

# 致密射电源内的相对论运动效应

钱善璿

(中国科学院北京天文台)

## 提 要

在本文中,我们对致密射电源内相对论运动效应的研究进展加以评述。内容包括:

- (1) 视超光运动;
- (2) 视超光流量变化(射电变源和康普顿问题);
- (3) 射电变源的X-射线发射;
- (4) 类星体计数统计中的相对论束射效应;
- (5) 致密射电源物理参数的相对论改正;
- (6) 相对论喷流的辐射特性;
- (7) 相对论膨胀的流体力学研究及其应用。

由于综合孔径和甚长基线干涉仪技术的应用和进一步发展,河外射电源(类星体和射电星系)的研究已取得很大的进展。一个最基本的重要结果是,弄清了星系核和类星体(或致密射电源)中的毫角秒级的小尺度结构和大尺度展源结构( $> 1$ 角秒)之间物理上的联系:射电双源(尺度20kpc—1Mpc)的能量是由星系核通过大尺度喷流(最好的例子是NGC6251)供应的,在强射电双源中通常虽看不到喷流,但在其射电瓣的外缘上观测到的热斑,正是喷流冲击在外部介质上形成的\*;在星系核内存在着核心-核喷流结构(尺度 $\sim 10$ 毫角秒);通常核喷流与展源内的大尺度喷流或热斑基本上共线,在NGC6251的情形下,核喷流直接和大尺度喷流联接起来,其共线尺度范围达到 $10^6:1$ 。

对致密射电源的长期监测发现,许多致密源在射电、光学、甚至X射线上是变源。对射电致密源的毫角秒结构和变化,进行射电(从毫米波到米波),光学,红外,紫外,X射线以及 $\gamma$ 射线上流量变化的联合观测研究,是目前射电天文学中的重要发展趋势,这种研究最终必将加深对致密源能源机制中发生着的物理过程的理解。

现有的观测研究表明,在致密源内存在着物质的相对论性运动。本文描述相对论性运动的观测依据和它在解释射电现象上的意义。

## 一、视超光速运动

用甚长基线干涉仪技术在几个强致密源中测到的视超光速分离运动是致密源内存在着整

1984年3月18日收到。

\* 最新报道,发现了Cyg A的喷流,见 Perley, R. A. et al., BAAS, 15 (1983), No.4, 892.

体相对论性运动的最直接的观测证据。迄今为止,视超光速运动源有6个,即类星体 NRAO-0140、3C273、3C279、3C345、3C179和射电星系 3C120<sup>[11]</sup>。它们的主要观测特征有<sup>[1-9]</sup>:(1)无一例外地具有核心-核喷流结构;(2)观测到的现象是,核喷流中的一、二个节点以视超光速离开核心向外运动,分离速度约2—10c;(3)在分离运动期间,核心和节点的流量和频谱特性,节点的角径随时间而变化,通常在(5—10GHz)频段上节点和核心有相近的流量;(4)节点的运动可以匀速或加速(3C345),但没有观测到减速运动,分离运动速度与频率无关;(5)视超光速分离运动事件可在1—2年内重复发生(3C120,3C345),方位角取向基本上保持不变,但在最靠近核心处,节点的运动轨道可以是弯曲的(3C345);(6)核喷流的方位角,从最深的核心到其外部,甚至到秒级尺度上,方位角常发生旋转,3C345中最典型,从0.5毫角秒到2秒上转了~100°,而且在毫角秒尺度上旋转特别快;(7)在较低频率上观测,视超光速运动源是有以核为主的结构,周围有秒级的延伸结构和晕;(8)在这6个源中,3C179是个对称的展双源。表1列出了视超光速运动源的观测特性。

表1 视超光速分离运动源的观测特性( $H_0=100$ 公里/秒·百万秒差距,  $q_0=0.05$ )<sup>+</sup>

源名	红移 Z	光学证认	VLBI 尺度 (秒差距)	分离运动 方位角 (度)	方位角 旋转 (度)	分离角 速度 (毫角秒/年)	线分离 速度 (光速)	最小洛伦 兹因子 $\gamma_{min}$	视角 $\theta(\gamma_{min})$ (度)
3C120	0.033	塞弗特星系 或N星系	3	-115(5GHz)	45	1.35	2.1	3	20
3C273	0.158	类星体	>15	-116(10.7GHz)	35	0.76	5.3	5	11
3C279	0.538	类星体	(12)	-157(5GHz)	15	(0.5)	(10)	10	6
3C345	0.595	类星体	20	-130(22GHz)	107	0.36	8.2	8	7
3C179	0.846	类星体	(6)	92(10.7GHz)	6	0.14	4.2	4	14
NRAO-140	1.258	类星体	>10	120(10.7GHz)	20	0.13	5.4	5	10

+ 主要取自[1]。

为解释视超光速运动现象,曾提出过许多模型(详见[10,11]的评论),包括(1)距离的非宇宙学红移的估计;(2)随机起伏(或圣诞树)模型;(3)回光模型;(4)位相效应;(5)引力透镜模型;(6)磁偶极子模型和(7)整体相对论性运动。经过几年的检验和比较,认为只有相对论性整体运动的模型才可能容纳所有上列的观测事实,而且还能解释致密源的其它有关的许多现象。这种模型的中心思想是引入一种相对论效应:从星系核沿小视角 $\theta$ 以相对论性速度( $\beta=\frac{v}{c}$ ,  $v\sim c$ )向观测者抛射的等离子团(假定其本身膨胀是非相对论性的),其观测到的视分离速度为 $\beta_{app}=\frac{\beta\sin\theta}{1-\beta\cos\theta}$ ,在 $\sin\theta=\frac{1}{\gamma}$ ( $\gamma=(1-\beta^2)^{-1/2}$ )时,视分离速度达到极大值 $\gamma\beta$ 。按此计算得到的最小值 $\gamma_{min}$ 和相应的 $\theta$ 列在表1中。

