最大光度类星体等原因,使每一检验中最后选用的样品数往往较少;

(ii) 选择效应影响讨论不充分;

(iii) 最重要的一点是类星体的演化往往未予考虑。

展望未来工作, 为了决定 q_0 , 必须首先考虑到宇宙演化的效应, 而此问题的解决涉及到观测不同频段不同极限星等的类星体的完整资料, 这将在下一节中仔细讨论。

类星体 Hubble关系的最新报道是关于光变类星体的^[19]。正是由于视星等随时间变化而增加它在Hubble图上的弥散。Pica和Smith经过13年对130个类星体的长期监视, 获得了每一个类星体的平均、最大、最小视星等。结果在Hubble图上射电光变类星体($N=80$)弥散较小, m 与 $\log Z$ 间的相关系数 $\gamma=0.88$, 残差 $\sigma=0^m.37$, 斜率为4.66。如果采用最大光度法, 将 $\log Z$ 划分为包含类星体数相同的间隔, 考虑到最弱极限星等以及红移小时没有足够体积能发现大

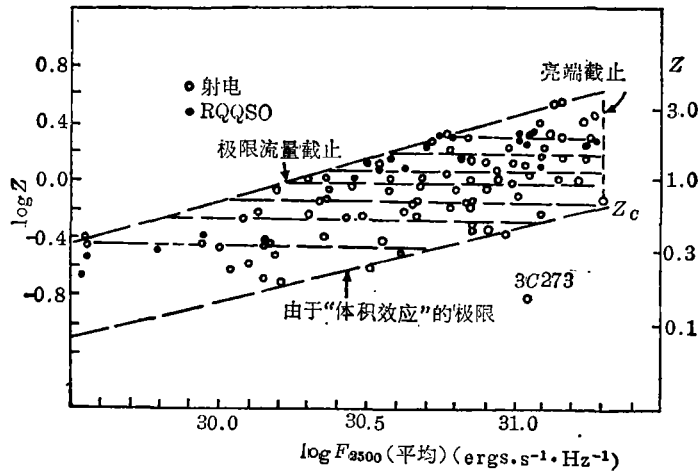


图1 光变类星体的光度—红移图。右边竖线表最大光度的存在和数值。两条斜线表示选择效应的影响。

光度类星体这两种选择效应 (图1), 并考虑到类星体密度演化的改正, 这 8 个间隔中最亮类星体的平均视星等与 $\log Z$ 相关性达 $\gamma=0.99$, $\sigma=0^m.28$, 斜率为5.10。

众所周知, 待证的视星等红移关系应为

$$m = M + 5 \log A(Z) - 2.5(1 + a) \log(1 + Z) + 43.89, \quad (1)$$

其中第三项为谱指数为 a 幂律分布下的 K 修正, H_0 选为 $50 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{Mpc}^{-1}$, 而 $A(Z)$ 是光度距离

$$A(Z) = Z \left\{ 1 + \frac{Z(1 - q_0)}{[(1 + 2q_0Z)^{\frac{1}{2}} + (1 + q_0Z)]} \right\}. \quad (2)$$

(2)式由Mattig公式导出, 但更方便地应用于 $q_0=0$ 情况。如考虑类星体的演化和选择效应, 则(1)式中 M 也是 Z 的函数, 欲知 $M=M(Z)$ 必须了解类星体演化性质。

另一方面, 上述方法应用到射电宁静类星体(在类星体中占大多数)特别是类星体光学计数样品, 还往往有些困难。图2是用有缝技术决定5个光学选择类星体巡天的Hubble图^[19], 图3是用无缝技术决定0112—35天区光学选择类星体的Hubble图(数据取自[21])。他们的弥散相当大, 目前测量其他特征量也是不现实的, 一种巡天又往往取 Δm 较窄的范围。通常的

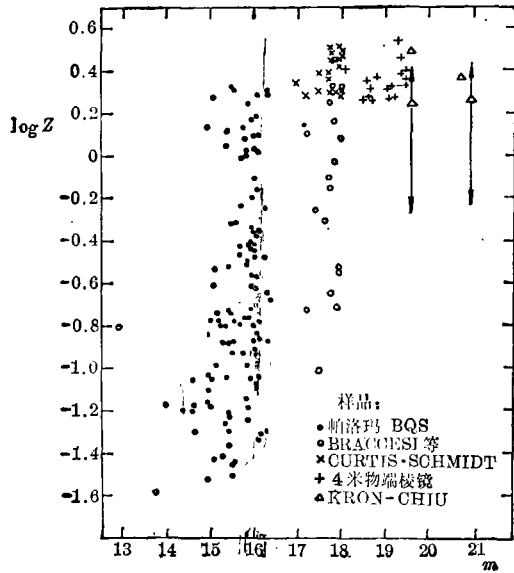


图 2 5 个用有缝技术决定红移光学巡天的Hubble图。

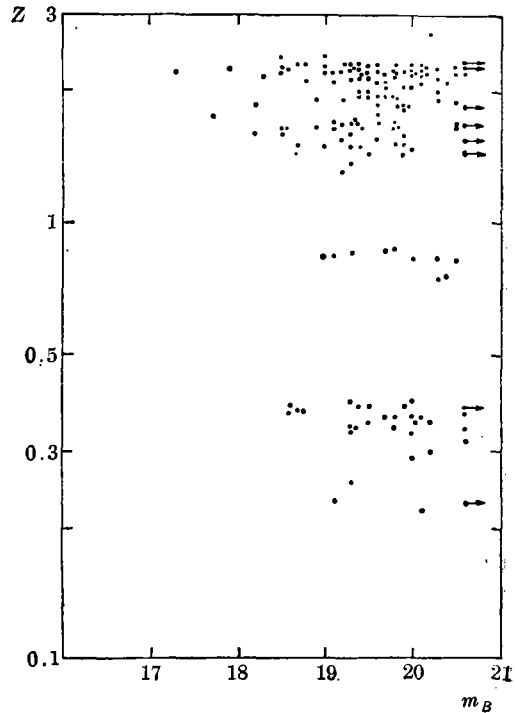


图 3 0112—05天区用无缝技术决定红移光学巡天的Hubble图。

研究办法是考查这些弥散代表点在 Hubble图上的分布, 并由此导出类星体的演化性质。在下一节我们将去研究类星体的演化性质, 这似乎是离题的, 但在第五节最后, 我们将发现这将是间接检验 Hubble关系中的重要一步。

三、类星体的演化和光度函数

类星体的演化首先是从射电源计数研究开始的。在类星体中射电类星体不及总数的10%, 而且即使最强的射电类星体射电光度也不足光学光度的1%。加之射电源计数中把射电类星体与其他射电源区分开来不是轻而易举的事。因此, 近年来的研究集中于类星体的光学计数。目前已发表的重要的光学类星体巡天约 10 种, 其中用有缝光谱准确而完整决定红移的则更少。由此获得的演化知识有较大的不确定性。但最近的进展仍是明显的。样品完整性仍是在观测中力争的目标。

上一节说明, 类星体在 Hubble图上的分布, 表明它在宇宙中的分布及密度、光度的演化。决定这种分布可用 $m-\log Z$ 图上的点的密度来表示, 亦 $n(m, Z)dmdZ$ 。如果假定 Hubble关系(1)式成立, 则可将 Hubble图上点分布等价于用 $\Phi(M, Z)$ 表示,

$$n(m, Z)dmdZ = \Phi(M, Z)dMdV, \quad (3)$$

其中 dV 是 $Z-Z+dZ$ 间宇宙的共动体积元。如果由巡天数据定出 $\Phi(M, Z)dMdV$, 则问题就解

决了。从图 2、图 3 可见, 它在 Hubble 图上的点往往是不完整的。通常采用的办法是先假定 $\Phi(M, Z)$ 形式, 再定参数使之与巡天结果弥合。

