

河外射电变源模型研究进展

钱善璿 葛京坪

(中国科学院北京天文台)

提 要

本文评述河外射电变源模型的研究,把变源模型归纳为四类:(1)非相对论性膨胀模型;(2)相对论整体运动模型;(3)相对论膨胀模型;(4)低频变源模型。

一、引 言

致密射电源的观测研究在近十年来有了很大的发展,已成为河外射电天文学的重点研究目标之一。而其中的射电变源现象日益引起重视,因为这类变源现象可能提供类星体和活动星系核内最深处释能过程的信息。

通常所说的变源现象,包括致密源中结构的变化(如在VLBI毫角秒尺度上观测到的视超光速分离运动)、流量的变化和偏振状态的变化。由于流量变化的时间-频率特性的不同,有时分为高频变源($>1.4\text{GHz}$)和低频变源($<1.4\text{GHz}$)。观测到的射电变源的流量变化常可以分为两类:一类是长期的比较平稳的幅度的起伏变化;另一类是较短期的爆发式变化,本文中主要考察第二类变化。对于致密源中的射电爆发,我们主要解释它们的流量变化的时间尺度(即变化速率)、频谱的演化特性以及能量要求(包括与射电相联系的其他辐射效应)。通常,频率越高,流量变化的时间尺度越短。在毫米波段,观测到的最短时间尺度约1天,而在厘米、分米波段,最短变化的时间尺度约10天,在米波段最短时间尺度约1—2个月。不同的时间尺度反映空间尺度的不同(在非相对论因果假设下,空间尺度 \leq 时间尺度 \times 光速)。一般,毫米波和短厘米波(<2 厘米)的射电变化与光学变化有一定的相关性,而米波变化则常与高频段的变化不相关。

在考察射电爆发的频谱演变特性时,通常考察两个关系:(1)不同波长上爆发的峰值流量与波长 λ 之间的关系 $S_m(\lambda)$,它反映不同波长上爆发幅度之间的关系,有时用比值 $R_{12} = S_m(\lambda_1) / S_m(\lambda_2)$ 来表达;(2)不同波长上爆发达到峰值的时刻与波长 λ 之间的关系,即 $t_m(\lambda)$,它反映爆发从高频到低频的演化次序和速度,有时用比值 $x_{12} = t_m(\lambda_1) / t_m(\lambda_2)$ 来表达。在通常的高频爆发中(令 $\lambda_1 < \lambda_2$), $R_{12} > 1$, $x_{12} < 1$,即较高频率上的爆发幅度大,达到极大值的时刻也早。爆发的低频成份相对于高频成份有滞后。而在低频(米波)爆发中,则常观测到 $R_{12} \sim 1$ 和 $x_{12} \sim 1$,即同幅-同时的爆发。

由于在实际观测的射电源中爆发是形形色色的,即使同一个变源,在不同时期的爆发形态也可以大不相同,因此解释变源观测特性(主要是频谱特性、时间尺度和能量要求)的模型也是各种各样的。但总的看来,有必要引入相对论运动效应(包括相对论性膨胀和相对论整体运动),才能解释爆发的短时间尺度,大的流量变化以及避免过高的能量要求^[1]。特别是,由于在致密变源(类星体和射电星系核)中,大量地发现VLBI尺度上的核-喷流结构^{[2],[3]},相当普遍地认为,不稳定的核喷流(例如加速的相对论性喷流内不均匀区域的运动)可能是产生射电变源现象的基本过程。这种喷流模型的一个优点是,在小视角下可以产生视超光速分离运动。然而,变源的这种喷流模型还有待进一步发展。

下面我们对河外射电变源的模型的研究进展,作一个比较全面的综述。我们基本上只讨论射电辐射机制是不相干同步加速辐射的一类模型,相对论性电子具有幂律能量分布。本文中不涉及相干辐射机制,因为尚没有一种相干辐射机制可以解释射电变源的频谱和偏振特性。我们将把讨论的变源模型归纳为四类:(1)非相对论性膨胀模型[球形膨胀(包括激波)和一维(喷流式)膨胀];(2)相对论性膨胀模型[球形膨胀(包括激波)和一维(喷流式)膨胀];(3)相对论整体运动模型,指等离子团(本身发生或不发生膨胀)在作整体相对论运动(包括曲线运动)时产生的射电流量变化;(4)低频变源模型,专为解释低频变源用的(闪烁模型和涟漪辐射模型)。下面我们分别讨论各类模型的基本内容,所解释的现象,能量要求以及遇到的困难等等,从而对变源模型的研究现状作一个简明的介绍。