已被研究过的相对论性整体运动的模型又可分为四类<sup>[11]</sup>:(1)相对论性自由膨胀<sup>[12]</sup>,文[12]中的计算发现,一维膨胀在小视角观测时可以产生视超光速运动;(2)相对论性爆炸波<sup>[13]</sup>;(3)等离子团的相对论性抛射<sup>[14]</sup>;(4)相对论性等离子体喷流<sup>[15]</sup>。相对论性喷流模型目前看来最适合。这种模型认为,通过喷流中流速的不稳定性产生的相对论性冲击波可

形成节点, 或者星际云进入喷流通道内受到加速而形成节点。当喷流以小视角指向观测者时, 节点的运动就会出现视超光速。相对论性喷流模型自然地解释了观测到的毫角秒尺度上的核心-核喷流结构, 而也为向大尺度喷流的过渡和向展源(热斑)有效地供能提供了统一的经济的方案。同时下列的一系列观测特征也可得到解释: (1) 视超光速源中由内向外线状结构方位角的旋转, 可解释为喷流轨道的微小弯曲(例如由于外部介质的压力梯度)在小视角投影下的放大效应<sup>[16]</sup>; (2) 至少在一部份致密源中核喷流的单边性可以解释为是由多普勒效应引起的: 退行喷流由于相对论性运动而大大减弱, 因而观测不到; (3) 由于核心和节点都有相对论束射效应, 所以可有相比拟的流量(由于核心和节点的频谱特性, 这主要发生在 5—10GHz 频段上); (4) 由于相对论束射增强效应, 在小视角指向观测者时测到的流量要比共动系中测到的大得多, 因此对于致密源中能量要求可大大降低(同时也考虑到各向异性辐射); (5) 从视超光速运动源得到的洛仑兹因子 $\gamma \sim 4-10$ , 也是解释变源现象所需要的, 在致密源的统计中也发现存在着相对论束射效应的证据(见下面各节)。

## 二、视超光流量变化(射电变源和康普顿困难)

在射电变源现象的研究中, 主要的问题是解释观测到的短时间尺度流量变化: 在厘米波段最短时间尺度约在 10 天量级<sup>[17]</sup>, 在长分米波段(低频变源)最短时间尺度在 2~3 个月(例如视超光速运动源<sup>[18]</sup>)。建立在不相干同步辐射机制上的经典致密源模型(不涉及相对论性运动), 在解释这种短时间尺度流量变化上遇到了严重的困难。

在变源研究中通常用三种方式表达所遇到的问题: (1) 按照非相对论性的因果律, 具有流量变化时间尺度  $\Delta t = \left| \frac{d \ln F_\nu}{dt} \right|^{-1}$  的变源区域, 其线尺度应比光行距离小, 即  $\leq c \Delta t (1+Z)$ , 因此变度指数  $i_\nu = \frac{\theta_s D_l}{c \Delta t (1+Z)}$  应  $\leq 1$  ( $D_l$  为光度距离,  $\theta_s$  为观测角径,  $F_\nu$  为流量)。可是早就发现, 有些变源(如 3C454.3, CTA102 等)由流量变化时间尺度和 VLBI 观测角径算出的  $i_\nu > 50$ , 这表明流量变化是“视超光”的<sup>[19]</sup>; (2) 对于未得到观测角径的变源, 可在不相干同步辐射理论上, 从其频谱特性来估计角径, 从而得到  $i_\nu$ 。如假定变源的亮温度不超过逆康普顿散射限定的上限  $10^{12} \text{K}$ , 则可求出角径的下限  $\theta_{lc} = 1.3 \times 10^{-3} S_n^{1/2} \nu_n^{-1} (1+Z)^{1/2} (\theta_{lc}, S_n$  和  $\nu_n$  分别用毫角秒, 扬斯基和京赫表示,  $\nu_n$  为反转频率,  $S_n$  为最大流量)<sup>[20]</sup>。也可以令变源内相对论电子的逆康普顿损耗和同步辐射损耗的比值  $\frac{u_e}{u_m} \sim 1$ , 可以得到角径  $\theta_{rm} = 1.08 S_n^{1/2} \nu_n^{-9/10} (1+Z)^{3/5}$  (这里的  $S_n$  是从光薄段频谱外插到  $\nu_n$  处的流量), 类似地可以得到  $\theta_{em}$  (均分角径: 电子能量密度和磁能密度比值  $u_e/u_m \sim 1$  时的角径, 利用表 2 中  $u_e, u_m$  的公式不难得到  $\theta_{em}$ )。利用  $\theta_{lc}$  或  $\theta_{rm}$  和  $\theta_{em}$  可计算变度指数<sup>[15, 21]</sup>; (3) 对于不可分解的致密变源, 可直接取流量变化的时间尺度来估计变源的线径  $R_s = c \Delta t (1+Z)^{-1}$ , 从而计算变源的亮温度。如果它大大超过  $10^{12} \text{K}$ , 表明变源存在视超光流量变化。对于最短时间尺度的变化所得到的亮温度  $T_b \sim 10^{14} - 10^{16} \text{K}$  (在低频变源中最普遍)<sup>[17, 22, 23]</sup>。这和  $i_\nu \gg 10$  的结果是相适应的。