$\Phi(M, Z)$ 有两种极端情况

(i) 纯密度演化

$$\Phi(M, Z) = \Phi(M, 0)\rho(Z), \tag{4}$$

其中 $\Phi(M, 0)$ 是本地光度函数。

(ii) 纯光度演化

$$\Phi(M - 2.5 \log L^*(Z), Z) = \Phi(M, 0), \tag{5}$$

亦 $L(Z) = L(0)L^*(Z). \tag{6}$

$\rho(Z), L^*(Z)$ 的具体形式可以采用幂律形式 $(1 + Z)^{\beta}$ 或指数形式 $10^{+\beta\tau(Z)}$, τ 是以宇宙寿命为单位的传播的时间。无论采用什么形式, 常用调整演化函数参量使满足

(i) 密度权重光度体积检验值 $\langle V'/V'_m \rangle$ 与 0.50 偏差在 $\sigma = (12n)^{-1/2}$ 之内,

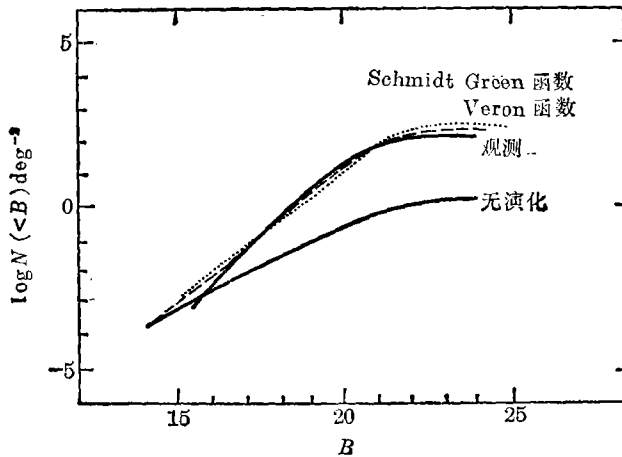


图 4 累积数面密度与星等关系的观测结果同Schmidt-Green计算结果、Veron计算结果的比较。

(ii) 观测决定的 $\log N(<B) - B$ 关系。累积数面密度 $N(<B)$ 与 B 的关系可从现有 5 个不同极限星等用有缝光谱决定红移值的光学计数巡天结果得到^[20](见图4)。图中在 $B < 20^m$, 斜率 $b = d \log N(<B) / dB = 0.90 \pm 0.05$, 它是宇宙演化率的估计。利用演化性质可以计算 $N(<B)$ 曲线。在考虑纯密度演化, 或纯光度演化, 演化函数简单地取幂律形式或指数形式, 调整参数往往可与 $\log N(<B) - B$ 曲线的直线部份大体一致。为全部弥合, 往往用更复杂的形式。现介绍两个最新的演化函数。一是 Schmidt 和 Green 函数^[19]。根据亮类星体巡天 ($B < 16^m, 16$), 考虑到 $\langle V/V_{max} \rangle$ 明显地依赖于光度(见表 1),

表 1 $\langle V/V_{max} \rangle$ 与 M 关系

$M^{(q_0=0, 1)}$	- 30.6 — - 26	- 26 — - 24	- 24 — - 23	- 23 — - 20.7
$\langle V/V_{max} \rangle$	0.78	0.66	0.51	0.49

应假设其为纯密度演化, 形式为

$$\Phi(M, Z) = \Phi(M, 0) \exp[k(M_0 - M)\tau(Z)] \quad (6)$$

当 $M > M_0$ 时, $k = 0$ 。 M_0, k 参数为 $M_0 = -20$ 或 $-23, k = 2-4$ 。 同样, $\tau(Z)$ 是光传播的时间,

$$\tau(Z) = \begin{cases} 1 - (1+Z)^{-3/2} & q_0 = 0.5 \\ 1 - g(Z)/g(0) & 0 < q_0 < 0.5 \end{cases} \quad (7)$$

其中 $g(Z) = a(Z) - \frac{1}{a(Z)} - 2 \ln a(Z)$ (8)

$$a(Z) = \frac{q_0^{-1} - 1 + Z}{1 + Z} + \sqrt{\frac{(q_0^{-1} - 1 + Z)^2}{(1 + Z)^2} - 1} \quad (9)$$

$\Phi(M, 0)$ 是本地光度函数, 据亮类星体计数已经列表给出它的数值, 可参见[19], 亦可见图 5。 图 5 是 $\Phi(M, Z)$ 的形式, $Z=0$ 就是 $\Phi(M, 0)$ 。 用(6)式计算的 $N(<B)$ 在图 4 上表为点线, 与观测结果相当吻合, 特别在 $B > 21^m$ 的曲线变平表现出来。 计算的密度权重 $\langle V'/V'_{\max} \rangle$ 亦在 0.50 附近。

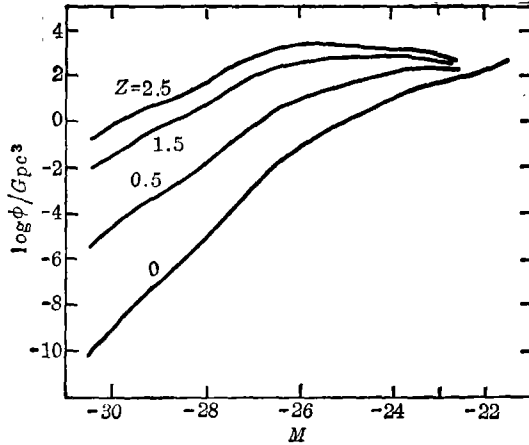


图 5 Schmidt-Green 演化函数与 M 和 Z 的关系。最下面一条线是本地光度函数 $\Phi(M, 0)$ 。

另一是 Veron 函数^[20], 其中密度演化、光度演化同时存在。其本地光度函数形式与 Schmidt Green 的 $\Phi(M, 0)$ 相同, 解析形式为

$$N(>L) = 10^{-10.57} \frac{1}{\left(\frac{L'}{L_0}\right)^{2.7} + \left(\frac{L'}{L_0}\right)^{4.8}} \text{ (Mpc}^{-3}\text{)} \quad (10)$$

其中

$$L' = L'(L, Z) = [L_1 + (L - L_1) \times 10^{-\varepsilon(Z)}] \times 10^{-0.4 \times \Delta B} \quad (11)$$

L_1 是对应 $M_1 = -21^m.7$ 的光度 (暗于类星体通常的最暗星等 $M = -24^m.0$)。 ΔB 是由发射线和吸收线进入 B 带而引起的改正量。

$$\varepsilon(Z) = k \times \tau(Z) \times \left[1 - \left(\frac{Z}{2.3} - 1 \right)^2 \right], \quad (12)$$

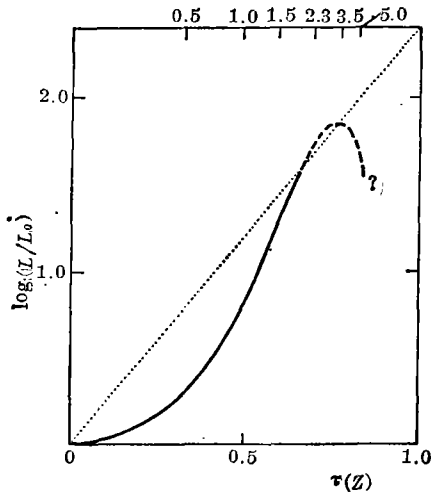


图6 Veron 光度函数与 Z 的关系。点线表指数演化。虚线是实际可能出现的在高红移的光度反转演化。

其中 $\tau(Z)$ 形式, 意义与(7)式相同, 对 $q_0=0$

$$\tau(Z) = \frac{Z}{1+Z}. \quad (13)$$

k 是参数, 定为 $k=2.4$ 。(12)式最后因子的引入是为了保证 $\log N(<B)-B$ 曲线的高斜率。图4的虚线也画出了计算的 $\log N(<B)-B$ 关系, 与观测结果吻合亦相当好。图6是光度演化曲线, 与指数演化率(点线)相比表明, 在低红移演化更慢, 在中红移演化变快, 在高红移可能存在反向演化, 以解释极高红移的类星体难以发现。

近年来, 类星体光学巡天工作开展较多, 但是由于巡天样品完备性有待改进, 而且有第五节中所讨论的红移证认中的选择效应未加考虑, 因此, 无论观测或是分析都有待进一步提高。