二、非相对论性膨胀模型

这里分九种模型加以叙述。按作者分别列出。

1. Shklovsky^[4](van der Laan^[5], Kellermann & Pauliny-Toth^[6])模型

这是一类经典的等离子团绝热膨胀模型。假定相对论性电子和磁场一次瞬时注入,起始时等离子团在一切射电频率上光学厚,绝热地均匀膨胀,相对论性电子总数目守恒,电子能量 $E \propto r^{-1}$ (r 为等离子团半径),磁通量守恒, $H \propto r^{-2}$,并忽略同步辐射损耗。这种模型给出爆发的峰值流量和峰值时刻同波长的关系分别为: $S_m(\lambda) \propto \lambda^{-\frac{7s+3}{4s+6}}$, $t_m(\lambda) \propto \lambda^{\frac{s+4}{4s+6}}$ (s 为电子能谱分布的幂指数)。因此爆发在高频先出现,而有规律地向低频迁移。对于一定的频率 ν ,在爆发上升段 $S_\nu \propto t^3$ (光学厚阶段),而在爆发下降阶段(光学薄阶段) $S_\nu \propto t^{-2s}$ (S_ν 为流量)。光学厚频段的频谱指数为 2.5,光学薄频段上的频谱指数为 $\frac{s-1}{2}$ (频谱指数 α 定义为 $S_\nu \propto \nu^{-\alpha}$)。

为了在某种程度上考虑膨胀的动力学,可取 $r \propto t^\beta$ ($0 < \beta < 1$ 时为减速膨胀)。此时上升段 $S_\nu \propto t^{3\beta}$, 下阶段 $S_\nu \propto t^{-2s\beta}$ 。 $S_m(\lambda) \propto \lambda^{-\frac{7s+3}{4s+6}}$, 但 $t_m(\lambda) \propto \lambda^{\frac{s+4}{\beta(4s+6)}}$ 。

这种模型可以定性解释经典式的变源爆发、从高频到低频的比较有规则的频谱演化特性,但在解释短时间尺度的大爆发上遇到大能量要求的困难。另外,在许多射电爆发中观测到 $S_m(\lambda) \propto \lambda^{-q}$, $q \sim 0.4$,而这里的模型的典型 q 值在 1—1.3(取 $s=1-2.5$),所以在定量方面不能很好地符合观测特性。

2. Vitello & Pacini 模型^[7]

这是一种流体力学球膨胀模型。初始时内部均匀的等离子团, 非相对论性地自由膨胀进入真空。其频谱演化特性大体上与均匀膨胀时相同。当等离子团半径膨胀到远大于初始半径时, 频谱演化特性与上述经典模型相同。

3. Dent模型^[8]

等离子团非均匀绝热膨胀模型。取 $r \propto t^\beta$, $H \propto r^{-m}$ 和 $E \propto r^{-n}$ 。在这种模型中, $S_m(\lambda) \propto \nu_m^{[m(2s+3)+5(s-1)n-2(s-1)]/[m(s+2)+2n(s-1)+4]}$ 和 $t_m(\lambda) \propto \nu_m^{-(s+4)/\beta[m(s+2)+2n(s-1)+4]}$ 。对于光学薄频率 $S_\nu \propto t^{-\beta[m(s+1)/2+n(s-1)]}$, 对于光学厚频率 $S_\nu \propto t^{\beta(m+4)/2}$ 。在 $m=2$ 和 $n=1$ 时, 化到经典模型。也可参看 Pacholczyk(1981)^[9]。

4. Pacholczyk & Scott 模型^[10]

等离子团膨胀模型。考虑三种过程的联合作用: (a) 绝热膨胀; (b) 磁场的湍流放大和粒子加速(感应加速和湍流加速); (c) 同步辐射损耗。内部湍流是由于高速运动的等离子团和外部介质相互作用时, 等离子团表面上发生的开耳文-赫姆霍兹不稳定性引起的。频谱演化特性可表达如下: 第一阶段, 湍流发展, 磁场放大, 粒子受到感应加速。 $\dot{H}/H \propto jr^{-n}$, $H(t) \propto \exp[-2\eta(r^{1-n} - r_0^{1-n})]$, 湍流的二阶费米加速系数 $\propto k\nu r^{-5/3}$ ($\nu = dr/dt$, 为膨胀速度, 是常数), 于是频谱演化为:

$$S_m \propto r^{-\frac{5(1-s)}{s+4}} \exp\left[-\frac{9s+1}{s+4}\eta(r^{1-n} - r_0^{1-n}) + \frac{5(1-s)}{s+4}k(r^{-\frac{2}{3}} - r_0^{-\frac{2}{3}})\right]$$

$$\nu_m \propto r^{-\frac{2(7s+4)}{5(s+4)}} \exp\left[-\frac{4s+2}{s+4}\eta(r^{1-n} - r_0^{1-n}) + \frac{2(1-s)}{s+4}k(r^{-\frac{2}{3}} - r_0^{-\frac{2}{3}})\right]$$

