

# 红外背景辐射

谢光中

(中国科学院云南天文台)

## 提 要

本文评述了红外背景辐射的近代观测发展和理论。第一节简述了红外背景辐射的宇宙学含义。第二节分析了近几年来红外背景观测的发展,着重讨论了近红外背景和亚毫米波背景的观测及其宇宙学含义。在第三节中,综述了近红外背景产生的各种星系前的源。在第四节中讨论了各种尘埃模型及其宇宙学效应。

## 一、引 言

众所周知,宇宙微波背景显示了对于红移 $Z$ 约为1000的时期的信息,已知类星体所具有的红移的最大值为4.01,理论上预言的上限为 $Z=5$ 。那么,在 $5 < Z < 1000$ 之间还会有那些天体物理过程发生呢?多少年来,这一直是天体物理学家十分关注的重大问题。人们怀疑,这段“黑暗时代”未必没有辐射源和物理过程。实际上,这段时期经常被理论天体物理学家假定包括一些有趣的活动。例如,星系的形成,恒星的产生,大质量黑洞的形成等等。然而,过去对高红移原星系的光学和近红外观测搜索没有什么有价值的结果。对这种现象的一种可能的解释是,年轻的星系是被其尘埃所屏蔽<sup>[1]</sup>。

近几年来,这种情况有了根本性的变化,主要是一些激动人心的新观测的发展,也促进了理论工作的发展。本文的目的就是对红外背景的近代观测和理论的发展作一简单介绍。

## 二、红外背景的观测

### 1. 历史回顾(Woody和Richards试验)

轰动一时的Woody和Richards的观测<sup>[2]</sup>(1979)表明,宇宙微波背景与 $T=2.96\text{K}$ 的黑体谱相吻合,在1—3mm波段有着重大的剩余,结果如图1<sup>[2]</sup>所示。

1987年,Smoot等人对微波背景的测量进行了总结<sup>[3]</sup>。他们的结论是,在1—3mm波段被Woody和Richards(1979)所认识的重大剩余,没有被他们之后的更精确的测量所确认,所有 $\lambda > 1\text{mm}$ 波段的测量都与 $T=2.74 \pm 0.02\text{K}$ 的黑体谱相吻合。

### 2. 近红外背景的观测

1983年,Matsumoto等人报告了一个振奋人心的消息,他们利用火箭在2—5 $\mu$ 波段探测

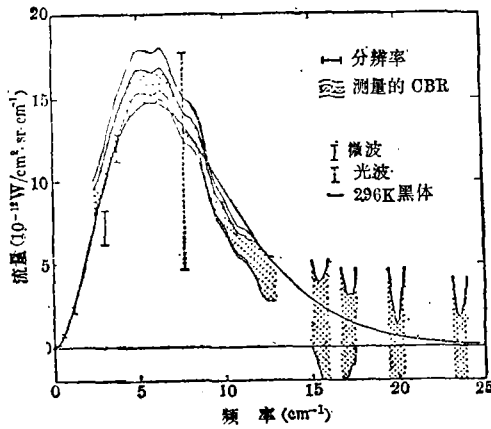


图 1 1979 年 Woody 和 Richards 所得到的宇宙背景辐射的观测谱 [2]

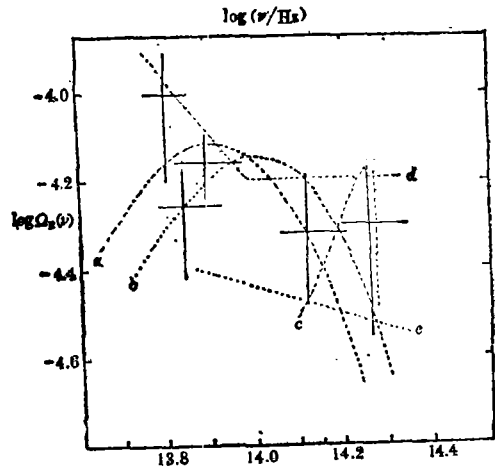


图 2 Matsumoto 等人(1983 年)近红外背景的观测结果与 Carr 等人星系前大质量恒星起源的理论(1983)解释的比较。图中曲线为各种理论模型的结果, 十字又为观测结果 [4]

到了温度约为 1500K 的红外背景辐射。Carr 等人认为(1983)[4], 这个新的红外背景是由星系前的特大质量恒星 (VMOs) 所产生。这些恒星的质量为  $10^2 < M < 10^5 M_{\odot}$ 。按照他们的计算, VMOs 形成年代对应的红移值  $Z$  在 40 和 150 之间 ( $40 < Z < 150$ ), 背景的能量密度是(以临界密度为单位)

$$\Omega_B = 0.004 \left( \frac{f_b X_0}{0.6} \right) \Omega_* (1 + Z_*)^{-1} \quad (1)$$

而预测的谱是

$$\Omega_B = 6.5 \times 10^{-4} \left( \frac{f_b X_0}{0.6} \right) \left( \frac{\Omega_*}{1 + Z_*} \right) \frac{X^4}{e^X - 1} \quad (2)$$

其中  $X = \frac{h\nu(1 + Z_*)}{kT_*}$ ,  $T_*$  是 VMOs 的表面温度 ( $T_* \approx 10^5 K$ ),  $X_0$  是初始的氢丰度 (对 VMOs,  $X_0 \approx 0.75$ ),  $f_b$  是氢燃烧变成氦的质量百分率,  $f_b X_0 = 0.6$ 。结果如图 2 所示。