四、类星体X射线光度的统计性质

自1979年爱因斯坦天文台观测的活动星系核资料陆续发表以来^{[22-24], [26], [27]}, 至今测出X射线流量的类星体已超过400个, 从而使在X射线波段研究类星体进入统计分析阶段。现只列出能证实类星体红移起源有关的事实与分析。

1. X射线流量与光学流量之间存在弱相关^[24], $\gamma=0.45$, 因此光学Hubble图上成功之处也将大体带入X射线Hubble图。

2. 3CR射电选择类星体的X射线光度弥散最小, 光学光度次之, 射电光度最大。今又发现对光学选择类星体和X射线选择类星体亦有此结果^[25]。图7是射电类星体、光学选择类星体、X射线选择类星体的光学Hubble图与X射线Hubble图。显然, X射线Hubble图弥散小于光学Hubble的弥散(其数值取自文[26]、[27])。数值特征为射电选择类星体 $\gamma_x = -0.82$, $\gamma_{op} = -0.68$; 光学选择类星体 $\gamma_x = -0.59$, $\gamma_{op} = -0.53$; X射线选择类星体 $\gamma_x = -0.67$, $\gamma_{op} = -0.61$ 。正如光学光度弥散小于射电光度弥散、采用光学Hubble图检验类星体 $m-\log Z$ 关系一样, 在大量X射线流量累积以后, 在X射线Hubble图上获得较好的Hubble关系。例如对3CR射电类星体进一步分类取射电陡谱, 则 $\log l_x$, $\log l_0$, $\log l_R$ 与 $\log Z$ 的相关系数分别为 -0.82 、 -0.58 、 -0.09 ^[25]。这表明起源于类星体核心部分的X射线是类星体的基本辐射, 这是有利于黑洞模型的。

3. 文[28]曾得到类星体的X射线光度 L_x 与 $\log Z$ 的相关性。文[27]对X射线选择类星体, 采用 $\langle V_e/V_o \rangle = 0.5$, 定出X光度演化函数为

$$L_x(Z) = L_x(0)e^{-4.85\tau} \quad (14)$$

其中, $q_0=0$, $\tau=Z/(1+Z)$ 。

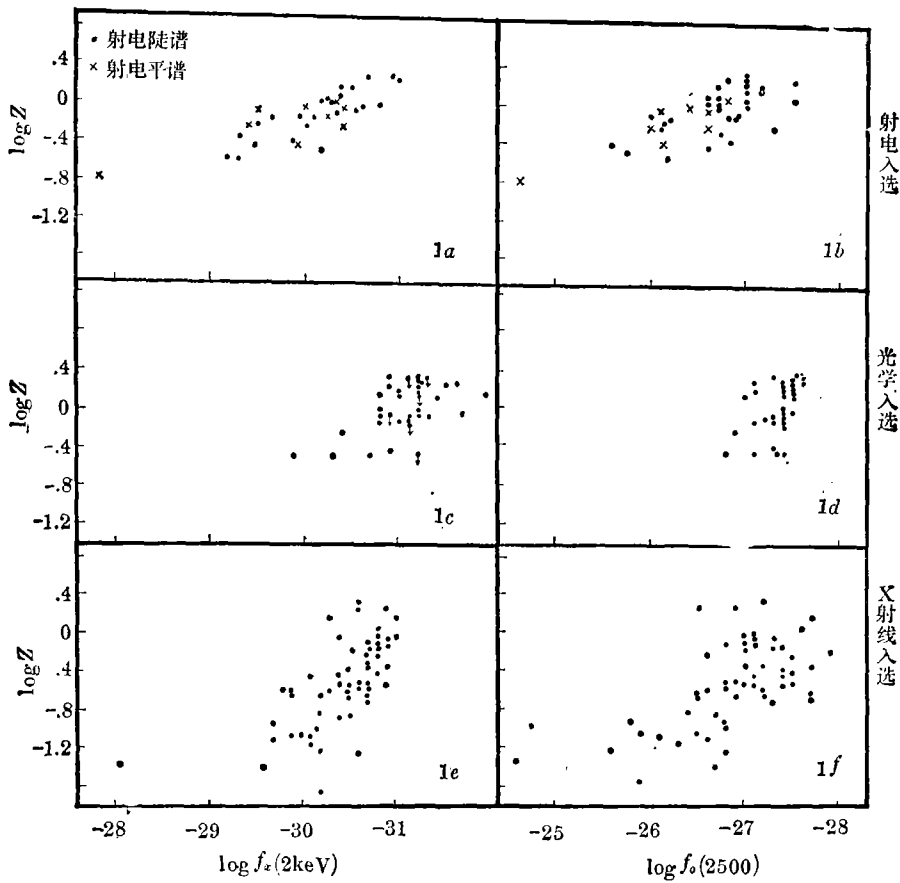


图7 对射电选择、光学选择、X射线选择三类星体的X射线Hubble图与光学Hubble图的比较。

4. 弥漫的X射线背景主要是分立X射线类星体的贡献，计算值达80%，至少为50%^[26]，这显然是对类星体红移的宇宙学起源的支持。

五、类星体发射线红移分布

类星体发射线红移分布中出现明显的峰、谷，这似乎与均匀各向同性的宇宙学原理不相容。因此，对出现的峰、谷作出解释，已成为类星体宇宙学红移的最大困难。为了解决这种明显的矛盾，应该看到造成类星体的此种红移分布，除了取决于红移的两种可能物理本质以外，还受到观测中选择效应的影响。这种影响曾被一些作者注意过^[29-31]，但由于缺乏细致而严格的分析，以致未能使宇宙学红移得到完全确认，直到最近它仍是对宇宙学红移怀疑的主要理由^[32]。1983年以来，包括作者在内的一些工作^{[33], [34], [35]}，基于宇宙学红移假设，充分论证并仔细计算红移证认中的选择效应，完善地解释了类星体的红移分布。下面介绍这几篇文章的出发点以及主要结果。

类星体红移分布函数 $f(Z)$ 可以表为

$$f(Z)dZ = P(Z)Q(Z)dZ \quad (15)$$

$P(Z)$ 是真正的类星体红移分布, 按内禀红移说和宇宙学红移说, 它有不同的意义和形式。而 $Q(Z)$ 是与红移有关的选择效应引起的因子, 它包括两个部分

$$Q(Z) = R(Z)D(Z) \quad (16)$$

其中 $D(Z)$ 是由于存在观测的极限视星等引起的选择效应。 $R(Z)$ 是证认谱线中选择效应所贡献的部分。这种选择效应主要表现在, 在固定光学窗口中观测不同波长的特征谱线会造成证认结果优选于某些红移的类星体。证认红移往往需要一系列谱线, 因此, 它可进一步分解为

$$R(Z) = \sum_{i=1}^m R_i(Z)dZ + \sum_{i < j=1}^m R_{ij}(Z)dZ + \sum_{i < j < k=1}^m R_{ijk}(Z) + \dots \quad (17)$$

其中 $R_i(Z)$, $R_{ij}(Z)$, $R_{ijk}(Z)$ ……分别是红移为 Z 的类星体中认证出只有第 i 条线, 仅有第 i 条、第 j 条两条线, 有第 i 、第 j 、第 k 三线共存的几率密度。它们的形式有赖于大气光学窗口、仪器频率响应、乳胶的感光特性等。如设 $S(\lambda)$ 为这些因素的综合归一化波长响应函数, 由其定义可得

$$R_i(Z) = \frac{N_i}{N} \frac{S[(1+Z)\lambda_{0i}]}{\int P(Z)D(Z)S[(1+Z)\lambda_{0i}]dZ}, \quad (18)$$

$$R_{ij}(Z) = \frac{N_{ij}}{N} \frac{S[(1+Z)\lambda_{0i}]S[(1+Z)\lambda_{0j}]}{\int P(Z)D(Z)S[(1+Z)\lambda_{0i}]S[(1+Z)\lambda_{0j}]dZ}, \quad (19)$$

$$R_{ijk}(Z) = \frac{N_{ijk}}{N} \frac{S[(1+Z)\lambda_{0i}]S[(1+Z)\lambda_{0j}]S[(1+Z)\lambda_{0k}]}{\int P(Z)D(Z)S[(1+Z)\lambda_{0i}]S[(1+Z)\lambda_{0j}]S[(1+Z)\lambda_{0k}]dZ}, \quad (20)$$