在第二阶段, 磁场放大和粒子感应加速已停止, 磁通量守恒 $H \propto r^{-2}$, $S_m \propto r^{-\frac{(7s+3)}{(s+4)}}$

$$\exp\left[\frac{5(1-s)}{s+4}k(r^{-\frac{2}{3}} - r_1^{-\frac{2}{3}})\right], \nu_m \propto r^{-\frac{(4s+6)}{(s+4)}} \exp\left[\frac{2(1-s)}{s+4}k(r^{-\frac{2}{3}} - r_1^{-\frac{2}{3}})\right]。$$

由于这种模型中有三种过程联合作用, 在不同阶段上起主要作用的过程不同, 故可以由调节和选取参数来解释不同类型的爆发。

5. Peterson & Dent模型^[11]

等离子团模型, 绝热膨胀加上连续的注入粒子。

假定从某个初始时刻起, 以非零的体积(初始半径为 r_0) 开始均匀绝热膨胀, 并且以一定的速率注入相对论性电子。只考虑绝热损耗和上升阶段的特性。这个模型可用以解释有些射电爆发中出现的高频峰值流量比低频峰值流量还要低的现象。因为高频始终处在光学薄的状态下, 其峰值流量由注入速率和膨胀损耗决定, 由于初始电子数目较少, 故峰值流量较低。而在较低频率上, 爆发峰值要延迟到光学厚度 $\tau \sim 1$ 时才出现, 那时注入的粒子数目较多, 因而幅度反而高。但在更低的频率上, 由于从一开始 $\tau \gg 1$, 故要等到注入结束后才出现流量的峰值(即膨胀使 $\tau \leq 1$), 故峰值又小了。这个模型考虑了三种注入方式(指数式注入、尖峰式注入和坦注入), 发现坦注入加上陡的时间截止, 与观测符合最好。这个模型很好地解释了 3C 273 1966—1967年射电爆发的下列特性: 88GHz上观测到的幅度比经典模型推论的低1个数量级,

88GHz 上的峰值流量反比 32GHz 上的峰值流量低。

6. Ennis 等人模型^[12]

等离子团模型, 考虑绝热膨胀、粒子注入和同步辐射损耗三种过程。考虑到高能电子(相应的辐射频率 $> \nu_b$) 以同步损耗为主, 而低能电子(辐射频率 $< \nu_b$) 以膨胀损耗为主。对于恒定注入(均匀膨胀和磁通量守恒), $\nu_b(r) \propto r^{-4}$ 。这个模型可看作是 Peterson & Dent 模型推广到包括同步辐射损耗的情形。可用它来解释 Blazar 天体在 1 毫米—2 厘米上的同时-同幅型的爆发(结果表明在 Blazar 爆发源中, 磁场足够弱, 毫米波电子也不受同步辐射耗损)。

7. Marscher & Brown 模型^[13]

等离子团绝热膨胀模型。考虑不同能量电子的损耗机制不同: $E < E_b(t)$ 的电子以膨胀损耗为主 ($\frac{dE}{dt} \propto E/t$); 而 $E > E_b(t)$ 的电子以同步辐射耗损为主 ($\frac{dE}{dt} \propto E^2/t^4$)。假定磁通量守恒, 因此在膨胀开始阶段, 高能电子以同步辐射耗损为主, 频谱演化特性为: $S_m(\lambda) \propto \lambda^{\frac{7s-10}{4s+7}}$, $t_m(\lambda) \propto \lambda^{\frac{s+5}{4s+7}}$ (取自[12])。这个模型可用以解释 1972 年 9 月 Cyg X-3 射电大爆发的特性: 在刚过极大值后, 在 8GHz 和 15.5GHz 上流量曲线按指数律下降, 显示为同步辐射损耗效应; 后期阶段的幂律衰减是由绝热膨胀损耗决定的。

8. Vitello & Pacini (一维)模型^[7]

一维膨胀模型。考虑初始长度为 $2L$ 的一段等离子体向两侧均匀膨胀, 膨胀速度为 v , 其频谱演化特性为: $S_m(\lambda) \propto \lambda^{\frac{1-s}{s+2}}$, $\nu_m \propto (vt+L)^{-\frac{s(s+2)}{3(s+4)}} \propto t^{-\frac{s(s+2)}{3(s+4)}}$ (当 $vt \gg L$ 时)。在光学薄阶段 $S_\nu \propto \left(\frac{1}{vt+L}\right)^{\frac{s-1}{3}}$, 在光学厚阶段 $S_\nu \propto (vt+L)$ 。用流体力学的方法计算一维膨胀(自由进入真空)所得到的频谱演化特性类似于均匀膨胀情形。