这次实验由于火箭飞行太靠近银道面以及覆盖天空的面积太小等技术问题, 使其可信度受到了损害, 因而期待着新的试验去确认。

为了克服 Matsumoto 第一次试验所存在的问题, 为了精确地确定河外  $1-5\mu$  近红外背景, 许多研究小组进行了新的试验。大多数试验仍以空间观测为主, 只有我们云南天文台的相对论天体物理小组与中国科大天体物理中心合作提出了一个地面观测的方法 [5]。它的要点如下, 如果近红外背景存在, 且由星系前的 VMOs 所产生, 那么, 当这种背景光子通过富星系团时, 按照 Sunyaev-Zeldovich 理论 (1980), 富星系团内的高温 ( $T_e \sim 10^8 K$ ) 电子气体将使这个近红外背景场康普顿化。由于康普顿化的缘故, 背景场将产生畸变。因此, 如果我们交替地观测天空邻近的两点, 其中一点为富星系团 (设其信号为  $I(\nu)$ ), 而另一点为邻近的背景 (设其信号为  $I_0(\nu)$ ), 那么两点的辐射强度之差  $\Delta I(\nu) = I(\nu) - I_0(\nu)$  将灵敏地依赖于波长, 而

$$\frac{\Delta I(\nu)}{Y} = I_0 \frac{Xe^X}{(e^X - 1)} \left\{ X \left( \frac{e^X + 1}{e^X - 1} \right) - 4 \right\} \quad (3)$$

其中  $X = \frac{h\nu}{kT_*}$ ,  $Y = \int \frac{kT_e}{m_e c^2} n_e \sigma_T dl$  叫富星系团热气体的康普顿化参数。计算表明, 在  $1.7u$  附近差值  $\Delta I(\nu)$  为正的极大; 在  $2.6u$  附近  $\Delta I(\nu) = 0$ ; 而在  $4.2u$  附近,  $\Delta I(\nu)$  为负的极大。  $\Delta I(\nu)/Y$  与波长的关系如图 3 所示。与 Matsumoto 等人第一次试验相比, 此方法的主要优点有两个: (1) 在富星系团方向空间的各向异性, 允许我们通过不同的空间调制来探测信号, 这将自动消去星系背景和黄道光背景等局部背景的影响; (2) 康普顿畸变产生了信号对波长的特殊依赖关系 (参看图 3), 这将大大促进与假信号的分离。在改正了探测器和探测方法之后, Matsumoto 等人又进行第二次火箭探测 [6]。第二次的特点是, 飞行覆盖了包含银北极的大部分区域, 避开了黄道面。其飞行如图 4 所示, 而结果如图 5 所示。图 5 中的圆“o”代表宽通道的观测结果, 十字叉“+”代表窄通道的观测资料, 误差棒已包括了系统误差, 水平棒指出了滤光片的带宽, “SL”和“ZL”分别表示星光和黄道光, 方块“□”表示行星际尘埃在  $12\mu$  的辐射, 它是根据

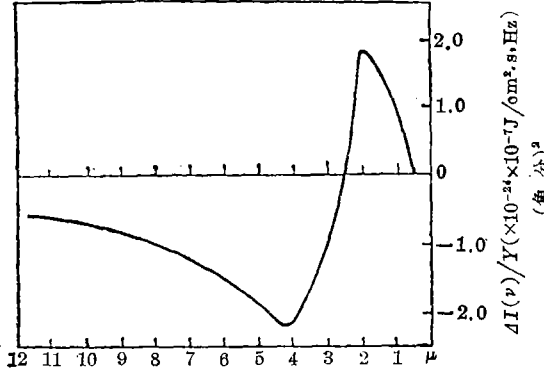


图 3 近红外背景辐射强度在通过富星系团时的变化与波长的关系(Sunyaev-Zeldovich效应) [6]

图 3 所示。与 Matsumoto 等人第一次试验相比, 此方法的主要优点有两个: (1) 在富星系团方向空间的各向异性, 允许我们通过不同的空间调制来探测信号, 这将自动消去星系背景和黄道光背景等局部背景的影响; (2) 康普顿畸变产生了信号对波长的特殊依赖关系 (参看图 3), 这将大大促进与假信号的分离。在改正了探测器和探测方法之后, Matsumoto 等人又进行第二次火箭探测 [6]。第二次的特点是, 飞行覆盖了包含银北极的大部分区域, 避开了黄道面。其飞行如图 4 所示, 而结果如图 5 所示。图 5 中的圆“o”代表宽通道的观测结果, 十字叉“+”代表窄通道的观测资料, 误差棒已包括了系统误差, 水平棒指出了滤光片的带宽, “SL”和“ZL”分别表示星光和黄道光, 方块“□”表示行星际尘埃在  $12\mu$  的辐射, 它是根据

图 4 所示, 而结果如图 5 所示。图 5 中的圆“o”代表宽通道的观测结果, 十字叉“+”代表窄通道的观测资料, 误差棒已包括了系统误差, 水平棒指出了滤光片的带宽, “SL”和“ZL”分别表示星光和黄道光, 方块“□”表示行星际尘埃在  $12\mu$  的辐射, 它是根据

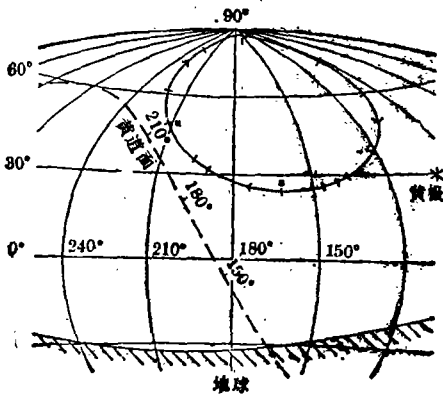


图 4 Matsumoto 等人第二次近红外背景探测时, 火箭扫描的轨迹 [6]