其中 N_i , N_{ij} , N_{ijk} ……表样品中认证出第 i 条, 第 i 、 j 两条, 认证出第 i 、 j 、 k 三条……的类星体数目。

(1) 红移证认引起选择效应 $R(Z)$ 的影响

为了求红移证认中选择效应引起的红移分布, 先假定 $P(Z)D(Z) = \text{const}$ 。这样当给出 $S(\lambda)$ 形式以后, 数出样品中的 N_i, N_{ij}, N_{ijk} ……就由 (17)–(20) 算出 $R(Z)$ 。进行求和时共有 66 种谱线^[33]。实际上只需决定红移证认中常用的关键线。它的必要条件是

(i) 这组谱线复盖全部样品红移范围;

(ii) 样品中每一类星体至少有一条谱线属于关键线;

(iii) 出现频度高, 最好要谱线强, 有特征。满足这些条件线的取法仍不唯一。为此做了多种选择, 最后视计算 $R(Z)$ 稳定性来决定入选谱线。结果得到的关键线是 $L_a 1216$ 、 $C IV 1549$ 、 $C III 1909$ 、 $Mg II 2798$ 、 $H_a 4861$ 、 $O III 5007$ 、 $O II 3727$ 。在计算中再加入 $Si IV 1397$ 、 $H_\gamma 4340$ 、 $Ne II 3426$ 、 $Ne III 3868$ 其结果已足够精确, 其他线的影响在计算中完全可以忽略^[33]。

$S(\lambda)$ 的最简单形式是

$$S(\lambda) = \begin{cases} \cos nt, & 3400 \text{ \AA} \leq \lambda \leq 7000 \text{ \AA} \\ \eta & \lambda < 3400 \text{ \AA}, \lambda > 7000 \text{ \AA}. \end{cases} \quad (21)$$

鉴于样品中测量窗口各不相同, 可将样品按光学窗口分类。第 α 子样品光学窗口为 $[\lambda_{\min}^{(\alpha)}, \lambda_{\max}^{(\alpha)}]$, 考虑边缘处测定灵敏度逐渐下降, 则 $S^{(\alpha)}$ 表为^[34]

$$S^{(\alpha)}(\lambda) = \begin{cases} A^{(\alpha)} \frac{\lambda - \lambda_{\min}^{(\alpha)}}{250} & \lambda - \lambda_{\min}^{(\alpha)} \leq 250 \text{ \AA} \\ A^{(\alpha)} & \lambda - \lambda_{\min}^{(\alpha)} \geq 250 \text{ \AA}, \lambda_{\max}^{(\alpha)} - \lambda \geq 250 \text{ \AA} \\ A^{(\alpha)} \frac{\lambda_{\max}^{(\alpha)} - \lambda}{250} & \lambda_{\max}^{(\alpha)} - \lambda \leq 250 \text{ \AA} \\ 0 & \lambda < \lambda_{\min}^{(\alpha)}, \lambda > \lambda_{\max}^{(\alpha)} \end{cases} \quad (22)$$

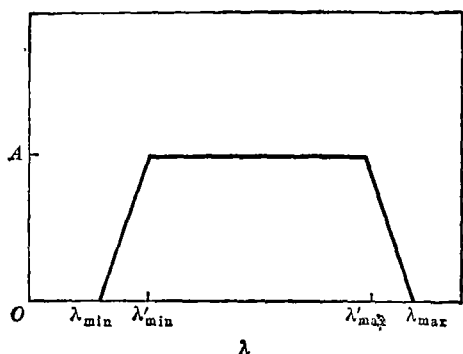


图 8 谱线的光学测量窗口的综合波长响应曲线。由观测定出 $\lambda'_{\min} - \lambda_{\min} = \lambda_{\max} - \lambda'_{\max} = 250 \text{ \AA}$ 。

如图 8 所示。计算结果 $R(Z)$ 与观测分布 $f_{\text{obs}}(Z)$ 比较见图 9，这是用无缝技术选择的类星体分布，以 $\Delta Z = 0.1$ 为间隔，两者间相关系数为 2.80。有缝技术决定红移 $R(Z)$ 与 $f_{\text{obs}}(Z)$ 的比较，相关系数为 0.78。这表明红移认证过程中引起的选择效应对类星体红移分布有决定性的影响，特别是对无缝技术决定红移类星体更是如此，已明显地露出几个峰。

(2) 标准模型下的计算结果

假定类星体红移是宇宙学红移，在标准模型下

$$P(Z) \propto \frac{4\pi c^3}{H_0^3} \frac{[Zq_0 + (q_0 - 1)(-1 + \sqrt{2q_0Z + 1})]^2}{q_0^4(1+Z)^6(1+2q_0Z)^{\frac{1}{2}}} g(Z). \quad (23)$$

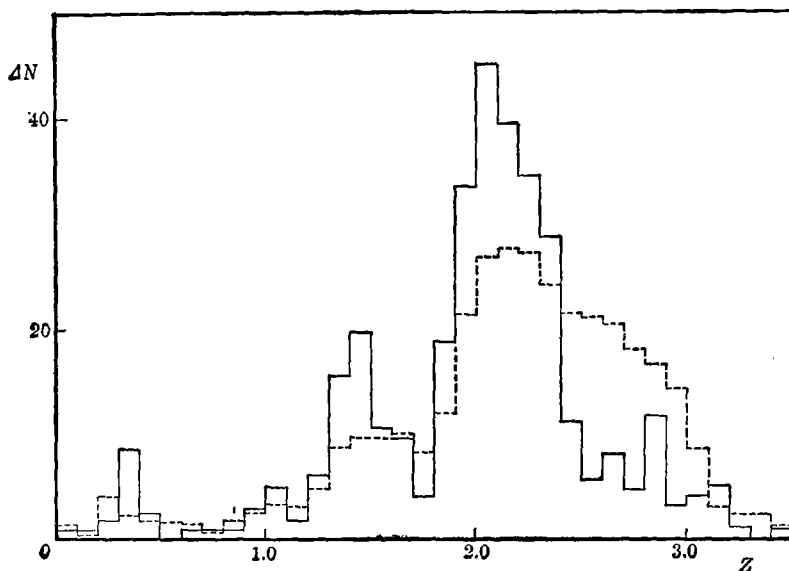


图 9 对无缝技术选择的类星体的红移分布直方图。实线是实测结果，虚线是只考虑红移认证中选择影响的结果。

如类星体不演化,

$$g(Z) \propto (1+Z)^3.$$

如类星体演化是幂律的,

$$g(Z) \propto (1+Z)^{\gamma+3}. \quad (24)$$

再看 $D(Z)$ 的形式, 它是由于存在极限视星等而引起的。按宇宙学红移, 红移是距离的指示, 当 Z 增大, 可看到的类星体数目减小, 所以 $D(Z)$ 是 Z 的单调下降函数, 因此可以唯象地将此假设为幂函数

$$D(Z) \propto (1+Z)^\delta. \quad (25)$$

$$P(Z)D(Z) \propto \frac{4\pi c^3}{H_0^3} \frac{[Zq_0 + (q_0 - 1)(-1 + \sqrt{2q_0Z + 1})]^2}{q_0^4(1 + 2q_0Z)^{\frac{1}{2}}} (1+Z)^{\beta-3} \quad (26)$$

当 $q_0=0$

$$P(Z)D(Z) \propto \frac{4\pi c^3}{H_0^3} Z^2 \left(1 + \frac{Z}{2}\right)^2 (1+Z)^{\beta-3}, \quad (27)$$

其中 $\beta = \gamma + \delta$ 是待定参数, 它决定类星体演化以及光度函数性质。将(18)–(20)式代入(26)(27)式可算出 $R(Z)$, 由(15)、(16)式可算出 $f(Z)$ 。