$T_b \gg 10^{12} \text{K}$ , 意味着变源中相对论性电子受到灾难性的逆康普顿损耗, 从而要求极大的

总能量, 这就是变源问题中著名的康普顿困难。可以解释视超光变化和高亮温度(避免康普顿灾难)的理论考虑, 基本上只有两种。辐射的相干机制可以产生很高的亮温度, 但是星际闪烁观测和 VLBI 观测至今没有提供小角径的肯定证据<sup>[24]</sup>。一个倾向性的意见是, 辐射仍然是不相干同步辐射机制, 变源中的短时间尺度流量变化是由于相对论运动效应引起的: 一个沿小视角以相对论性速度向观测者运动的等离子团的变化辐射, 观测到的变化时间尺度将比本征变化时间尺度短  $D$  倍 ( $D = [\gamma(1 - \beta \cos \theta)]^{-1}$ ,  $\theta$  很小时  $D \approx 2\gamma$ )。相应地由于计入相对论运动效应后  $i_\nu = \theta_{rm}/\theta_i \propto D^{-8/5}$ <sup>[23]</sup>, 因此在  $\gamma \sim 5-10$  时, 即可以解释观测到的最快的视超光变化。在低频变源中存在的最严重的高亮温度问题也可以得到解释, 因为  $T_{\text{本征}}(\nu) \leq T_{\text{观测}}(\nu) \cdot D^{-3}$ <sup>[23, 24, 15]</sup>。早期, 在文[25]中曾用相对论性膨胀来克服康普顿困难。在相对论性膨胀的情形下, 变度指数对  $D$  的依赖关系将取决于膨胀的动力学模型。但正如文[26]中所指出, 视超光流量变化是和相对论膨胀效应一致的。

有利于上述解释的其它证据是, 视超光速运动源(除 3C273 外)都是短时间尺度的低频变源, 因此相对论运动能把这两种现象统一起来, 它们要求的  $\gamma$  值范围也相近。通常对变源中磁能密度和相对论性电子能量密度计算表明, 电子能量占支配地位, 因此发生相对论性膨胀或运动是非常可能的, 如果没有足够的热等离子体约束它的话, 偏振观测结果有助于这种看法。

### 三、变源的 X 射线

在不相干同步辐射机制下, 致密源内应当有自康普顿效应产生的 X 射线辐射, 在射电爆发时应出现相应的 X 射线爆发。自爱因斯坦天文台运转以来, 对这种射电—X 射线现象之间相关性的研究十分活跃, 它已成为探讨致密源辐射理论的一个重要手段。已有的 X 射线观测结果表明, 实际测到的 X 射线强度常常要比根据致密源的射电频谱和角径, 从自康普顿散射理论预测的强度弱好几个数量级, 也就是说在射电大爆发时观测不到同时的 X 射线爆发。这个结果又导致了要求引入相对论束射效应的必要性<sup>[19]</sup>。按照文[27], 在计入相对论效应时, 自康普顿理论预测的 X 射线流量  $S_X(E_{keV}) = d(\alpha) \ln \frac{\nu_2}{\nu_n} \theta^{-2(2\alpha+3)} \nu_n^{-(8\alpha+5)} S_n^{2(\alpha+2)} E_{keV}^{-\alpha} \cdot \left(\frac{1+Z}{D}\right)^{2(\alpha+2)}$  (其中  $\alpha$  为频谱指数,  $d(\alpha)$  为依赖于  $\alpha$  的常数,  $\nu_2$  为频谱的高频截止)。因此, 相对论效应的引入可以降低预测的 X 射线流量, 以和观测相符合。

特别值得提到的是 NRAO140, 它是首先从上述的理论和实测 X 射线被推论为是一个视超光速分离运动源, 并在后来得到了证实<sup>[28]</sup>。1980年4月曾对 NRAO140 同时进行了 VLBI 和 X 射线观测。从 VLBI 观测确定了它的核心和节点的频谱和角径, 发现节点有相当低的反转频率 ( $\nu_n \sim 2.7\text{GHz}$ ), 但角径小 ( $\theta \sim 0.43$  毫角秒), 流量大 ( $S_n \sim 1.05$  扬斯基)。从自康普顿散射理论预测, 这个节点在 1keV 的 X 射线应比核心的高  $10^3$  倍, 应为  $10^3 \mu\text{Jy}$ , 而实测却只有  $1.6 \mu\text{Jy}$ 。为了解决这个矛盾, 文[29]中提出, 节点可能在作小视角的相对论运动, 预测  $\gamma \sim 4$  (此值与距离无关, 从而也与哈勃常数无关)。一年之后(1981年2月和6月)又进行了 VLBI 测量, 果然发现这节点在作视超光速分离运动, 得到  $\gamma = 5.4 (H_0 = 100)$ <sup>[19]</sup>。NRAO-140 是根

据 VLBI 和 X 射线联测确定其内相对论运动的第一个成功的实例。这种方法正日益受到重视和应用。

最近对 3C345 中核心 D 和节点  $C_3$  作了类似的研究<sup>[2]</sup>, 同样要求引入相对论运动效应, 才能解释 X 射线实测结果, 得到核喷流的  $\gamma \geq 6$ ,  $\theta \leq 7^\circ$ 。这和  $C_3$  的视超光速分离运动可以相符。

3C147 是又一个例子<sup>[29]</sup>。在 329MHz 上时隔 6 年的两次 VLBI 观测, 发现它的中央致密源是个低频变源\*。按变化时间尺度算出的角径和射电频谱, 预测的 X 射线要比实测的高 10<sup>6</sup> 倍。现有的 VLBI 观测已经表明, 3C147 为视超光速运动源的可能性很大。

除了上述以外, 对于 BL Lac 天体, 也在进行 VLBI 和 X 射线的联测研究。BL Lac 天体是一类有快速流量变化的射电源, 需要在不同程度上引入小视角相对论运动效应, 才能在不相干同步辐射—康普顿机制下解释从射电到 X 射线的整个频谱, 以及射电爆发时的 X 射线观测结果<sup>[80, 81, 82]</sup>。