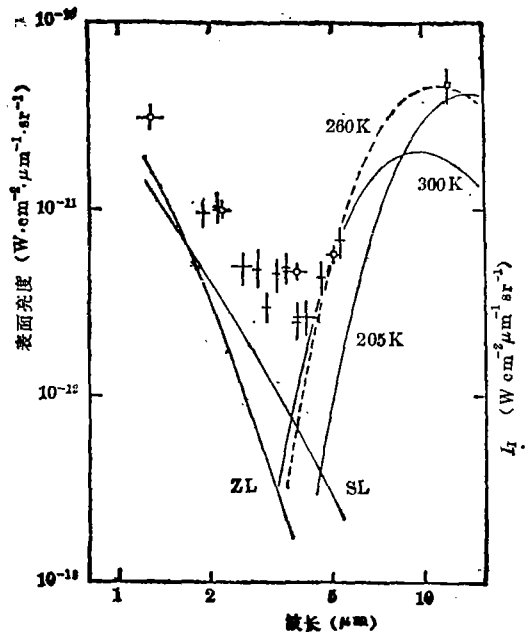


图 5 Matsumoto 等人第二次近红外背景探测的结果 [6]

IRAS 的观测结果[7]和 Frazier模型[8] 推算出来的结果。在M波段 ( $5.0\mu$ ) 找到的未知成份可用一条  $300\pm 70K$  的黑体谱来拟合, 它可能是我们银河系热尘埃的辐射。从图 5 可以看出, 峰值在 K 波段 ( $2.2\mu$ ) 的各向同性辐射的观测值极为重要, 它不可能用已知的前景辐射来解释, 看来只能是河外起源。被探测到的近红外背景为河外起源的另一个重要论据是图 6 的结果。

在图 6 中, Matsumoto 等人将他们的观测结果与 Partridge 和 Peebles 的两个极端的模型[9]进行了比较。模型 1 假定对于所有星系都没有演化, 而模型 4 却假定所有的 He 在星系形成的时期在恒星内都已被合成。图 5 的结果表明, Matsumoto 等人的观测结果低于模型 4, 但大大高于模型 1。按照 Yoshii 和 Takahara 提出的星系演化模型[10]预言, 河外星系背景光 (EBL) 与模型 1 的亮度类似, 因此, Matsumoto 等人的观测结果可能是早期宇宙的一些其他过程产生的, 最可能的候选者之一就是星系前的 Pop III (星族 III)。

### 3. 亚毫米波段背景辐射的观测

Matsumoto 等人两次火箭试验似乎都确认有一个由星系前的 Pop III 产生的近红外背景, 然而其试验本身仍有一些模糊不清的地方, 因此它一方面有待于其他方法的近红外背景观测的直接确认, 另一方面有待于对 Pop III 存在的一些推论的观测效应作验证, 重要的推论之一就是被 Pop III 加热的尘埃的发射谱和再辐射对宇宙微波背景谱的影响。也就是说, 利用尘埃把两个本来似乎相互独立的背景——宇宙微波背景和 2— $5\mu$  的红外背景——紧密地联系起来, 从而限制了各种参数[11]。1986 年, 在文献[11]中, 作者摆脱了 Woody[2]及 Rowan-Robinson 的观点[23], 断然预言, 如果 Matsumoto 的试验(指第一次)正确, 被星族 III 加热的尘埃的辐射谱将是另一个在亚毫米波段可被探测到的新红外背景, 而且它还将对宇宙微波背景产生巨大影响, 并使宇宙微波背景产生畸变。因此, 如果我们能在  $200\mu \leq \lambda \leq 1000\mu$  波段探测到尘埃的辐射谱, 那么, 我们将可以得到早期宇宙的一些重要信息: (1) Pop III 可能是存在的, 因为观测事实更进一步支持了它; (2) Pop III 产生时期对应的红移值  $Z$ ; (3) 中性氢

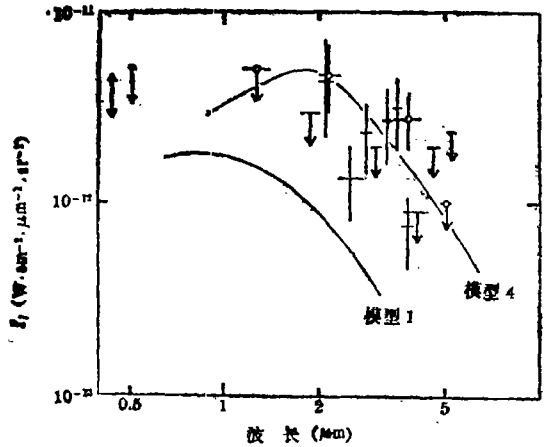


图 6 Matsumoto 等人第二次近红外背景观测结果与各种理论模型比较[12]

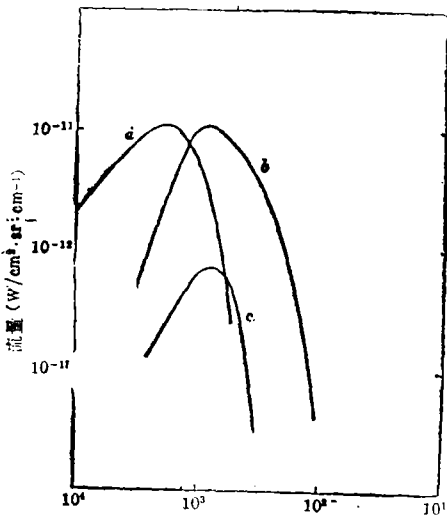


图 7 有 Lyman 截止和无 Lyman 截止硅酸盐尘埃的辐射谱[11]。图中曲线 c 是有 Lyman 截止的硅酸盐尘埃的辐射谱, 曲线 b 是无 Lyman 截止的硅酸盐尘埃的辐射谱, 曲线 a 为宇宙微波背景谱