取 $q_0=0$, $\beta = -8, -10, -12$ 以及 $q_0=1/2$, $\beta = -8$, 对无缝技术选择出的类星体结果如下。

表 2

q_0	β	回归方程	γ	s
0	-8	$f(Z) = 1.116 + 0.829f_{obs}(Z)$	0.96	3.1
0	-10	$f(Z) = 1.137 + 0.885f_{obs}(Z)$	0.96	3.3
0	-12	$f(Z) = 0.622 + 0.925f_{obs}(Z)$	0.95	2.8
1/2	-8	$f(Z) = 1.269 + 0.878f_{obs}(Z)$	0.96	3.2

可见 $\gamma \geq 0.95$, $s \sim 3$ 明显小于 $\Delta Z = 0.1$ 平均样品数目 11, 更小于四个峰的平均高度 20, 而回归方程斜率近于 1, 截距很小, 因此 $f(Z) \doteq f_{obs}(Z)$ 。说明计算与观测符合得极好。图 10 是对 $q_0 = 1/2, \beta = -8$ 和 $q_0 = 0, \beta = -10$ 用无缝技术决定的红移分布与观测分布的比较, 明显地表示出 $Z = 0.4, 1.0, 1.4, 2.0$ 四个峰的位置, 其高度与观测一致。

对于非无缝技术选择的类星体分布, 计算与观测结果对比(图 11), $\gamma = 0.80$, 其结果不如无缝技术选择的类星体, 原因在于:

- (i) 样品均匀性要差得多;
- (ii) 有新的选择效应需考虑。

与观测结果相比主要差别在于:

- (i) 当 $Z = 0.7-0.8, 1.1-1.2$ 时, 观测上出现谷而计算中却是峰;
- (ii) $Z = 0.6-1.2$ 之间观测比计算结果普遍要高。前者可用在此两间隔中认证的关键线与天光线正好相重或相近从而漏认来解释^[34]。后者可用发射线经红移后进入 U、B、V 带,

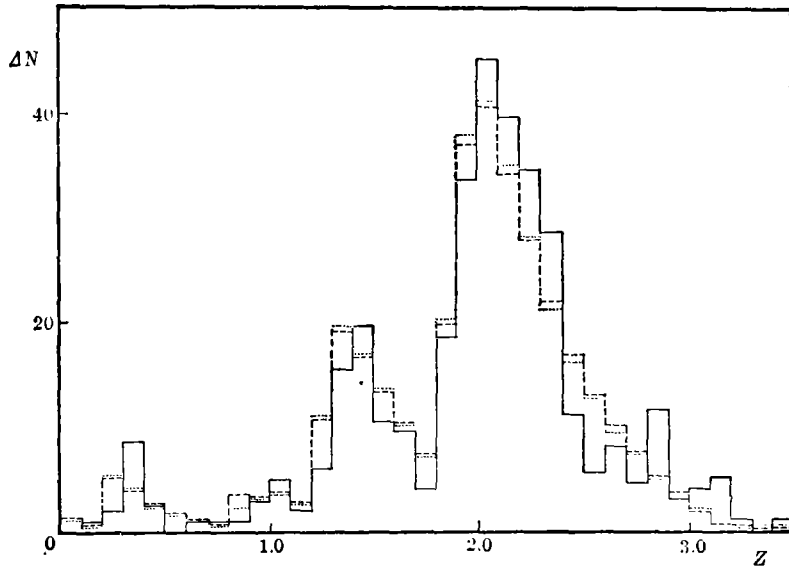


图10 用无缝技术选择的类星体红移分布计算值与观测值的比较。实线对应观测结果,点线对应 $q_0=0, \beta=-10$ 的计算结果,虚线对应 $q_0=1/2, \beta=-8$ 的计算结果。

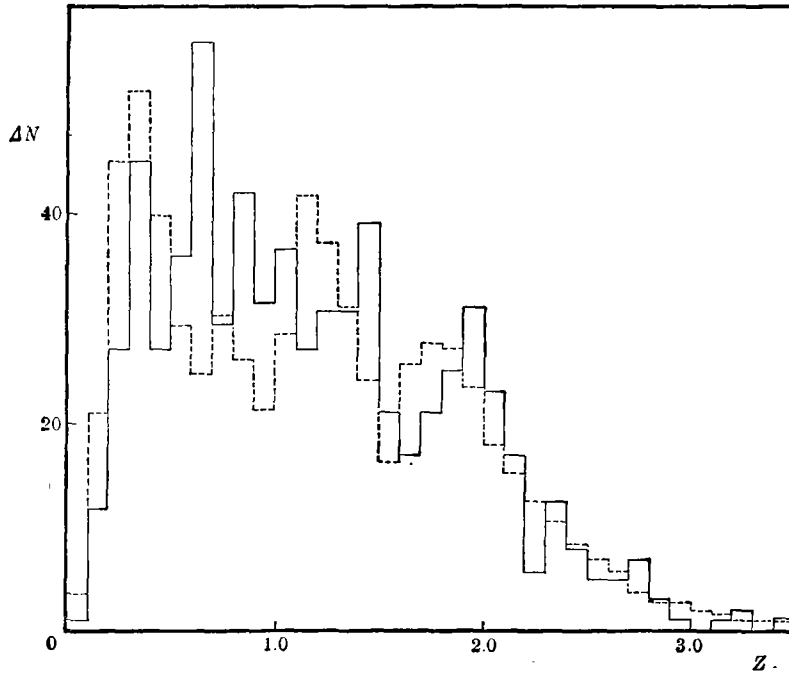


图11 非光选类星体红移分布的观测结果与 $q_0=0, \beta=-8$ 的计算结果的比较。

从而使 U-B 上升、B-V 下降导致接近主序星线, 而当挑选候选者时就漏认。计算表明, Z 在 0.8—1.2 间此种漏认最少, 从而使观测结果偏高^{[34], [31]}。考虑这些改正以后, 我们可以更完善地解释非无缝技术选择出的观测结果。对于全部类星体红移分布, 计算结果与观测比较见图 12, $\nu=0.86$, 两者符合得很好。

另外, β 参数决定类星体演化性质, 它应能解释 $N(<B)-B$ 图。我们发现用 $q_0=0, \beta=-10; q_0=1/2, \beta=-8; q_0=1, \beta=-8$ 得到 $P(Z)D(Z)$ 与 $N(<B)-B$ 图在 $B<21^m$ 时一致^[35]。这表明 β 参数的合理性。我们取 $P(Z)$ 的演化因子以及 $D(Z)$ 都是幂函数, 似乎过分简单, 但表征弱于 21^m 的累积数面密度函数仍是可行的。反之, 如取更复杂的形式如 (6) 式或 (10) 式, 则参数过多, 反而不能决定这些参量。

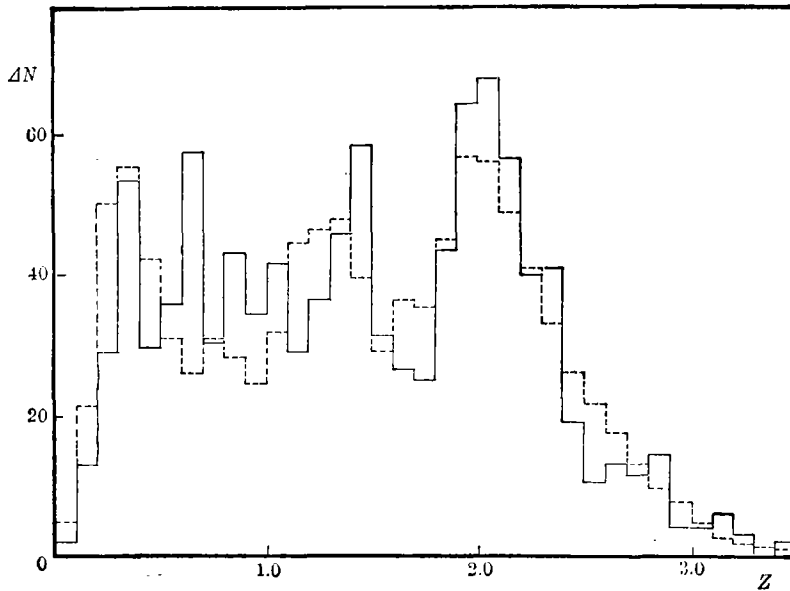


图12 全部类星体红移分布的观测结果与 $q_0=0, \beta=-8$ 的计算结果的比较。

从以上结果我们可以得到下述结论:

(i) 计算与观测惊人相符是对宇宙学红移的有力支持。计算是在标准模型下进行的, 因此也表明这个宇宙模型是可取的。

(ii) 计算中含有两个参量 q_0 与 β , 仅从类星体红移分布还不足以唯一决定 q_0 和 β 。但如果从类星体光学计数决定其演化性质, 而给出 β , 则由此可定出 q_0 。这是决定 q_0 的新方法。它的优点在于, 首先是考虑了类星体的演化, 其次它取决于全部类星体红移分布, 这样可使各种局部性因素减少到最小。

(iii) 光学计数类星体的Hubble图相当弥散, Hubble关系未能证实。我们说过正确的演化函数 $\Phi(M, Z)$ 应能解释 $\log N(<B)-B$ 关系, 但 B 与 M, Z 的关系是靠Hubble关系(1)式联系着的。因此, 如能用 $\Phi(M, Z)$ 至少解释另一个观测事实, 则就是对Hubble关系的间接证明。现已证明, 我们得到的 $P(Z)D(Z)$, 采用Hubble关系, 也能解释 $\log N(<B)-B$ 关系的大体

性质。而另一方面，用同样的 $P(Z)D(Z)$ 又非常满意地解释了类星体的红移分布。要使这两个观测结果相容，Hubble 关系是重要的一环，因而就间接地证明了 Hubble 关系的正确性。现在我们明瞭第三节讨论似乎离题的类星体演化，其目的在于间接证明光学计数类星体的 Hubble 关系。

(iv) 红移认证中的选择效应，在类星体红移分布中有重要作用，它是造成分布中起伏的原因。因此，在任何含红移的统计中它都可能起作用。例如将光学计算巡天结果直接应用于求得类星体分布和演化，就必须十分小心这种影响。

六、类星体与星系之间的成协现象

星系的宇宙学红移性质已经得到公认，因此决定类星体红移起因的最直接方法是研究与类星体物理上成协的星系的红移和光度。如果类星体红移是宇宙学的，则其红移应等于或近于与之成协的星系的红移，而其视光度应远大于后者的视光度。反之，如果类星体红移中含有内禀成份，其红移值要大于成协的星系的红移。1970年开始报道成协类星体与星系红移不等的事例^[36]，1971年起又报道了成协类星体与星系间红移相等的事例^{[37], [38]}，开始了两种观点的争论。起初争论焦点在于，首先完全确认物理上成协是困难的，Arp 发现 NGC4319 与成协类星体之间有亮桥^[39]，但紧接着就被否认^[40]。另外，对是否偶然成协的几率计算存在怀疑，往往这种小几率的结果被指责为是借助已被发现事例而决定参数的后验的计算，而非先验几率。

近年来证实类星体宇宙学红移最突出的进展是 Stockton 对与类星体成协星系的普查工作^[41]，为了能够记录到成协正常星系，必须选择类星体的红移不能太大。为了充分显示类星体是高光度的，类星体的视星等要充分亮。在 $Z < 0.45$ 、 $m_v < 19.12 + 5 \log Z$ 、 $-15^\circ < \delta < 55^\circ$ 限制下，共 27 个样品。普查发现，在 $45''$ 范围内 17 个类星体附近，可确定出红移的星系 25 个，其中 13 个星系的红移与成协的 8 个类星体红移差值 $c\Delta Z$ 在 $1,000 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$ 以内。计算由于偶然成协的几率 $\leq 1.5 \times 10^{-6}$ 。应该强调指出，几率的计算不是根据已知成协事例来决定星数，而是由正常星系性质及观测所决定的普查条件获得的，因此它不是后验概率。其后，观测上还进一步给出成协星系的星等，在 3C273 ($Z=0.158$) 周围的 12 个星系中，有 4 个星系红移在 0.158 附近，且比 3C273 暗 7—8 星等。这些结果表明，类星体红移也是宇宙学的，而且类星体的确是比星系亮得多的天体。

另一方面，持内禀红移观点的人，主要是 Arp，继续搜寻成协天体之间红移差别较大的事例。到 1983 年，这些事例中星系已累积达 100 个，而与之成协的类星体已近 200 个^{[32], [42], [43]}。随着事例的增多，Burbidge^{[32], [44]} 论证了成协事例与成协角径 θ 关系明显偏离类星体处背景位置偶然成协数 $\langle n \rangle$ 。

$$\langle n \rangle = 2.4 \times 10^{-7} N \Gamma(\langle m \rangle \theta^2) \quad (28)$$

其中 $\Gamma(\langle m \rangle)$ 是亮于 m 星等类星体在空间的面密度，以 $(\text{arc} \cdot \text{deg})^{-2}$ 为单位， N 是总试测数，取 300。表 3 是实测成协事例数 N_0 与偶然成协事例数 $\langle n \rangle$ 的比较。

表 3

$N_0/\langle n \rangle$		θ				
		$\theta \leq 1'$	$1' < \theta \leq 2'$	$2' < \theta \leq 3'$	$3' < \theta \leq 5'$	$5' < \theta \leq 6'$
m	$m \leq 17^m$	37	4	3	0.9	0.9
	$m \leq 18^m$	20	7	1	0.5	0.6
	$m \leq 19^m$	14	5	2	0.7	0.3
	$m \leq 20^m$	6.5	2.5	0.7	0.4	0.1

随着 θ 下降, $N_0/\langle n \rangle$ 增加。初看起来似乎有利于物理成协, 但进一步分析, 在 θ 大时 $N_0/\langle n \rangle < 1$, 且随着星等变暗 $N_0/\langle n \rangle$ 系统下降, 表明这可能是挑选成协事例中某种人为因素引起的, 例如选取了紧成协, 与亮类星体优先认证所致。而且 Arp 本人也认为, 由于观测时间不足而只挑选成协星系附近小天区来认证类星体^[43], 这当然影响要说明的 $N_0/\langle n \rangle$ 的统计含义。

比此有力的证据是成协事例中有至今较难用宇宙学红移解释的事例, 它们有以下特征:

(i) 多重性: 即有不止一个类星体与星系成协, 多达 6—10 个。这很难说明背景效应形成几率。

(ii) 线状结构: 这是多重结构的一种。成协类星体中有一些红移相同或相近, 且大体在一条线上, 部分还分居星系两侧, 有的不同红移类星体的线取向又非常接近。至今已发现的事例共 5 个。图 13 是 NGC2639 ($Z=0.0112$) 伴星系 ($Z=0.0056$) 附近的 10 个类星体^[45] 的可能结构。图 14 是三重星系 NGC3379 ($Z=0.0025$)、NGC3389 ($Z=0.0038$)、NGC3384 ($Z=0.0021$) 附近 8 个类星体^[46] 的可能结构。图 15 是 $\alpha=11^h40^m$ 、 $\delta=11^\circ$ 附近 6 个类星体的分布和红移^[47]。图 16 是图 15 按 Narlikar 建议的可能源区。