#### 四、类星体统计学中的相对论性束射效应

联系到致密源内(特别是视超光速运动源)存在相对论性运动效应, 在文[33]中首先提出把各种类型的类星体统一起来的思想, 认为射电宁静类星体、射电坦谱类星体和光学激变类星体是属于同一类型的天体, 差别仅在于它们有不同程度的相对论束射效应: (1) 光学激变类星体(强射电源, 强射电变源, 其中一部份已观测到视超光速运动), 其致密源内的射电喷流指向观测者的视角最小, 因而相对论束射效应最大; (2) 射电坦谱类星体(一般的射电变源), 其视角稍大, 束射效应次之; (3) 射电宁静类星体则有比较大的视角, 所以观测不到束射效应。在射电研究中, 这种看法近年来又被进一步发展<sup>[84]</sup>, 认为射电坦谱源和射电陡谱源实际上是同一类射电源, 差别仅在于致密源中射电核喷流对观测者的视角不同。由于光学激变类星体也属于射电坦谱源, 所以这样就可以把光学激变类星体(也可包括 BL Lac 天体), 射电坦谱类星体, 射电陡谱类星体和射电宁静类星体按相对论束射(即视角大小)效应程序统一起来。实际上, 从视超光速源的分析得到相对论运动的洛仑兹因子  $\gamma \sim 4-10$ , 那么按照这种统一方案, 对于一个视超光速运动源, 相应地将有  $2\gamma^2$  个一般的射电致密源(假定致密源内喷流取向为各向同性分布), 这应当反映在射电源的统计学中。

这种统一方案的观测根据是: (1) 在经典双源(陡谱源) 3C179 的致密源中测到了视超光速分离运动<sup>[85]</sup>, 表明实际上陡谱源和坦谱源的核源有共同的特性; (2) 低频高分辨率观测表明, 视超光速运动源和其它以核心为主的坦谱致密源的致密核源周围, 常有低亮度的延展的陡谱晕结构, 可能就是通常的陡谱外双源成份在小视角下的投影<sup>[6, 8, 36]</sup>, 由于致密核源被相对论束射引起的多普勒效应增强(外部展双源没有相对论束射效应), 所以表现为以核心为主的致密源; (3) 在解释视超光速运动, 变源的流量变化和 X 射线现象时, 引入相对论运动效应的重要性。

\* 低频 VLBI 技术在发现低频变源上具有重要的意义, 因为致密源的低频流量变化通常只占总流量的很小一部分(如 3C147 只有  $\sim 1\%$ )。目前, 低频 VLBI 技术由于已找到了克服电离层方面的困难而取得了重要进展。

文[34]中,在一个简化模型的基础上处理了类星体的统计问题。设想每个类星体射电源有两个结构成份:有相对论束射效应的致密坦谱核源(频谱指数 $\alpha \approx 0$ )和没有束射效应的陡谱展双瓣( $\alpha = -1.0$ )。这样致密核源流量和陡谱展瓣流量的比值可写为  $R(\nu_e, \theta) = \frac{1}{2} R_T(\nu_e)(1 - \beta \cos \theta)^{-2} + \frac{1}{2} R_T(\nu_e)(1 + \beta \cos \theta)^{-2}$  ( $R_T(\nu_e)$  为射电源轴线和视线夹角为  $90^\circ$  时的上述比值,  $\nu_e$  为发射频率,  $\nu_e = \nu(1 + Z)$ ,  $\nu$  为接收频率;这里计入了退行喷流的贡献)。  $R_T(\nu_e)$  可以从对低频射电源表中的类星体(如 3CR)进行高分辨率高频测量来获得。于是,在这个简化模型中,射电类星体在观测时成为坦谱源还是陡谱源,将取决于两个因素:射电轴取向(即视角  $\theta$ )和束射的洛仑兹因子  $\gamma$ 。文[34]中研究了 178, 408, 966, 2700 和 5000 兆赫上的 7 个射电源表中坦谱源的百分比数,发现如果致密核源内平均洛仑兹因子  $\bar{\gamma} \approx 5$  时,模型所预言的坦谱源的百分数可和观测相符合,而且也和 (2700—5000)MHz 频段上(坦谱源数目-流量)分布相符合,符合的流量范围从 10Jy 直到 15mJy。这表明非常弱的射电类星体和强的射电类星体一样,也有相对论束射效应,可分成坦谱和陡谱两类。在[37]中发现坦谱类星体和陡谱类星体经历相似程度的宇宙学演化效应,正是上述统一方案所要求的。在  $\leq 15\text{mJy}$  上的射电非常弱的类星体(实际上已属于“射电宁静”类星体了),能否符合上述的数目-流量分布,将是对统一方案的一个考验。但最新的结果<sup>[88]</sup>表明,在这么低的流量水平上,统一方案仍可能有效。还有一种检验是坦谱类星体的百分数随红移分布的变化。

由上述  $R(\nu_e, \theta)$  的公式可知,在  $Z$  的范围为  $(0, Z_{\max})$  时,由于  $\theta$  的变化(假定各向同性分布),导致  $R$  的相对变化范围为  $(1, (1 + Z_{\max})2\gamma^2(\gamma^2 - 1))$ 。要从观测到的  $R$  分布范围来确定  $\gamma$ ,一般是不可靠的,因为它主要由最大的  $R$  值决定,这种源很少,统计偶然性太大。但是对 3CR 源的 VLA 观测所作的统计分析表明,其  $R$  分析确实符合相对论束射的统一方案<sup>[89]</sup>,从而加强了上述的论证。