的推论的观测效应作验证, 重要的推论之一就是被 Pop III 加热的尘埃的发射谱和再辐射对宇宙微波背景谱的影响。也就是说, 利用尘埃把两个本来似乎相互独立的背景——宇宙微波背景和 2— $5\mu$  的红外背景——紧密地联系起来, 从而限制了各种参数[11]。1986 年, 在文献[11]中, 作者摆脱了 Woody[2]及 Rowan-Robinson 的观点[23], 断然预言, 如果 Matsumoto 的试验(指第一次)正确, 被星族 III 加热的尘埃的辐射谱将是另一个在亚毫米波段可被探测到的新红外背景, 而且它还将对宇宙微波背景产生巨大影响, 并使宇宙微波背景产生畸变。因此, 如果我们能在  $200\mu \leq \lambda \leq 1000\mu$  波段探测到尘埃的辐射谱, 那么, 我们将可以得到早期宇宙的一些重要信息: (1) Pop III 可能是存在的, 因为观测事实更进一步支持了它; (2) Pop III 产生时期对应的红移值  $Z$ ; (3) 中性氢

的含量；(4)尘埃的再辐射对宇宙微波背景的影响。在文献[11]中，作者还给出了尘埃的辐射谱，尽管模型还比较粗糙，但已经揭示了问题的本质，结果如图 7 [11]所示。图 7 中的曲线 c 是有 Lyman 截止的硅酸盐尘埃的辐射谱，尘埃的温度为  $T_d = 4.7(1 + Z)K$ ，而  $Z \approx 54$ ；曲线 b 是无 Lyman 截止的硅酸盐尘埃的辐射谱，尘埃的温度为  $T_d = 13.8(1 + Z)K$ ，而  $Z \approx 100$ 。曲线 c 的峰值对应的波长  $\lambda_{peak} \approx 760\mu$ 。令人欢心的是，1987 年，Matsumoto 等人声称他们在 100—1160 $\mu$  波段已精确地观测到了尘埃的辐射谱，尘埃的温度为

$$T_d = \begin{cases} 3.7(1 + Z)K & \text{对于 } n = 2 \\ 4.4(1 + Z)K & \text{对于 } n = 1 \end{cases}$$

其中  $n$  为尘埃吸收系数  $\epsilon \propto \lambda^{-n}$  的幂指数。

表 1

$\lambda(\mu)$	$T_{OBR}$	$10^{-11}W \cdot cm^{-2} \cdot Sr^{-1}$	$\frac{\nu I_\nu}{(2.74K, b, b)}$	差 值
1160	$2.795 \pm 0.018$	$7.87 \pm 0.20$	$7.08 \pm 0.31$	$0.79 \pm 0.37$
709	$2.963 \pm 0.017$	$5.00 \pm 0.20$	$2.83 \pm 0.15$	$2.17 \pm 0.25$
481	$3.146 \pm 0.022$	$1.65 \pm 0.11$	$0.40 \pm 0.035$	$1.25 \pm 0.12$
262		$<0.75$	0.0005	$<0.75$

表 1 归纳了这个红外背景的温度、强度以及其超过 2.74K 黑体谱的偏差。

图 8 给出了 Matsumoto 等人的观测结果和 60 $\mu$ —1.6cm 的总的背景谱[12]。图 8 中的曲线 (实线) CBR 表示 2.74K 的黑体谱；曲线 ISD 表示具有辐射指数为 2 的星际尘埃的辐射谱。

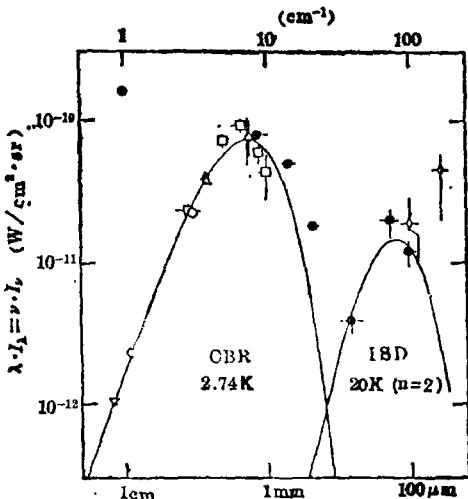


图 8 Matsumoto 等人在亚毫米波段红外背景的观测结果 (图中的黑点) [12]

黑点“●”表示 Matsumoto 等人的观测结果，方块“□”代表 Peterson 等人 1985 年的观测值，“△”表示 Meyer 和 Jura 1985 年的结果，“▲”表示 Crane 等人 1986 年的结果，“○”表示 Smoot 等人 1985 年和 1987 年的结果，“▽”是 Johnson 和 Wilkinson 1987 年的结果，“○”是 IRAS 在 100 $\mu$  和 60 $\mu$  的资料。

从图 8 我们可以看出，三个不同波段的新的观测结果表明，在 1000 $\mu$  和 300 $\mu$  之间 CBR 都有 ~10% 的剩余亮度。

Matsumoto 等人认为 [12] 对这个新观测较好。

的解释是，CBR 的光子遇到热的电离气体产生康普顿散射，通过对三个观测值的拟合，他们得到的 Zeldovich-Sunyaev 参数  $y = kT_e/m_e c = 0.028$  和  $T_e = 2.75\text{K}$  (没有被扭曲的 Planck 谱)，然而，对于 Rayleigh-Jeans 极限的预言温度  $T_{RJ}$  却只有  $2.60\text{K}$ ，大大低于长波测量的加权平均值  $T = 2.74 \pm 0.02\text{K}$ ，显然，这种解释是不能满意的。