一维膨胀在 $s \sim 1$ 时, S_m 与 ν_m 的关系相当弱, 即可以得到“水平式演化”的频谱^[10]。

9. Blandford & Mckee 模型^[14]

爆炸波模型。球形的绝热爆炸波, 加速电子有幂律能谱时, 频谱的演化特性如下 (给出 $(S_\nu-t)$ 等关系的指数):

		$(S_\nu-t)$	(S_m-t)	(ν_m-t)	
		$v < \nu_m$	$v > \nu_m$		
脉冲式能量注入	均匀介质	$\frac{4}{5}$	$\frac{6}{5}(2-s)$	$\frac{56-26s}{5(4+s)}$	$-\frac{4(3s-4)}{5(4+s)}$
	不均匀介质(风)	$\frac{5}{3}$	$-(s-1)$	$-\frac{10(s-1)}{3(4+s)}$	$-\frac{2(3s+2)}{3(s+4)}$
稳定能量注入	均匀介质	$\frac{6}{5}$	$\frac{13-4s}{5}$	$\frac{59-14s}{5(s+4)}$	$\frac{2(7-4s)}{5(s+4)}$
	不均匀介质	$\frac{5}{2}$	$-\frac{(s-1)}{2}$	0	-1

这种爆炸波模型的一个重要的优点是, 粒子加速是局部的, 可避免严重的绝热损耗和逆康普顿困难。但非相对论激波在能量上不足以解释射电变源。

三、相对论整体运动模型

这里描述四种模型。

1. Blandford & Königl^[15](Burbidge et al.^[16])模型

在等离子团作整体的相对论运动下, 由于相对论束射效应, 观测到的流量可表为 $S_{\text{观测}}(\nu) = S(\nu)D^{3+\alpha}$, D 为多普勒因子, $D = [\gamma(1 - \beta \cos\theta)]^{-1}$, $S(\nu)$ 为共动系中等离子团的辐射流量。因此观测到的流量变化可写为: $\delta \ln S_{\text{观测}}(\nu) = \delta \ln S(\nu) + (3 + \alpha) \left\{ \frac{D - \gamma}{\gamma \beta^2} \delta \ln \gamma + \gamma \beta D \delta(\cos\theta) \right\}$, 即包括辐射源本身的流量变化和运动学效应所引起的流量变化 (即运动速度和视角的变化所引起的流量变化)。在小视角和极端相对论情形下, $\delta \ln S_{\text{观测}}(\nu) = \delta \ln S(\nu) + \frac{3 + \alpha}{1 + \gamma^2 \theta^2} \left\{ (1 - \gamma^2 \theta^2) \right.$

$\times \delta \ln \gamma - 2\gamma^2 \theta \delta \theta \left. \right\}$, 轨道曲率的变化 ($\delta \theta$ 项) 所引起的流量变化可能起主要作用。不过, 单纯的运动学效应, 对于一切频率都是一样的, 因此频谱的演化特性仍需从射电源本身的变化来解释。在小视角下引入运动学效应, 可以说明短时间尺度和大变幅的爆发现象, 并且可以和视超光速运动现象联系起来。相对论整体运动又可避免康普顿困难^[4]。在[15]中曾用轨道曲率的变化来解释低频变源的大幅度变化, 在[17]中提出用减速运动来解释某些变源的衰减阶段。

2. Ozerney & Sazonov模型^[18]

相对论运动的等离子体圆柱的膨胀模型。假定圆柱体的长度和半径作非相对论性的均匀绝热膨胀, 当轴线沿视线方向时, 光学厚阶段上 $S_{\nu} \propto t^3$, 但相对论运动使比例系数增大一个因子 $\zeta(\gamma) \simeq 2^{7/2} \gamma^{13/2}$; 在光学薄阶段上, $S_{\nu} \propto t^{-2s}$, 相对论运动使比例系数增加一个因子 $\zeta(\gamma, s) \simeq 2^{\frac{5-3s}{2}} \gamma^{-\frac{7(s-1)}{2}}$ 。所以引入相对论运动, 使爆发的上升速率和下降速率都比经典模型快得多。从光学厚情形作考察可知, 相对论运动使总能量要求降低 $[\zeta(\gamma)]^3$ 倍, 故可以避免康普顿困难。

3. Ozerney & Sazonov(抛射)模型^[19]

等离子团的相对论性抛射, 等离子团本身作非相对论性均匀膨胀(球形膨胀)。考虑到非绝热膨胀的情形, 取 $0 < \eta < 1$ ($\eta = 0$ 为绝热膨胀情形)。频谱演化特性可表达为:

$$S_m(\lambda) \propto \lambda^{-[7s+8-5\eta(s-1)]/[4s+6-2\eta(s-1)]}, \quad \lambda_m \propto t^{[4s+6-2\eta(s-1)]/(4+s)}$$