## 五、致密源物理参数的相对论修正

显然,由于致密源内相对论效应的存在,为了获得致密源本征的物理参数,必须对从观测得到的参数作相对论效应的修正。因为在相对论性膨胀情形下,物理参数的选择依赖于具体的动力学模型<sup>[40]</sup>,所以我们只对相对论性抛射运动的情形来讨论致密源物理参数的相对论改正<sup>[19]</sup>。在表 2 中列出了这些改正,用(\*)表示本征参量,不带(\*)的为观测量或从观测直接导出的量。从表 2 可见,相对论运动在致密源参量的计算上带来各种效应,我们指出下面几点:(1)引入相对论运动,将使致密源内相对论电子能量密度下降( $u_e^* \propto D^{-5}$ ),而使磁能密度增加( $u_m^* \propto D^2$ ),即其效应是减小对能量均分的偏离;同时,对于电子能量占支配地位的致密源中,相对论运动的引入可大大减轻能量要求;(2)相对论效应的引入使同步辐射密度下降( $u_r^* \propto D^{-4}$ ),表明变源中出现的康普顿困难可以通过这种办法来消除。事实上,本征的自康普顿流量  $F_{\nu, sc}^* \propto D^{-2(2+\alpha)}$  在第 3 节中就讨论过了;(3)由于  $E_{r,m}^* \propto \theta_s^{-10}$ ,  $E_{e,m}^* \propto \theta_s^{-17}$ , 因此角径  $\theta$  对致密源内部能量状态非常不灵敏。因此只要致密源内逆康普顿损耗和同步辐射损耗的比值与 1 的偏离不太大,或致密源内对能量均分的偏离不太大,我们可在令  $E_{e,m}^* \sim$

1 或  $E_{r,m}^* \sim 1$  的条件下求出观测角径, 这在前面也已经讨论过; 另外反过来说,  $\theta_s$  的测定需要很高精度, 否则由它定出的致密源能量的误差将非常大; (4) 同样, 由于  $E_{e,m}^* \propto T_n^3$ ,  $E_{r,m}^* \propto T_n^5$ , 所以  $T_n$  对致密源内部能量状态不灵敏, 这就解释了为何观测到的致密源亮温度 (由

表 2 致密源物理参量的相对论改正

频率	$(\nu_n)^* = \nu_n (1+Z) D^{-1}$
流量	$S_\nu^* = S_\nu (1+Z)^{(3+a)} D^{-(5+a)}$ $(S_n)^* = S_n (1+Z)^3 D^{-5}$
亮温度	$(T_n)^* = T_n (1+Z) D^{-1}$ $T_\nu^* = T_\nu (1+Z)^{3+a} D^{-(5+a)}$
时间尺度	$\Delta t^* = \Delta t (1+Z)^{-1} D$
磁场	$B^* \propto \theta_s^4 (1+Z)^{-1} D S_n^{-2} \nu_n^5 \propto T_n^{-2} \nu_n (1+Z)^{-1} D$
电子能量	$(\Gamma_n)^* \propto \theta_s^{-2} (1+Z) D^{-1} S_n \nu_n^{-2} \propto T_n (1+Z) D^{-1} \Gamma_n (1+Z) D^{-2}$
几何线径	$R^* \propto \theta_s D_i (1+Z)^{-2}$
时变线径	$R_t^* \propto c \Delta t (1+Z)^{-1} D^{-1} D_i$
变度指数	$i_\nu \propto \theta_s D_i (1+Z)^{-1} D^{-1}$
相对论电子密度	$n_e^* \propto \theta_s^{-7} D_i^{-1} (1+Z)^8 S_n^5 \nu_n^{-5} D^{-4} \propto D_i^{-1} D^{-4} (1+Z)^8 \nu_n \theta_s^{-1} T_n^8$
电子能量密度	$u_e^* \propto \theta_s^{-9} D_i^{-1} (1+Z)^7 D^{-5} S_n^4 \nu_n^{-7} \propto D_i^{-1} D^{-5} \theta_s^{-1} \nu_n T_n^4 (1+Z)^7$
同步辐射密度	$u_r^* \propto \theta_s^{-2} (1+Z)^4 D^{-4} S_n \nu_n \propto (1+Z)^4 D^{-4} T_n \nu_n^3$
磁能密度	$u_m^* \propto \theta_s^8 (1+Z)^{-2} D^2 S_n^{-4} \nu_n^{10} \propto (1+Z)^{-2} D^2 \nu_n^2 T_n^{-4}$
$E_{r,m}^* = \frac{u_e^*}{u_m^*}$	$E_{r,m}^* \propto \theta_s^{-17} D_i^{-1} (1+Z)^9 D^{-7} S_n^8 \nu_n^{-17} \propto D_i^{-1} \theta_s^{-1} (1+Z)^9 \nu_n^{-1} D^{-7} T_n^8$
$E_{r,e}^* = \frac{u_r^*}{u_e^*}$	$E_{r,e}^* \propto \theta_s^7 D_i (1+Z)^{-5} D S_n^{-5} \nu_n^8 \propto D_i (1+Z)^{-5} D \theta_s T_n^{-5} \nu_n^3$
自康普顿流量和同步辐射流量的比值	$F_{i,c}^* \propto \theta_s^{-2(5+2a)} (1+Z)^{2(2+a)} D^{-2(2+a)} S_n^{2a+3} \nu_n^{-2(5+2a)}$ $\propto \nu_n T_n^{2a+3} (1+Z)^{2(a+2)} D^{-2(a+2)}$
自康普顿流量	$F_{i,c}^* \propto \nu^{-a} \nu_n^{a+3} T_n^{2(a+2)} \theta_s^2 D^{-2(a+2)} (1+Z)^{2(a+2)}$ $\propto \nu^{-a} \nu_n^{a+3} T_n^{2(a+2)} \theta_s^2 D^{-2(a+2)} (1+Z)^{2(a+2)}$
总磁通量	$\Phi_m^* \propto \theta_s^5 D_i^2 (1+Z)^{-5} D S_n^{-2} \nu_n^5 \propto D_i^2 (1+Z)^{-5} D \theta_s^2 T_n^{-2} \nu_n$
总电子数	$N_e^* \propto \theta_s^{-4} D_i^2 D^{-4} S_n^5 \nu_n^{-5} \propto \theta_s^2 T_n^5 \nu_n D_i^2 D^{-4}$
总电子能量	$U_e^* \propto \theta_s^{-8} D_i^3 (1+Z) D^{-5} S_n^4 \nu_n^{-7} \propto D_i^3 (1+Z) D^{-5} T_n^4 \theta_s^2 \nu_n$
总辐射能量	$U_r^* \propto \theta_s D_i^3 (1+Z)^{-2} D^{-4} S_n \nu_n \propto D_i^3 (1+Z)^{-2} D^{-4} T_n \theta_s^3 \nu_n^3$
总磁能	$U_m^* \propto \theta_s^{11} D_i^3 (1+Z)^{-8} D^2 S_n^{-4} \nu_n^{10} \propto D_i^3 (1+Z)^{-8} D^2 T_n^{-4} \theta_s^3 \nu_n^3$
发射系数	$(\epsilon_\nu)^* \propto \epsilon_\nu (1+Z)^2 D^{-2}$
吸收系数	$(\mu_\nu)^* \propto \mu_\nu (1+Z)^{-1} D$
辐射强度(光薄)	$(I_\nu)^* \propto I_\nu (1+Z)^3 D^{-3}$