一种更好的解释是，宇宙尘埃被星系前的 Pop III 星光加热，并在长波段再辐射产生新的红外背景谱。这个新的红外背景将使 CBR 在亚毫米波段产生  $\sim 10\%$  的剩余亮度。按他们的计算 [12]，如果尘埃具有吸收系数  $\epsilon \propto \lambda^{-n}$ ，那么，尘埃的温度为

$$T_d = \begin{cases} 3.7(1+Z)\text{K} & (\text{对于 } n=2) \\ 4.4(1+Z)\text{K} & (\text{对于 } n=1) \end{cases}$$

红移  $Z \sim 10-40$ 。那么，尘埃的辐射谱就可以很好地解释 Matsumoto 等人在亚毫米波波段的观测结果，拟合的情况如图 9 所示。

显然，拟合的结果是比较好的，因此，Matsumoto 等人认为，他们亚毫米波段的观测结果是 Pop III 存在的又一观测证据。由图 9(b) 可见， $\lambda_{\text{peak}} \approx 700\mu$ 。通过对比，我们还可以看出，作者在文献 [11] 中的理论预言与 Matsumoto 等人在文献 [12] 中的物理推论是一致的。在第 4 节中，我们将给出我们的理论预言与 Matsumoto 等人在亚毫米波波段的观测结果的拟合情况。

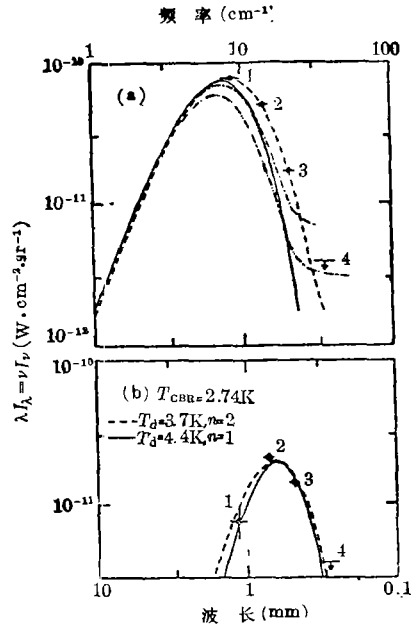


图 9 被星族 III 加热的尘埃再辐射的两种理论模型与 Matsumoto 等人在亚毫米波段观测结果的拟合情况。[12] 图 (a) 黑点是 Matsumoto 的观测结果，实线是  $2.74\text{K}$  Planck 谱。图 (b) 从观测值减去  $2.74\text{K}$  Planck 谱得到剩余辐射谱由线给出了两种尘埃理论模型与剩余辐射谱的拟合情况。点线： $T_d = 4.4(1+Z)\text{K}, n=1$ ；实线： $3.7(1+Z)\text{K}, n=2$

### 三、近红外背景的产生源

对于红移  $Z$  在  $10-1000$  期间内有如下几种可能的近红外背景源存在，它们是：(1) 原星系；(2) 星系前的大质量恒星 (Pop III)；(3) 吸积的黑洞；(4) 大尺度结构的形成 (星系前的爆发)；(5) 粒子的衰变。如果这些源的辐射没有阻碍地 (不受尘埃影响) 传到我们地球上，目前它将存在于近红外区至紫外区。与它们有关的辐射谱归纳在图 10 中 [13]。

#### 1. 原星系

许多讨论暗示，星系的形成都伴随着大质量星形成的初始爆发，并产生第一批金属 [14]。这些星在红移为  $3-10$  (依赖于星系形成的时期) 处产生量级为  $10^{-3}$  的重元素丰度。这些星的质量范围为  $10-100M_\odot$ 。因为这些星也必须产生辐射，因此，可以预言，它将产生一个低的积分背景辐射 [15]，其结果如图 10 中的曲线 “PG” 所示，其峰值波长  $\lambda_{\text{peak}}$  由下式给出，

$$\lambda_{\text{peak}} \approx 0.6 \left( \frac{1+Z_G}{10} \right) \left( \frac{M}{10^2 M_\odot} \right)^{-0.3} \mu \tag{4}$$

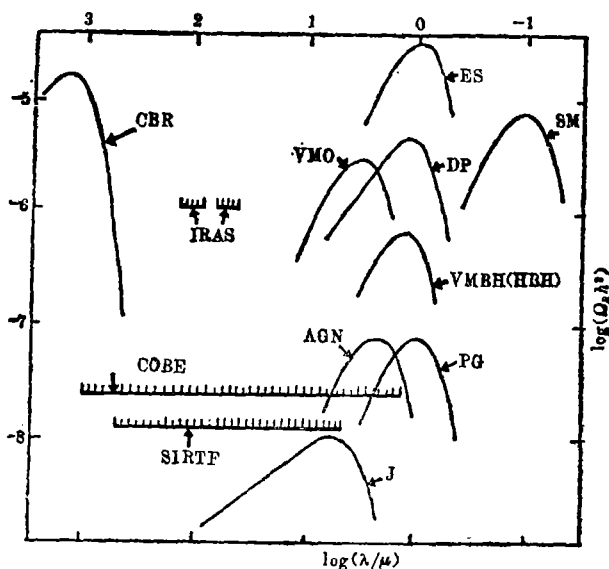


图 10 各种星系前的源所产生的红外背景谱<sup>[18]</sup>

类似的论证表明, 对于那些重元素丰度为  $10^{-2}$  的星所产生的背景, 由图 6 中的曲线“SM”给出。与曲线“PG”相比,  $\lambda_{\text{peak}}$  将减小 10 倍, 而总的能量密度却增加了 100 倍。这已经与背景的紫外约束相矛盾<sup>[16]</sup>。这一矛盾暗示, 这种辐射必须被尘埃再加工。