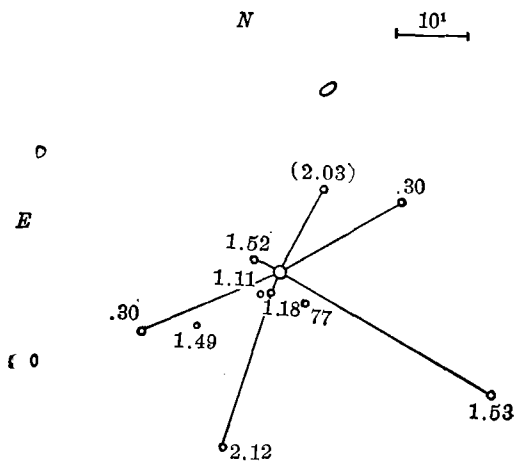


图13 NGC2639 伴星系附近10个类星体的红移和可能的结构。

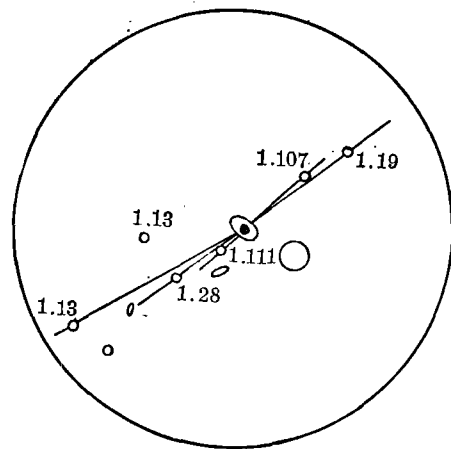


图14 三重星系 NGC3379, NGC3389, NGC3384 附近 8 个类星体的红移和可能的结构。

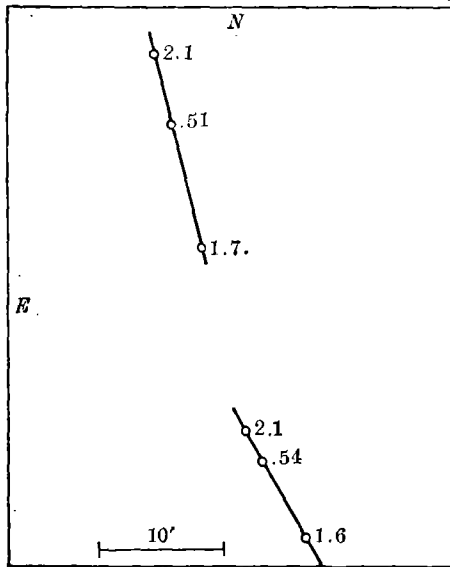


图15 $\alpha=11^{\text{h}}40^{\text{m}}, \delta=10^{\circ}$ 附近6个类星体的红移。

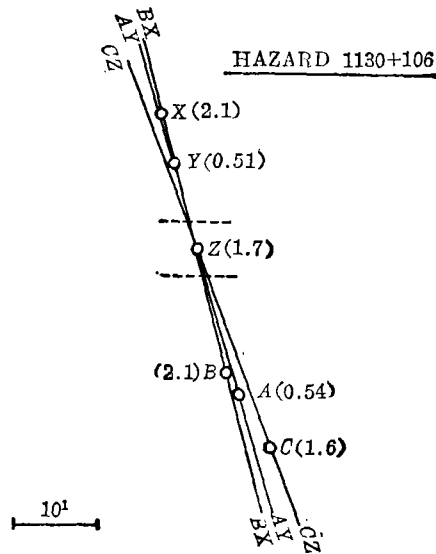


图16 Narlikar设想的图15 1130+106的结构和可能源区。

(iii) 与喷流结构相关联。星系 NGC1097 喷流区类星体的密度比非喷流区可能高出三倍^[46]。

按内禀红移说, 这些特征说明这些类星体与星系是物理上成协的, 因而类星体红移中含有明显的非宇宙学成份。其线状结构与射电双源非常相似, 这说明同星系能抛出射电源一样, 为什么不能抛出性质特殊的类星体(需知现今通行的看法: 双源不是被抛出而是连续提供能量物质流的产物)。

总之, 在类星体与星系成协事例的研究中, Stockton 的普查结论有力地支持了类星体红移是宇宙学的, 而其光度远大于正常星系。但是, Arp 等人提出的事例又是现今宇宙学红移难以解释的。给予两类事例以统一解释, 对事例进行深入研究是非常有意义的。众所周知, 0937 + 567 双类星体是被确认的第一个引力透镜事例, 但开始却是 Arp 作为与 NGC3079 成协事例发现的。因此, 对其他事例特别是线状结构, 其实在性与起因, 既可能在宇宙学红移框架下加以解释, 也可能引起某些新的物理机制的讨论。正如视超光速的发现不能就肯定宇宙学红移的失败, 相反, 目前大部分的解释仍是在宇宙学红移框架之内进行的。

七、其他与宇宙学红移直接有关的观测证据

1. 与活动星系核物理参量的连续性

如类星体红移是宇宙学的, 则它是大光度小尺度的天体。为了理解这种特性, 近年来将其和其他活动星系核共同研究后, 表明了它们之间有连续性。类星体以及 Seyfert 星系、蝎虎座 BL 型天体、N 星系、强发射线射电星系等, 在具有亮核、连续谱的强度和谱形、发射线特征、

X 射线辐射等方面有共同之处, 亦有差别, 形成一序列。至今对 I 型 Seyfert 星系几乎无人怀疑它是近的光度稍弱的类星体。因为类星体红移大, 如为宇宙学起因, 则距离远, 只能观测到亮核。这种序列的研究, 使得对发生在类星体中的现象(除了更极端的一点外)更便于理解了。

2. 扩展射电类星体子源间最大角径与红移的关系

观测表明, 射电星系和类星体的子源间最大角径 θ 与红移 Z 图上存在明显的包络线, 这表明子源间存在最大线距 D 以及 D 的可能演化关系^[12, 49-52]。这是内禀红移说无法解释的。

3. 引力透镜事例的发现

引力透镜事例的观测, 只有当类星体处于某一星系或星系团背景上时才有可能。双像或多像的出现有力地表明, 类星体红移是距离指标。根据广义相对论点质量的引力偏折能引起双像, 而连续质量可以形成三个以上的像。为了证实一个真正的引力透镜事例, 首先所有的像在整个电磁波段必须有相同的谱, 至少其分光光谱是相同的。其次最好能发现透镜天体。第三, 借用观测数据能用适当模型解释像的位置和强度。

至今共发现四个较肯定的事例*。

(1) 双类星体 0957 + 561, 两像相距 $6''$, $Z_0 = 1.41$ 。找到处于富团中作为透镜的椭圆星系的像, 并在 B 像中发现 $Z_0 = 0.39$ 的谱线^[53]。用甚长基线干涉测量发现了两致密射电源与光学像相重^[54]。细致理论模型预言还存在第三个像, 光度小于 7% 位于透镜星系中心附近, 但至今仍未观测到。将来有可能在甚大阵图或 Stockton 高分辨率光学成像系统甚至空间望远镜中发现它。

(2) 三像类星体 1115 + 080^[55], B 距 A 为 $1''.77$, C 距 B 为 $2''.28$, A 、 B 、 C 三像的星等分别为 $16^m.30$, $18^m.64$, $18^m.17$ 。三像有完全相同的谱线和红移 $Z = 1.722$ 。它是射电宁静的, 在波长 6cm 的射电流量 $< 40\mu\text{Jy}$ 。起初未发现透镜星系。如假定透镜星系是大质量旋臂星系, 则理论模型预言应是一五重像, 而 A 可能是两个接近像的组合。后来证明 A 确是双源^[56]。还发现它似乎是前景星系的像, 但与理论预言的位置略有差别。

(3) 双像类星体 2345 + 0007^[57]

两像相距 $7''.3$ 分别为 20^m 和 21^m , 红移为 2.15, 波长 6cm 射电电流密度 $< 2m\text{Jy}$ 。在 CCD 上直到 23^m 未发现透镜星系, 由此并据 A 、 B 角距较大得知, 透镜天体可能是星系团。

(4) 三像类星体 2016 + 112^[57]

用甚大阵和五米光学镜同时测定三像, 它们构成边长为 $3''.4$ 的正三角形。红移为 3.27。

这些引力透镜事例, 除了表明类星体确为宇宙学的以外, 还可能成为估算星系、星系团质量的新方法。将透镜星系作为正常星系计算, 双像的直径应为 $1''$ 或更小。现今四例的角径都较大。如果事例增多将可估算星系和星系团的质量, 特别是有可能决定宇宙中短缺质量的存在与分布。另外, 对 0957 + 561, 决定 C 像以后, 计算表明, 由于三像到观测者的路径差, 取 $H_0 = 60\text{km/s}$, A 中的时变事件比 B 像时延 5 年, C 像又比 B 像时延 1 年。因此, 这可成为直接测量 H_0 的方法。最后指出, 引力透镜效应对类星体视光度分布的影响, 是正在讨论中的课题^[58]。