注:  $(\nu_n)^*$  为本征反转频率,  $(\Gamma_n)^*$ ,  $(S_n)^*$ ,  $(T_n)^*$  为相应的量,

$\theta_s$  为观测角径,  $\nu_n$  为观测反转频率,

$S_n$  为从光薄频谱指数外插到  $\nu_n$  上的观测流量,

$$T_n = \frac{S_n c^2}{2k \theta_s \nu_n^3}, \quad \Omega_s = \pi \theta_s^2, \quad \text{为亮温度,}$$

$a$  为光薄频谱指数(定义为  $S \propto \nu^{-a}$ ),

$\Delta t$  为流量变化时间尺度,

$D = [\gamma(1 - \beta \cos \theta)]^{-1}$  为多普勒因子,  $\theta$  为抛射运动视角,

$$D_i = \frac{c}{H_0 q_0} [Z q_0 + (q_0 - 1) \langle -1 + (1 + 2q_0 Z)^{1/2} \rangle] \text{ 为光度距离,}$$

$\Gamma_n$  为辐射  $\nu_n$  的相对论电子的洛伦兹因子,

$S_\nu^*$ ,  $T_\nu^*$  表示在观测频率  $\nu$  上的本征流量和本征亮温度。

VLBI角径, 而不是用时变角径来计算)都在 $10^{11}$ — $10^{12}$ K的很窄的范围内。

无论在相对论抛射运动或膨胀情形下, 为了避免大能量要求, 还需要假设外部介质非常稀薄, 等离子团内部不存在大量的热等离子体。

## 六、相对论性喷流的辐射特性

类星体和活动星系核中的现象可用相对论性喷流作出较好的解释, 因此在这节里我们着重讨论相对论性喷流的辐射特性。

喷流的相对论性所带来的一些直接的运动学效应是<sup>[15]</sup>: (1) 由多普勒效应所观测到的流量 $S_v = S_s * D^{3+\alpha}$ 。因此除了源本身的流量变化外, 喷流运动速度和视角的变化都可以引起观测到的流量变化, 而且在小视角喷流运动时, 这种变化所引起的流量变化可能超过源本身的流量变化; (2) 在相对论性喷流内, 喷流内流速的不稳定性可以形成节点<sup>[41, 42]</sup>, 并可以出现节点的视超光速运动, 节点运动还可以是加速的; (3) 相对论运动对辐射偏振特性也有影响。从同步辐射四个斯托克斯参数出发进行的研究表明<sup>[43]</sup>, 一个主要的结果是, 当运动状态发生改变时, 由于光行差效应, 观测到的偏振角将发生旋转。这一类偏振角旋转现象在BL Lac天体中能经常观测到(如AO0235+164)。

在文[44]中考察了均匀流动的情形下相对论性喷流的辐射特性: 假定相对论电子密度和磁场沿轴线一维分布下, 视角大于喷流半张角。这定性地解释了核心-核喷流的结构; 核心是在观测频率上看到的喷流中的光厚区域( $\tau \sim 1$ ), 因此它随频率增高而处在更深的地方。由于核心辐射主要来自 $\tau \sim 1$ 的不均匀区域, 因此具有典型的坦谱。而核喷流是观测到的喷流中的外面光薄区域, 因而它具有较陡的频谱, 这与观测特征相符合。

对于相对论性喷流的自康普顿X线辐射和 $\gamma$ 辐射在文[44]中作了研究, 在文[45、46]中作了更严格的处理, 考虑到在相对论性喷流的情形下, 相对论性运动引起的电子数目分布和同步辐射分布的各向异性, 讨论了视角大于喷流半张角时的自康普顿X射线辐射, 表明相对论喷流的X射线辐射特性与致密源观测可以相符。

在文[47]中, 作者用文[48]所建立的相对论喷流的物理学和文[49]中关于喷流中不同区域内的物理特性(也参见文[45]), 研究了相对论喷流从射电到X射线的同步辐射特性。他把喷流分为三个区域: (1) 核心机器区域  $R < R_*$  ( $R_*$  为喷流变成超声速处的距离); (2)  $R_* < R < R_+$  区域 ( $R_+$  为喷流中质子变成非相对论性处的距离), 在此区域内, 喷流半径增大很慢 ( $r \propto R^{0.2}$ ), 喷流在加速, 喷流的洛仑兹因子  $\gamma \propto r$ ; (3)  $R > R_+$  区域, 喷流的 $\gamma$ 保持恒定, 喷流半径  $r \propto R$ 。这三个区域对射电、光学和X射线的贡献不同, 而且依赖于视角。这个模型可以解释许多致密源中射电谱和光学谱的连续性, 光学激变和射电激变之间的相关性(统计)。同时预言了X射线变化应和光学变化(而不是射电变化)有相关性。这个模型还表明, 在小视角下喷流的光学波段频谱要比大视角时的频谱陡。这与观测发现的光学激变类星体和BL Lac天体的光频指数比一般类星体的陡<sup>[50]</sup>相一致。