## 2. 星族 III

正如 Ashman 和 Carr (1987)<sup>[17]</sup> 等人所提出的, 如果在星系晕内暗物质是重子, 宇宙中的大部分物质是通过星族 III 加工后所留下来的暗的遗迹。背景的光和核合成的限制暗示, 这些暗物质必然是木星或星系前特大质量恒星的黑洞残余。因为 VMOs 的表面温度为  $10^6\text{K}$ ,  $Z_* \approx 100$ , 并以 Eddington 极限辐射, 所以它产生的背景能量密度较大, 其结果如图 10 中的曲线“VMO”所示。

木星产生的背景能量密度很小, 但其峰值在  $10-100\mu$  的范围内, 并且延伸很远, 在图 10 中以曲线“J”来表示。

## 3. 黑洞吸积

为了解释类星体和活动星系核, 通常假定这些星系的中心具有大质量的黑洞<sup>[18]</sup>。如果黑洞对于“质量加倍”时间  $t_E$  以 Eddington 极限辐射, 并假定黑洞的吸积产生能量的转换效率为 0.1,  $Z_E \approx 10$ , 那么它们所产生的背景谱以图 10 中的曲线“AGN”表示。对应的可观测的峰值波长  $\lambda_{\text{peak}}$  为

$$\lambda_{\text{peak}} \approx 2\mu \left[ \frac{(1+Z_*)}{10} \right] \quad (5)$$

如果星系级黑洞是 VMOs 的黑洞残余, 吸积将产生亚 Eddington 极限辐射,  $Z_* \approx 40$ , 温度  $T = 10^6\text{K}$ 。在这种情况下, 它们所产生的背景由图 10 中的曲线“HBH”或“VMBH”表示。

#### 4. 粒子的衰变

大爆炸的基本粒子的残余将期望渗透整个宇宙, 如果它们的质量足够大, 它们可能具有可观的宇宙学密度。在一定的模型下, 这些粒子可望在某一时刻 $\tau_d$ 上衰变辐射。如果 $\tau_d < 50$ 年, 它们将贡献给 CBR。如果  $50 \text{ 年} < \tau_d < 3 \times 10^4$  年, 它们将使 CBR 产生畸变[19]。如果  $\tau_d > 3 \times 10^4$  年, 它们将产生一个红外背景, 其结果如图 10 中的曲线“DP”表示。“DP”对应的参数是  $\Omega_x = 0.01, m_x = 1 \text{ keV}, Z_d = 10^3$ 。其中  $\Omega_x$  是密度参数, 表示没有衰变的粒子的丰度。这个谱与黑体谱有所偏离[13]。

#### 5. 大尺度结构的形成

一些作者认为, 大尺度宇宙结构的一些特征可以用星系前的一些爆发来解释[20]。每一个爆发的种子(星或者星团)产生的冲击波将扫除每一气体壳。为了解释巨洞的存在和星系相关函数的形式, 这些气体壳必须与量级 10 Mpc 的特征半径一致 [21]。当然, 这些产生爆发的星也要发光, 因此也能够预言一个辐射背景, 其结果如图 10 中的曲线“ES”所示。这个量显然与从光学到紫外的限制相矛盾, 除非它们被尘埃再加工[16]。

### 四、一些尘埃模型的辐射谱及宇宙学效应

图 10 中所预言的谱仅仅当这些辐射在我们与源之间自由传播时才是适用的。然而, 上面讨论的那些背景中, 大多数起源于光学和紫外辐射。在这种情况下, 它们将被中间尘埃所吸收, 并在长波段产生再辐射。尘埃能存在于星系中或均匀分布在宇宙中。对于尘埃吸收条和再辐射特征的一般性理论, Bond 等人(1986)已作过详细讨论[22], 本文不再介绍, 本文只对与实测紧密相关的理论作一简单介绍。

如果尘埃在宇宙中是均匀分布的, 那么, 对于一个在 $t_f$ 时刻的发射源, 在 $t_0$ 时刻所得到的光深为

$$\tau_\nu(t_f, t_0) = \pi a^2 c \int_{t_f}^{t_0} n_\nu(t) Q_{\nu(1+Z)} dt \quad (6)$$

其中  $a$  是尘埃半径,  $n_\nu(t)$  是  $t$  时刻尘埃的数密度。因为  $n_\nu(t) = n_\nu(t_0) [R_0/R(t)]^3$ , 这样,

$$\tau_\nu(t_f, t_0) = \pi a^2 c n_\nu(t_0) \int_{t_f}^{t_0} Q_{\nu(1+Z)} [R_0/R(t)]^3 dt \quad (7)$$

根据 Matsumoto 等人的观测结果[3], 避免近红外背景完全被吸收所需要的条件是:

$$\tau_{\nu_m}(t_f, t_0) \leq 1 \quad (8)$$

其中  $\nu_m = c/\lambda_0$ , 而  $\lambda_0 = 2\mu$ 。从方程(3)我们有

$$\tau_{\nu_m}(t_f, t_0) = \pi a^2 c n_\nu(t_0) \int_{t_f}^{t_0} Q_{\nu_m(1+Z)} [R_0/R(t)]^3 dt \quad (9)$$