相对论运动使辐射流量的变化正比于 $D^{\frac{2s+3-\eta(s-1)}{4s+6-2\eta(s-1)}}$ (光学厚频率) 和 $D^{[2s^2+18s+15-18\eta(s-1)]/(4s+6-2\eta(s-1))}$ (光学薄频率)。这种变源模型可以容纳视超光速运动(小视角下)。

4. Озерной и Урановский^[20](Печорин^[21])模型

相对论电子注入刚性磁力管的模型。变源现象起因于相对论电子沿着磁力管运动(绝热螺旋运动)所引起的螺角分布的各向异性和磁场强度沿磁力管的变化(取 $H \propto R^{-2m}$, $m = 1$ 为径向磁场, $m = \frac{3}{2}$ 为偶极子磁场)以及相对论时延效应。假定在原点上注入各向同性分布的相

对论电子云(螺角 $0 < \varphi \lesssim \varphi_{\max}$, $\varphi_{\max} \sim 1$), 则在视角 $< \varphi_{\max}$ 时, 频谱演化特性可表为: $S_m(\nu) \propto \nu^{(s+4-\frac{5}{2m})/(s+4-\frac{1}{m})}$, $\nu_m \propto t^{-(s+4-\frac{1}{m})/(s+4)}$. 流量随时间的变化可表为: 光学厚阶段 $S_\nu \propto t^{s/2}$, 光学薄阶段 $S_\nu \propto t^{-(s+1-\frac{1}{m})/2}$. 这种模型可解释 $\lambda_m \propto t^q$, $q \sim 1$ 的爆发(取 $m=1$ 和 $1 < s < 3$) 和 $\frac{d \ln S_m}{d \ln \nu_m} \approx 0.8$ 的爆发(取 $m=1$, $\frac{3}{2}$ 和 $s \sim 2-3$). 在小视角下观测时, 可出现视超光速分离运动. 如果磁力管弯曲, 使视角发生变化, 分离速度可以是加速的. Spencer^[22] 发现在 CTA 26 中磁能大大超过相对论电子能量, 所以这类注入模型在这类变源中可能适用.

四、相对论膨胀模型

这里分五种模型加以描述.

1. Rees 模型^[23]

等离子团的相对论(均匀, 绝热)膨胀模型. 相对论膨胀不改变经典的非相对论膨胀模型的关系, (S_m-t) , $(S_m-\nu_m)$ 和 (ν_m-t) 的关系, 但在 (S_m-t) 关系中引进了相对论膨胀的因子, 使上升速率大大增长(上升段的因子见[18]), 即大大缩短了时间尺度(参看前面讨论过的 Ozerov-Sazonov 模型). 钱善璿等人^[25] 考察了相对论膨胀的等离子团在参与整体相对论整体运动的情形下辐射流量的变化, 显然考虑双重相对论效应可以解释更加快速的流量变化.

这种模型可以解释极端快速的大流量变化, 并消除康普顿困难. 按照 Salvati(1979)^[26] 的意见, 逆康普顿光度和同步辐射光度之比可写为 $\frac{L_c}{L_s} \propto (1+\beta)^{-2} \beta^{-10} \gamma^{-8}$, 只要膨胀速度足够

大, $L_c \ll L_s$. 虽然等离子团表面的视直径以超光速膨胀, 但按照 Jones & Tobin^[27] 的计算, 这类均匀膨胀的球模型不能产生视超光流量变化. 不过考虑双重相对论效应, 很容易产生视超光流量变化^[24].

2. Vitello & Pacini 模型^[28]

等离子团相对论流体力学膨胀模型(自由膨胀进入真空). 按照 Vitello & Salvati^[29] 的相对论流体力学处理, 等离子体集中在一个薄壳内(壳的厚度为等离子团的初始尺度), 以近光速膨胀. 频谱演化特性大体上与经典模型相似, 唯 $(S_m-\nu_m)$ 的演化斜率比经典情形更陡一些. 根据 Озерной и Урановский^[20] 的简化处理得到: $\frac{\log S_m}{\log \nu_m} = \frac{12s+13}{5s+6}$. 在完全透明

的频率上 $S_\nu \propto t^{-\frac{5}{2}(s+1)}$. 按照[25], $\frac{L_c}{L_s} \propto \beta^{-10}(1+\beta)^{-\frac{5}{3}} \gamma^{-14}$, 所以可以消除康普顿困难.

3. Vitello & Pacini(一维)模型^[28]

相对论一维膨胀模型(自由绝热膨胀进入真空).