文[48]中考察的相对论喷流形成的拉伐喷管模型具有基本的重要性。在一维稳定流动情形下, 利用理想的相对论性流体的状态方程, 稳定流动的贝努利方程, 能量、动量和粒子数目



守恒的关系等, 获得了相对论喷流的内能、流速、压强、喷管截面积等分布特性, 并研究了对热斑和外部展源的供能, 表明相对论喷流是一种有效的传能机制。在文[51]中, 利用了上述这种基本图案, 比较详细地计算了热斑处相对论喷流和外部介质之间的互相作用所形成的相对论性激波以及能量转换过程, 以解释热斑的形成和热斑的运动速度。

## 七、相对论流体力学的研究和应用

致密源内相对论性膨胀和运动的普遍存在, 使对喷流和等离子团的膨胀和运动进行流体力学的研究成为致密源理论中的基本课题, 这类研究是为了对致密源中物理过程作出合理的物理描述所必须的; 鉴于在毫米波-红外波段上的有些变源(如3C273[52]), 变化区域的尺度已在0.1秒差距。已接近在致密源中央机器内的过程(大概是带吸积盘的黑洞)。在那里相对论性电动力学过程可能有重要意义, 这类研究刚刚开始。

致密源的相对论性流体力学研究主要是关于球形膨胀和一维膨胀两种情形。

### 1. 球形膨胀

在文[53]中对球形等离子团的相对论性绝热自由膨胀作了流体力学处理(数值解); 在文[12]中研究了它的辐射特性。流体力学处理的一个重要结果是, 由于相对论性电子内能很大, 在膨胀时大部份电子将集中到表面的一个壳层内, 壳层的厚度大致上等于初始等离子团的半径、壳层在以近光速速度向外整体运动。但是在这种情形下, 很难观测到相对论(视超光速)分离运动。

在文[13, 54]中研究了极端相对论性的爆炸波, 由激波加速的相对论性电子和放大的磁场集中在一个壳层内(厚度为 $\sim R/\Gamma^2$ ,  $\Gamma$ —激波的洛伦兹因子), 形成同步辐射源。这种模型的一个优点是, 辐射电子是局域加速的, 所以可避免巨大的绝热损耗, 而且激波动能转化为电子能量的效率相当高, 同时由于壳层的相对论性运动(洛伦兹因子 $\sim \frac{\Gamma}{\sqrt{2}}$ ), 可以避免康普顿困难。这类模型预言的流量随时间变化可以有多种形式, 它依赖于具体的物理条件。文[26]中考察了爆炸波模型的辐射流量变化的变度指数, 发现壳层结构比较容易发生视超光流量变化, 但只出现在较低的频率上( $v \lesssim v_n$ ); 这与经典的均匀膨胀<sup>[55]</sup>不同, 那时不能产生视超光流量变化, 因为一个发生视超光流量变化的源, 其主要的辐射区域必须处在视超光速运动状态中。

### 2. 一维膨胀

联系到相对论性喷流, 一维膨胀更有兴趣。在文[53]中详细地研究了相对论性等离子体的一维自由膨胀(得到了稀疏波阶段的精确解)。和球形膨胀情形一样, 大部份等离子体集中在前沿区域内(厚度约等于初始线度), 以近光速速度运动。因此在小视角条件下, 容易出现视超光速分离运动, 并且可以是加速运动<sup>[12]</sup>, 从而也应该能产生视超光流量变化。所以这种一维相对论膨胀的流体力学图案比球形膨胀图案能更好地解释实际的观测现象。这种模型的辐射频谱在随时间演化时, 能保持频谱的平坦性质( $S_n \propto v_n^{\frac{s-1}{s+2}}$ , 若能谱指数 $s \approx 1$ )<sup>[56]</sup>, 从而可以为致密变源保持坦谱的特点提供解释。

总结起来,在不相干同步辐射机制下,引入相对论性整体运动效应(较可能的方式是相对论性喷流),有可能统一地解释目前观测到的多数致密源现象,这包括视超光速分离运动;单边的核心-核喷流结构;视超光流量变化和变源频谱特性,康普顿困难的消除和微弱的自康普顿X射线辐射;大尺度和小尺度结构之间的联系及向展源的有效供能;致密源坦谱类星体的统计分布和不同类型射电天体核源活动程度的统一解释;降低总能量要求等等。因此,从相对论膨胀或运动所产生的各种效应看来是解释致密源现象的一个基本因素。不过,有些作者仍然在寻找其它的解释,因为致密源现象是相当复杂的。

致密源观测研究的进一步发展,将是在射电、光学到X射线( $\gamma$ 射线)的整个波段上同时开展变源的联测。VLBI观测将起着关键性作用。目前,正在研制或刚投入工作的毫米波和米波VLBI将发挥作用。它们不仅可以填补频段上的空缺,而且毫米波VLBI<sup>[57]</sup>可能获得最高分辨率(约 $\sim 0.1$ 毫角秒),可以深入到能源机器(核心致密体)区域中去,与光学、X射线上最短时间尺度变化的观测结合起来。而米波VLBI<sup>[58]</sup>的观测有可能揭开低频变源现象的本质。