对于尘埃的吸收系数  $Q$ , 比较复杂, 只能根据太阳系的试验及一般理论推断给出。最简单的形式为 Matsumoto 所用的形式

$$Q_\nu \propto \lambda^{-n} \quad (n = 1 \text{ 或 } 2) \quad (10)$$

较复杂且比较著名的尘埃模型是 Rowan-Robinson 等人根据实验提出的非晶硅酸盐尘埃模型[23] (以上简称 SI) 和 Draine 所给出的“天体硅酸盐”尘埃模型 (以下简称 SII) 及碳模型 (以



下简称 C模型)[24]。它们的吸收系数分别由图11和图 12给出。关于近红外背景是由星系前特

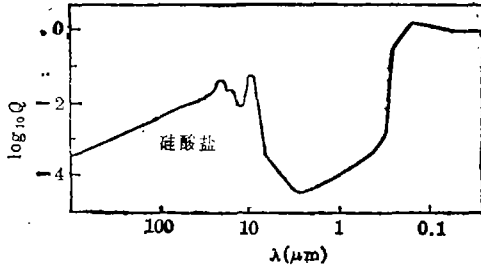


图 11 SI 吸收系数  $Q_v$  与波长  $\lambda$  的关系

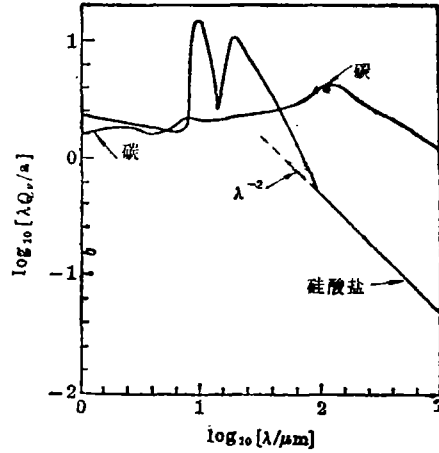


图 12 SI、C 吸收系数  $Q_v$  与波长  $\lambda$  的关系

大质量黑洞(SMOs)产生的情况,结果如图14所示[26]。对于近红外背景由 Pop III产生的情况,我们小组已对各种尘埃模型作过较详细的计算,其结果如图13所示[25]。

将我们图 13 及图14八种情况的理论结果与 Matsumoto 等人的观测结果(图 9)作定量比

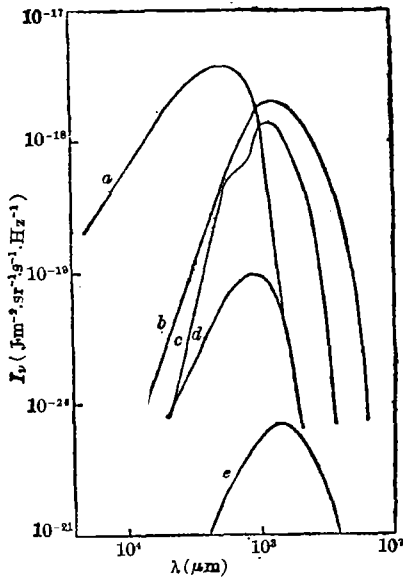


图 13 辐射强度  $I_\nu$  随波长  $\lambda$  的变化[25]  
a. 2.74K 背景辐射谱; b. SI 尘埃辐射谱;  
c. SII 尘埃辐射谱; d. SI 但有 Lyman 截止的尘埃辐射谱; e. C 尘埃辐射谱

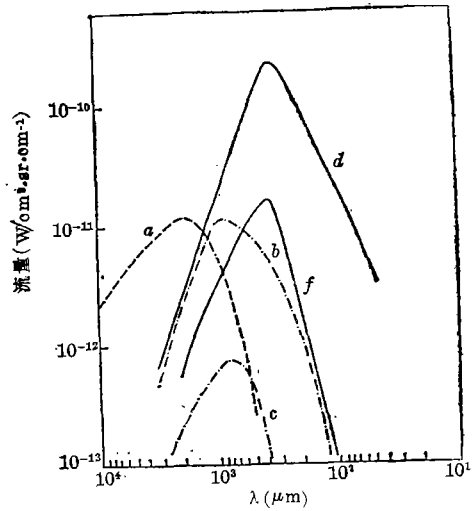


图 14 星族 III 加热的尘埃的辐射谱[26]  
曲线 a 2.74K 微波背景辐射谱  
曲线 b 无 Lyman 吸收条件下 VMOS 加热的尘埃的辐射谱  
曲线 c 有 Lyman 吸收条件下 VMOS 加热的尘埃的辐射谱  
曲线 d 无 Lyman 吸收条件下 SMOS 加热的尘埃的辐射谱  
曲线 f 有 Lyman 吸收条件下 SMOS 加热的尘埃的辐射谱

较,我们发现,只有图13中曲线c吻合得较好。拟合的情况如图15中的实线所示,虚线和点线是 Matsumoto 等人用简单模型拟合的结果,曲线c对应的尘埃模型是 Draine所给出的“天体硅酸盐”模型(参看图12),  $\lambda_{\text{peak}} \approx 800 \mu\text{m}$ ,  $Z \approx 100$ , 无 Lyman 截止,  $T_d = 5.15(1+Z) \text{K}$ 。

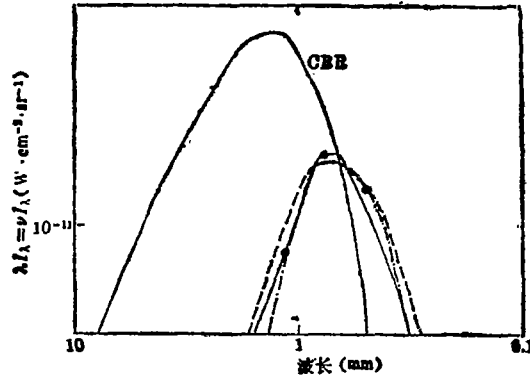


图 15 谢光中等人的理论预言(1987)与 Matsumoto 等人观测结果的比较。图中黑点为 Matsumoto 的观测结果(1987),实线为作者的理论预言(1987),虚线为 Matsumoto 的尘埃辐射谱