* 现已发现五个事例——编者注。

八、结 语

对类星体红移起因或本质的认识分为宇宙红移说与内禀红移说,持前种观点的始终占大多数。在争论的开始,这种多数与其说是凭借证据,倒不如说是依靠信仰,至少也是对星系红移本质认识带有相当危险的推广。内禀红移说有其自身的不足,它为了避免高效产能机制而引出了现今尚一无所知的新的红移机制,实际上是把一种不理解代以另一种不清楚,再则它没有权衡全部的观测事实,甚至不顾一些显然的事实。但他们当初对宇宙红移说的某些指责,还是相当严厉而尖锐的。产能机制不能说明, Hubble关系不清楚,红移分布无法解释,还发现了红移相差很大的成协天体,这说明支持宇宙学红移的观测还不够可靠,很不系统;统计分析的方法和因素考虑不够全面;理论模型更未成熟。但是到了今天,有了非常直接而可靠的观测证据,发现了与类星体红移相等而暗很多的成协星系以及四个引力透镜事例。还通过细致统计分析得到了 Hubble 关系,解释了发射线红移分布,说明了 $\theta-Z$ 图上的行为。最后,理论上还给出了可能的产能机制和传能过程。虽然还有难以解释的某些表现成协事例,但是也未肯定它不可能在宇宙学红移框架下加以解释。如果说当初宇宙学红移说是处于困境之中,现在则可非常理直气壮地说它是正确的。内禀红移说的阵地已经很小了,但是他们的创新精神也促使人们对红移起因获得正确的认识。而且他们提供的成协事例,也会象射电双源、视超光速、引力透镜一样,吸引着人们深入观测与继续探求。

参 考 文 献

- [1] Terrel, J., *Science*, **145** (1964), 918.
- [2] Hoyle, F. and Burbidge, G. R., *Ap. J.*, **144** (1966), 534.
- [3] Bahcall, J. N. and Hills, R. E., *Ap. J.*, **179** (1973), 699.
- [4] Bahcall, J. N. and Turner, E. L., *Phys. Scrip.*, **17** (1978), 353.
- [5] Setti, G. and Woitjer, L., *Ap. J.*, **181** (1973), L61.
- [6] Davidsen. A. F. et al., *Nature*, **269** (1977), 203.
- [7] 曲钦岳, 秦志海, 韩传寿, 周凤安, *天文学报*, **20** (1979), 98.
- [8] 杨兰田, 艾小白, 肖新华, 曹盛林, 卞毓麟, 唐小英, *天文学报*, **21**(1980), 208.
- [9] 张福俊, *天文学报*, **21** (1980), 7.
- [10] 程富华, *天体物理学报*, **2** (1982), 91.
- [11] 方励之, 周又元, 程福臻, 褚耀泉, *天文学报*, **17** (1976), 134.
- [12] 周又元, 程福臻, 褚耀泉, 方励之, *天文学报*, **18** (1977), 113.
- [13] 方励之, 周又元, 程福臻, 褚耀泉, 程富华, *中国科学*, (1979), No. 7, 681.
- [14] Baldwin, A. J., *Ap. J.*, **214** (1977), 619.
- [15] Baldwin, A. J. et al., *Nature*, **273** (1978), 431.
- [16] Kiang, T., 程富华, *J. A. Ap.*, **1** (1982).
- [17] Kiang, T., 程富华, 周又元, *MNRAS.*, **203** (1983), 25.
- [18] Pica, A. J. and Smith, A. G., *Ap. J.*, **272** (1983), 11.
- [19] Schmidt, M. and Green, R. F. *Ap. J.*, **269** (1983), 352.
- [20] Veron, P., *Proceedings of 24th Liege Astrophysical Colloquium, Quasars and Gravitational Lenses*, p210.
- [21] Savage, A., Trew, A. S., Chen, J. S. and Weston, T., preprint.

- [22] Tananbaum, H. et al., *Ap. J. Lett.*, **234** (1979), L9.
[23] Ku, W. H. M., Helfand, D. J. and Luay, L. B., *Nature*, **288** (1980) 323.
[24] Zamarani, G. et al., *Ap. J.*, **245** (1981), 357.
[25] 程富华, 周又元, 科学通报, (待发表).
[26] Marshall, H. L. et al., preprint.
[27] Maccacaro, T. et al., preprint.
[28] 张和祺, 刘汝良, 杨海寿, 空间科学学报, **3** (1983), 146.
[29] Roeder, R. C. and Dyer, C. C., *Nature P. S.*, **235** (1972), 3.
[30] Basu, D., *Nature P. S.*, **241** (1973), 159.
[31] Basu, D., *Astrophys. Lett.*, **16** (1975), 53.
[32] Burbidge, G., *Ann. New York Acad. Sci.*, (1981), 123.
[33] 周又元, 邓祖淦, 邹振隆, *Astrophys. Space Sci.*, **97** (1983), 63.
[34] 邓祖淦, 周又元, 戴和俊, 中国科学, (待发表).
[35] 周又元, 邓祖淦, 戴和俊, *Astrophys. Space Sci.*, (待发表).
[36] Weedman D. W., *Ap. J. Lett.*, **161** (1970), L113.
[37] Gunn, J. E., *Ap. J. Lett.*, **164** (1971), L113.
[38] Robinson, L. B. and Wampler, E. J., *Ap. J. Lett.*, **171** (1972), L83.
[39] Arp, H., *Astrophys. Lett.*, **9** (1971), 1.
[40] Lynds, R. and Millikan, A. G. *Ap. J. Lett.*, **176** (1972), L5.
[41] Stockton, A., *Ap. J.*, **223** (1978), 747.
[42] Arp, H., *Ap. J.*, **250** (1981), 31.
[43] Arp, H., *Ap. J.*, **271** (1983), 479.
[44] Burbidge, G., *Nature*, **282** (1979), 451.
[45] Arp, H., *Ap. J.*, **236** (1980), 63.
[46] Arp, H. et al., *Ap. J.*, **229** (1979), 489.
[47] Arp, H. and Hazard, C., *Ap. J.*, **240** (1980), 726.
[48] 何香涛等, 中国科学, (1982), No.12, 1121.
[49] Wardle, J. F. and Miley, G. K., *A. Ap.*, **30** (1974), 305.
[50] Grueff, G. et al., *A. Ap.*, **60** (1977), 321.
[51] Wills, D., *Ap. J. Suppl.*, **39** (1979), 291.
[52] 方励之, 江涛, 胡佛兴, 程富华, 物理学进展, **3** (1983), 52.
[53] Young, P. et al., *Ap. J.*, **244** (1981), 736.
[54] Haschick, A. D. et al., *Ap. J. Lett.*, **243** (1981), L57.
[55] Young, P. et al., *Ap. J.*, **244** (1981), 723.
[56] Hege, E. K. et al., *Ap. J. Lett.*, **248** (1981), L1.
[57] Barke, B. F., *Comments on Astrophys.*, **10** (1984), 75.
[58] Vieri, M. and Ostriker, J. P., *Ap. J.*, **267** (1983), 488

(责任编辑 刘金铭)

New Evidences and Recognition on Cosmological Redshift of QSOs

Zhou Youyuan

(Department for Astrophysics, University of Science and Technology of China)

Deng Zupan

(Department of Physics, Graduate School, Academia Sinica)

In recent 7 or 8 years some new observational facts, statistical analyses and theoretical explanations are favourable to the viewpoint of cosmological redshift in the controversy on the origin of QSO redshift. They are as follows:

a) the systematical observations and their results about the association of the QSOs with the galaxies having the same redshift and much less luminosity than that of the QSO;

b) the discovery and the explanation of the gravitational lens;

c) Obtaining the apparent magnitude — redshift Z relation of QSOs by means of the standard candle method;

d) explaining the emission redshift distribution of QSOs under the standard model of the universe;

e) the existence of the upper cut-off line on the maximum angular diameter θ between radio components — redshift Z diagram;

f) some possible theoretical models and their observational evidences;

But associations of QSOs with galaxies having different redshift from that of the QSO still remain to be observed and investigated.