按相对论流体力学处理, 等离子体集中在前沿薄层内(厚度为初始尺度), 以近光速速度膨胀. 频谱特性 $(S_m-\nu_m)$ 的演化比非相对论的一维膨胀时略陡一些, 因此可以产生水平移动式的频谱演化(即 $S_m \propto \nu_m^\alpha$, $\alpha \sim 0$ 的情形).

这种模型在小视角下可以产生视超光速运动和短时间尺度的大流量变化。

4. Blandford & Mckee模型^[14]

极端相对论性的爆炸波模型(绝热, 球形激波, 加速电子具有幂律能谱分布)。这种模型的物理过程是: 大能量的突然释放所形成的极端相对论性爆炸波通过磁化等离子体传播, 在激波壳层内加速粒子和放大磁场, 产生同步加速辐射, 变源的行为依赖于爆炸波总能量和外部介质的特性。频谱的演化特性可表示如下(给出 $(S_\nu-t)$ 等关系的指数):

		$S_\nu-t$		S_m-t	ν_m-t
		$\nu < \nu_m$	$\nu > \nu_m$		
		脉冲式能量注入			
脉冲式能量注入	均匀介质	$\frac{5}{4}$	$-\frac{3(s-1)}{4}$	$-\frac{5(s-1)}{4(4+s)}$	$-\frac{3s+2}{2(4+s)}$
	不均匀介质(风)	$\frac{7}{4}$	$-\frac{3s-2}{8}$	$-\frac{4s+1}{2(4+s)}$	$-\frac{3(s+2)}{2(4+s)}$
稳定能量注入	均匀介质	$\frac{3}{2}$	$1 - \frac{1-s}{2}$	$\frac{6-s}{4+s}$	$-\frac{s}{4+s}$
	不均匀介质(风)	$\frac{5}{2}$	$\frac{1-s}{2}$	0	-1

在广泛的条件下, 爆炸波大部分动能可以耗散, 因而爆炸波可能是辐射的(相应的频谱特性未列出), 因此机械能可以高效率地转化成射电辐射; 由于粒子加速发生在局部的薄壳内, 故可以避免巨大的膨胀损耗和康普顿困难; 在外部介质的不均匀性尺度可与观测到的射电源尺度相当时, 可以说明低频变源现象。[25]中考虑了极端相对论爆炸波的减速效应, 而 Marscher^[30]考察过极端相对论爆炸波激发等离子体薄屏情形下的变源模型, 用于解释 1975 年 AO 0235+16 的射电爆发。

5. Blandford & Königl^[15](Salvati & Fanti^[31])模型

相对论喷流模型。Blandford & Königl 原则上提出, 致密射电源的射电辐射起源于准直的相对论喷流。而其时间变化(以及空间结构的变化)可归结为相对论喷流中个别密度不均匀的区域(例如激波区域)的运动。Salvati & Fanti 考察了小视角下相对论喷流内等离子体泡(粒子密度增强区)沿准直稳定的喷流运动时的流量变化。他们假设喷流的流动特性由 Blandford & Rees^[32]的拉瓦喷管模型给定, 即是一种加速的相对论喷流, 假定等离子体泡和喷流一样作直线加速运动。

这类模型原则上可以解释经典的爆发特性, 因为等离子体泡在沿喷流向外运动时发生膨胀。但由于膨胀是二维的, 频谱特性 $(S_m-\nu_m)$ 的演化可以比球形膨胀的经典模型平坦些。又由于等离子体泡的运动是加速的, 所以流量变化的一部分可以来自运动学效应, 并且在小视角下可以出现视超光速分离运动。

Salvati & Fanti 提出的上述沿喷流流动的等离子体泡模型, 原来是为了解释低频变源的, 我们把它列在这里是因为这种模型原则上应适用于其他变源。他们用这种模型所要解释的是低频爆发中常常观测到的不同频率上爆发的同幅性和同时性。这是由于喷流变源区域结构的不均匀性, 可使频谱变平坦(因为在较低频率上, 电子密度和磁场的减弱被辐射区域尺度的