### 参 考 文 献

- [1] Cohen, M. H. & Unwin, S. C., in *Extragalactic Radio Sources*, 345, (1982).
- [2] Unwin, S. C. et al., *Ap. J.*, 271 (1983), 536.
- [3] Moore, R. L. et al., *Nature*, 306 (1983), 44.
- [4] Readhead, A. C. S. et al., *Ap. J.*, 265 (1983), 107.
- [5] Biretta, J. A. et al., *Nature*, 306 (1983), 42.
- [6] Browne, I. W. A. et al., *Nature*, 299 (1982), 788.
- [7] Pearson, T. J. et al., *Nature*, 290 (1981), 365.
- [8] Schilizzi, R. T. & de Bruyn, A. G., *Nature*, 303 (1983), 26.
- [9] Marscher, A. P. & Broderick, J. J., *Ap. J.*, 255 (1982), L11.
- [10] Blandford, R. D., Mckee, C. F. & Rees, M. J., *Nature*, 267 (1977), 211.
- [11] Marscher, A. P. & Scott, J. S., *Publ. ASP*, 92 (1980), 127.
- [12] Vitello, P. & Pacini, F., *Ap. J.*, 220 (1978), 756.
- [13] Blandford, R. D. & Mckee, C. F., *MNRAS.*, 180 (1977), 343.
- [14] Ozernoy, L. M. & Sazonov, V. N., *Ap. Space Science*, 3 (1969), 395.
- [15] Blandford, R. D. & Königl, A., *Ap. J.*, 232 (1979), 34.
- [16] Moore, P. K. et al., *MNRAS.*, 197 (1981), 325.
- [17] Reich, W. & Steffen, P., *A. Ap.*, 113 (1982), 348.
- [18] Fanti, C. et al., *A. Ap. Suppl.*, 45 (1981), 61.
- [19] Burbidge, G. R. et al., *Ap. J.*, 193 (1974), 43.
- [20] Kellermann, K. I., in *Galactic and Extragalactic Radio Astronomy*, chap. 12, (1974).
- [21] O'Dell, S. L., in *Active Galactic Nuclei*, 95, (1979).
- [22] Fanti, R. et al., *A. Ap. Suppl.*, 36 (1979), 359.
- [23] Dennisson, B. et al., *A. J.*, 86 (1981), 1604.
- [24] Fanti, R. et al., in *Extragalactic Radio Sources*, 317, (1982).
- [25] Rees, M. J. & Simon, M., *Ap. J.*, 152 (1968), L145.
- [26] Jones, T. W. & Tobin, W., *Ap. J.*, 215 (1977), 474.
- [27] Marscher, A. P., *Ap. J.*, 264 (1983), 296.
- [28] Marscher, A. P. & Braderick, J. J., *Ap. J.*, 249 (1981), 406.
- [29] Simon, R. S. et al., *Nature*, 302 (1983), 487.
- [30] Urry, C. M. & Mushotzky, R. F., *Ap. J.*, 253 (1983), 38.

- [31] Schwartz, D. A. et al., in *Extragalactic Radio Sources*, 383, (1982),  
 [32] Urry, C. M. et al., *Ap. J.*, 261 (1983), 12.  
 [33] Scheuer, P. A. S. & Readhead, A. C. S., *Nature*, 277 (1979), 182.  
 [34] Orr, M. J. L. & Browne, I. W. A., *MNRAS.*, 200 (1982), 1067.  
 [35] Porcas, R. W., in *Extragalactic Radio Sources*, 361, (1982).  
 [36] Browne, I. W. A. et al., *MNRAS.*, 198, (1982), 673.  
 [37] Peacock, J. A. & Gull, S. F., *MNRAS.*, 196 (1981), 611.  
 [38] Condon, J. J. & Ledden, J. E., *A. J.*, 87 (1982), 219.  
 [39] Ekers, R. D., *BAAS*, 15 (1983), 401.  
 [40] Salvati, M., *Ap. J.*, 233 (1979), 11.  
 [41] Rees, M. J., *MNRAS.*, 184 (1978), 61.  
 [42] Biretta, J. A. et al., *Ap. J.*, 274 (1983), L27.  
 [43] Björnsson, C. I., *Ap. J.*, 260 (1982), 855.  
 [44] Königl, A., *Ap. J.*, 243 (1981), 700.  
 [45] Reynolds, S. P., *Ap. J.*, 256 (1982), 13.  
 [46] Reynolds, S. P., *Ap. J.*, 256 (1982), 38.  
 [47] Marscher, A. P., *Ap. J.*, 235 (1980), 386.  
 [48] Blandford, R. D. & Rees, M. J., *MNRAS.*, 169 (1974), 395.  
 [49] Reynolds, S. P. & Mckee, C. F., *Ap. J.*, 239 (1980), 893.  
 [50] Zamorani, G. et al., *Ap. J.*, 245 (1981), 357.  
 [51] 孔祥言等, 天体物理学报, 2 (1982), 81.  
 [52] Robson, E. I., et al., *Nature*, 305 (1983), 194.  
 [53] Vitello, P. & Salvati, M., *Phys. of Fluids*, 19 (1976), 1523.  
 [54] Blandford, R. D. & Mckee, C. F., *Phys. of Fluids*, 19 (1976), 1130.  
 [55] Rees, M. J., *MNRAS.*, 135 (1967), 345.  
 [56] Pacholczyk, A. G., *Ap. Lett.*, 21 (1981), 87.  
 [57] Readhead, A. C. S. et al., *Nature*, 303 (1983), 504.  
 [58] Duffett-Smith, P. J., *MNRAS.*, 205 (1983), 625.

## Relativistic Effects in Compact Radio Sources

Qian Shanjie

(Beijing Observatory, Academia Sinica)

### Abstract

The progress in studies of the relativistic motion effects in compact radio sources is reviewed. The contents are:

- (1) Apparent superluminal motion,
- (2) Apparent superluminal flux-variation (variable radio sources and Compton problem),
- (3) X-ray emission of variable radio sources,
- (4) Relativistic beaming effects in the statistics of quasar counts,
- (5) Relativistic corrections to physical parameters of compact radio sources,
- (6) Properties of the radiation of relativistic jets,
- (7) Hydrodynamic treatment of relativistic expansion and its application.