从图 15 可以看出,三种情况的拟合结果都与观测符合得较好,无法分辨哪一种情况更符合真实情况,因此也无法确定各种参数(比如Z尘埃的温度等)。但是,只要仔细考查一下尘埃背景谱峰值波长与红移的关系就不难作出正确的判断,结果如下表所示。

作 者	$\lambda_{\text{peak}}$	Z	$\lambda_{\text{peak}}/(1+Z)$
Matsumoto et al.	700 $\mu$	10—40	70—18 $\mu$
Xie et al.	800 $\mu$	100	8 $\mu$

现在一般认为,尘埃的主要成份是硅酸盐,而硅酸盐的特征谱线的波长为  $9.7 \mu$ 。显然, Matsumoto 等人的结果相差甚远,而我们的结果却十分相近。似乎我们的结果(图 15 中的实线)比 Matsumoto 的理论模型(图 15 中的虚线)更为合理。

## 五、讨 论

现在的问题是,由于火箭观测本身的一些问题,两个背景的观测是否可靠,这还有待于更多、更精确的观测去确认。改正观测方法(比如地面观测)、延长观测时间、加宽空间覆盖、使用大望远镜等都是十分有效的。

此外,理论研究也还有一些模糊的地方。比如近红外背景的 Pop III 起源的解释是否是唯一的?图10中预言的其他起源与这两个背景的关系如何等等,这些问题都有待于进一步研究。尽管如此,我们仍然可以肯定地说,以上所述的红外背景的观测和理论研究,必将对现代宇宙学的研究起着重要的作用。

## 参 考 文 献

- [ 1 ] Sunyaev, R. A., Tinsley, B. M. and Meier, D. L., *Comments Ap. Space Sci.*, **7** (1978), 183.  
 [ 2 ] Woody, D. P. and Richards, P. L., *Phys. Rev. Lett.*, **42** (1979), 925.  
 [ 3 ] Smoot, M. and Green, R. F., *Astrophys. J.*, **317** (1987), L45.  
 [ 4 ] Carr, B. J., McDowell, J. C. and Sato, H., *Nature*, **306** (1983), 666.  
 [ 5 ] 谢光中, 张云, 卢汝为, 郝鹏九, 刘新德, 程福臻, 科学通报, **31** (1986), 1714.  
 [ 6 ] Matsumoto, T., Hayakawa, H., Matsuo, H., Musakami, H., Sato, S., Lange, A. E. and Richards, P. L., *Astrophys. J.*, (1987) (in press).  
 [ 7 ] Hauser, M. G. et al., *Astrophys. J.*, **278** (1984), L15.  
 [ 8 ] Frazier, D. A., *Proc. Soc. Phot-Opt. Instrum. Eng.*, **124** (1977), 139.  
 [ 9 ] Partridge, R. B. and Peebles, P. J. E., *Ap. J.*, **148** (1967), 377.  
 [ 10 ] Yoshii, Y. and Takahara, F., Submitted to *Ap. J.*, (1987).  
 [ 11 ] 谢光中, 鲍梦贤, 天体物理学报, **6** (1986), 266.  
 [ 12 ] Matsumoto, T., Akiba, M. and Murakami, H., preprint, (1987).  
 [ 13 ] Rowan-Robinson, M., preprint, (1988).  
 [ 14 ] Truran, J. W. and Cameron, A. G. W., *Astrophys. Space Sci.*, **14** (1971), 179.  
 [ 15 ] Peebles, P. J. E. and Partridge, R. B., *Astrophys. J.*, **148** (1967), 377.  
 [ 16 ] Carr, B. J., Bond, J. P. and Arnett, W. D., *Astrophys. J.*, **277** (1984), 445.  
 [ 17 ] Ashman, K. M. and Carr, B. J., *M. N. R. A. S.*, **234** (1987), 219.  
 [ 18 ] Rees, M. J., *Phys Scripta*, **17** (1978), 193.  
 [ 19 ] Silk, J. and Stebbins, A., *Astrophys. J.*, **269** (1983).  
 [ 20 ] Ostriker, J. P. and Cowie, L. L., *Astrophys. J.*, **273** (1981), L127.  
 [ 21 ] Saarinen, S., Dekel, A. and Carr, B. J., *Nature*, **325** (1987), 598.  
 [ 22 ] Bond, J. R., Carr, B. J. and Hogan, C. J., *Astrophys. J.*, **306** (1986), 428.  
 [ 23 ] Rowan-Robinson, M., Negroponte, J. and Silk, J., *Nature*, **28** (1979), 635.  
 [ 24 ] Draine, B. T., *Astrophys. J.*, **245** (1981), 880.  
 [ 25 ] 吴建新, 谢光中, 科学通报, **32** (1987), 1317.  
 [ 26 ] 谢光中, 鲍梦贤, 顾维新, 卢汝为, 张云, 天文学报, **28** (1987), 168.

(责任编辑 刘金铭)

## Infrared background radiation

Xie Guangzhong

(Yunnan Observatory, Academia Sinica)

## Abstract

We review new observational developments and theories of the infrared background radiation. A brief review of cosmological implications of the infrared background radiation is given in Section I. We present in Section II a detailed studies on the new observational developments of the near-infrared background radiation

---

and the submillimeter background radiation. In section III, we review the expected infrared background from a variety of pregalactic sources. In section IV, the cosmological effects arising from different kinds of dust are discussed in detail.