增加所抵消);而由于喷流的加速,导致不同波长上的辐射的相对延迟时间大大减小。另外在这种模型中,喷流本身辐射的强弱,直接影响到等离子体泡流量变化的时间尺度。

五、低频变源模型

这里包括四种模型(如解释低频变源的相对论喷流模型已在上节中描述)。

1. Cocke 等人模型^[33]

涟漪辐射机制。专门用以解释具有中频间隙的射电爆发中的低频段流量变化(中频间隙爆是一种宽频带的爆发,从 $\sim 300\text{MHz}$ — 100GHz ,但在低频和高频两段上都出现爆发,而在中间频段(1 — 2GHz)上,则完全没有爆发,出现一个“间隙”)。这个模型认为高频爆发是小螺角下的同步辐射,即相对论电子爆发区通过磁力线的切线非常靠近视线时看到的同步辐射,故流量变化的时间尺度取决于磁力线的曲率、爆发区的长度和辐射束的宽度。低频爆发($\sim 400\text{MHz}$ 附近)是同一些相对论电子在磁场不均匀性上的散射所产生的(在相对论电子本身的参考系中,磁场不均匀性可看作“光子”,因此通过汤姆逊散射可产生射电辐射。所以涟漪辐射实际上是磁流波在相对论电子上的散射辐射)。这种模型可以解释低频上的极高的亮温度,但要求螺角 $\sim 0^\circ.1$,磁场不均匀性尺度 ~ 8 公里,要求爆发区的角径 $\sim 10^{-5}$ 角秒。这些要求相当苛刻,而星际闪烁观测迄今也尚未搜索到这样小角径的高亮度的爆发源。

2. Шапировская 模型^[34]

折射闪烁模型。认为低频变源现象不是射电源的固有的内在变化,而是外因引起的。这就是由于银河系星际空间大尺度(10^{13} — 10^{14} 厘米)不均匀性所产生的慢闪烁(折射闪烁)。这种模型最近的理论探讨见 Rickett 等人(1984)^[35]。这种机制可以解释从分米波到米波的变源特性,流量变化从 $\sim 10\%$ 增加到 $\sim 100\%$,时间尺度 ~ 1 年(取太阳系运动速度为 ~ 20 公里/秒)^[36]。按照(37),这种闪烁引起的流量变化应出现在一个窄的频带内,因为在某个临界波长两侧,闪烁指数分别正比于 λ^{-2} 和 λ^2 。支持这种机制的一个主要的很有说服力的实验依据是,脉冲星在米波(~ 1 米波长)上的长期流量变化的特征时间尺度(自相关时间尺度)与星际色散度的积分的相关性极好,表明脉冲星的长期流量变化确实是由于星际介质中的大尺度不均匀性($\sim 10^{14}$ 厘米)引起的^[38]。这个模型看来不能解释所有的低频变源现象,因为有些低频变源现象和致密源的其他现象之间存在着相关性。

3. Marscher 模型^[39]

等离子团碰撞模型。根据 VLBI 观测,有低频流量变化的致密源中具有多个结构成份,表明星系核活动时抛射出一系列等离子团(通常沿某个喷流方向,如 NRAO-140)。Marscher 提出,一个新抛射出的等离子团的速度比前一个较老的等离子团的速度大时,在经过一定时间之后就会赶上去,并发生撞击。在撞击产生的激波区内引起低频爆发辐射,而新等离子团自身则发射高频辐射,从而形成具有中频间隙的爆发。

VLBI 的观测现已表明,不同时期抛射的节点的运动速度确实是可以不同的。

4. O'Dell 模型^[40]

均匀等离子团的非球对称演化模型。这个模型可以解释低频变源中的两类爆发(延迟爆

发和无延迟爆发)。它保留经典的(或标准的)等离子体团膨胀模型中的基本假设(均匀绝热膨胀、粒子数目守恒和磁通量守恒),但体积的演化不是球对称的。如果三个空间方向上的线尺度的演化都是“同向”的,即向三个方向膨胀,那么得到类似于经典膨胀等离子团的标准式的演化,即可解释通常的延迟爆发(高频先出现,向低频漂移);如果某一个空间方向上线尺度的演化与其他两个方向上的相反(例如两个方向上膨胀,一个方向上压缩),则就会出现偏离标准式演化的结果。特别是,当

$$\left| \frac{\Delta \ln F_m}{\Delta \ln v_m} \right| \gg 1$$

时,可以解释无延迟爆发(即不同频率上的同时爆发)。在沿视线方向发生压缩的“薄饼”(Pancake)的情形下,由于流量变化的时间尺度正比于视线方向上的线尺度(即“薄饼”的厚度),它比横向尺度小得多,所以爆发源的实际亮温度,要比从流量变化时间尺度(在球对称假设下)推论的低得多。这就可以大大减轻低频变源中普遍遇到的高亮温度的困难,因而只要求比较适中的整体运动的洛仑兹因子。

总结起来,变源的形形色色现象,反映了变源内物理过程的不同,因此模型也可以不同。但从变源模型研究的发展趋势来看,必须放弃经典模型中膨胀各向同性和电子分布各向同性的假设^[41]。相对论喷流模型(或相对论整体运动模型)能比较好地解释变源的观测特性,包括变源内结构的快速变化和流量变化的短时间尺度,以及致密源的其他有关现象。这种模型值得作进一步研究。慢闪烁(折射闪烁)机制也是一种比较合理的机制,大概至少有一部分单纯的低频变化是这种机制引起的。另外,最近 Slee(1985)^[42]在 80MHz 和 160MHz 上发现射电变源 1055 + 018 在将近半年时间内流量变化达到 2—3 倍,这是一类新发现的米波射电激变源,显然关于它的机制尚需研究(慢闪烁机制是其中之一),也需要有更多的监视观测来确定它们的特性和发现更多的这种射电激变源。

参 考 文 献

- [1] 钱善璿, 天文学进展, 2 (1984), 131.
- [2] Pearson, T. J. and Readhead, A. C. S., IAU Symp. No. 110, p.417.
- [3] Cohen, M. H. and Unwin, S. C., IAU Symp. No. 110, p.95.
- [4] Шкловский, И. С., А. Ж., 42 (1965), 30.
- [5] van der Laan, H., Nature, 211 (1966), 1131.
- [6] Kellermann, K. I. and Pauliny-Toth, I. I. K., Ann. Rev. A. Ap., 6 (1968) 417; 19 (1981), 873.
- [7] Vitello, P. and Pacini, F., Ap. J., 215 (1977), 452.
- [8] Dent, W. A., Ap. J., 153 (1968), L29.
- [9] Pacholczyk, A. G., Ap. Let., 21 (1981), 87.
- [10] Pacholczyk, A. G. and Scott, J. S., Ap. J., 210 (1976), 311.
- [11] Peterson, F. W. and Dent, W. A., Ap. J., 186 (1973), 421.
- [12] Ennis, D. J. et al., Ap. J., 262 (1982), 451.
- [13] Marscher, A. P. and Brown, R. L., Ap. J., 200 (1975), 719.
- [14] Blandford, R. D. and McKee, M. F., MNRAS, 180 (1977), 343.
- [15] Blandford, R. D. and Königl, A., Ap. J., 232 (1979), 34.
- [16] Burbidge, G. R. et al., Ap. J., 193 (1974), 43.
- [17] Spangler, S. R. and Cotton, W. D., A. J., 86 (1981), 730.
- [18] Ozernoy, L. M. and Sazonov, V. N., Nature, 219 (1968), 467.
- [19] Ozernoy, L. M. and Sazonov, V. N., Ap. Space Sci., 3 (1969), 395.

- [20] Озерной, Л. М. и Урановский, Л. Э., *А. Ж.*, 51 (1974), 8.
 [21] Печорин, В. Т., *А. Ж.*, 57 (1980), 687.
 [22] Spencer, J. H., *BAAS*, 15 (1983), 943.
 [23] Rees, M. J., *MNRAS*, 135 (1967), 345.
 [24] van der Laan, H., in *Nuclei of Galaxies*, p.245, ed. by J. K. O'Connell, (1971)
 [25] 钱善璿等, *天文学报*, 26 (1985), 197.
 [26] Salvati, M., *Ap.J.*, 233 (1979), 11.
 [27] Jones, T. W. and Tobin, W., *Ap.J.*, 215 (1977), 474.
 [28] Vitello, P. and Pacini, F., *Ap.J.*, 220 (1978), 756.
 [29] Vitello, P. and Salvati, M., *Physics of Fluids*, 19 (1976), 1536.
 [30] Marscher, A. P., *Ap.J.*, 224 (1978), 816.
 [31] Salvati, M. and Fanti, R., *A.A.S.*, 128 (1983), 165.
 [32] Blandford, R. D. and Rees, M. J., *MNRAS*, 169 (1974), 395.
 [33] Cocke, W. J. et al., *Ap.J.*, 225 (1978), 26.
 [34] Шапировская, Н. Я., *А. Ж.*, 55 (1978), 953.
 [35] Rickett, B. J. et al., *A. Ap.*, 134 (1984), 390.
 [36] Slee, O. B., *MNRAS*, 209 (1984), 215.
 [37] Пынзарь, А. В. и Шишов, В. И., *А. Ж.*, 57 (1980), 1187.
 [38] Sieber, W., *A.A.S.*, 113 (1982), 311.
 [39] Marscher, A. P., in *Low-frequency Variability of Extragalactic Radio Sources*, p.83, (1983).
 [40] O'dell, S. L., in *Low-frequency Variability of Extragalactic Radio Sources*, p.69, (1983).
 [41] Sturrock, P. A., *BAAS*, 15 (1983), 944.
 [42] Slee, O. B., *MNRAS*, 209 (1984), 215.

(责任编辑 谢应纯)

On the Theoretical Models for Extragalactic Variable Radio Sources

Qian Shanjie Ge Jingping

(Beijing Observatory, Academia Sinica)

Abstract

The theoretical models for extragalactic variable radio sources are reviewed. They are classified into models of

- (1) Non-relativistic expansion;
- (2) Relativistic bulk motion;
- (3) Relativistic expansion;
- (4) Low-frequency variables.