

# 射电星系双源射束中的磁场位形

胡 文 瑞

(中国科学院力学研究所, 北京)

## 摘 要

随着观测分辨率的提高,已经观测到越来越多的具有射流束的射电星系,而且得到了射流束中的许多精细结构. 本文用磁流体力学的二维理论,分析了射流束中的磁场位形. 二维结果不仅在理论上是自洽的,而且可以描述观测到的磁场精细结构. 具体讨论了一个理论模型,并与 NGC 6251 射流束的观测结果比较,两者符合得较好. 本文的结果还指出,如果中心天体具有较强的磁场,射流束中以纵场为主,许多类星体双源可属此类;若中心天体磁场较弱,射流束以横场为主,某些射电星系可属此类. 磁场可以对射电双源的形态以及动力学过程有重要的影响.

## 一、前 言

在河外星系中,已经观测到许多射电的喷射流. 特别是近年来的高分辨率观测,不仅使射电双源的数目不断增加,而且揭示了喷射流的许多精细的射电结构<sup>[1]</sup>.

射电星系的射电偏振观测,可以给出磁场位形的投影结构<sup>[2]</sup>. 利用磁场的形态,可以将射电的喷射流分为两类<sup>[1]</sup>. 一类是沿射流方向的纵向磁场为主,它主要出现在具有强射电核的射电星系中,而且双源结构的一个射流较强. 另一类是垂直射流方向的横向磁场为主,即在中心核附近纵场较强,但在射流较远处横场为主,图 1 所示的 NGC 6251 就是一个例子. 横向磁场为主的射电射流主要在较弱的中心射电星系中观测到,而且两个射流中的强度差别也较小. 在我们附近的射电星系中,有 70—80% 的源具有射电的喷射流,射流中的磁场形态对于理解这些星系的结构和动力学过程是重要的(观测总评见文献 [1]).

利用一维定常的太阳风理论,可以讨论磁场对于流动的影响. Weber 和 Davis 讨论过赤道附近的情形<sup>[3]</sup>,我们分析了极区附近或者局部磁力线管中的情形<sup>[5,6]</sup>. 根据这种简单的一维理论,纵向场正比于  $1/r^2$ , 横向场正比于  $1/r$ , 远离中心以后,横场可能超过纵场. 这个规律可定性地解释图 1 的特性. 从图 1 中还可以看出,纵向磁场只是在射流中段较弱,它不但在中心附近较强,而且在远距离处也较强. 这个特性需要理论的解释. 另外,纵场为主还是横场为主,以及它们与其它现象之间的关系,也需要理论上的解释.

进一步,用一维理论来分析横向磁场的影响,还存在不自洽的问题. 一维理论的方程组可以在球坐标系中表示为:

本文 1983 年 10 月-13 日收到.

$$\rho v_r A = m \text{ (常数)}, \quad (1.1)$$

$$\rho v_r \frac{dv_r}{dr} = -\frac{dp}{dr} - \rho \frac{G_c \mathcal{M}}{r^2} + \left( \frac{\rho v_\phi^2}{r} - \frac{B_\phi}{4\pi r} \frac{dr B_\phi}{dr} \right), \quad (1.2)$$

$$\rho v_\phi^2 = \frac{B_\phi^2}{4\pi}, \quad (1.3)$$

$$\rho v_r \left( \frac{dv_\phi}{dr} + \frac{v_\phi}{r} \right) = \frac{B_r}{4\pi} \left( \frac{dB_\phi}{dr} + \frac{B_\phi}{r} \right), \quad (1.4)$$

$$\rho v_r \left[ \frac{dc}{dr} + p \frac{d}{dr} \left( \frac{1}{\rho} \right) \right] = \frac{1}{r} \frac{dr^2 q}{dr}, \quad (1.5)$$

$$\frac{d}{dr} [r(v_\phi B_r - v_r B_\phi)] = 0, \quad (1.6)$$

$$B_r A = \Phi \text{ (常数)}, \quad (1.7)$$

$$p = \rho \mathcal{R} T, \quad (1.8)$$

其中  $p$ ,  $\rho$ ,  $T$  和  $e$  为等离子体的压力、密度、温度和内能;  $\mathbf{v} = (v_r, 0, v_\phi)$  和  $\mathbf{B} = (B_r, 0, B_\phi)$  为速度和磁场,  $A$  是流管截面,  $q$  为热源,  $\mathcal{M}$  为中心天体的质量,  $G$  为重力常数. 利用 (1.1) 和 (1.7) 式, (1.4) 式可积分给出

$$r \left[ v_\phi - \left( \frac{B_r}{\rho v_r} \right) B_\phi \right] = L \text{ (常数)}. \quad (1.9)$$

而磁感应方程 (1.6) 式的积分为:

$$r [B_r v_\phi - v_r B_\phi] = I \text{ (常数)}. \quad (1.10)$$

利用 (1.1), (1.2), (1.5) 和 (1.8) 式, 原则上可定出  $v_r$ ,  $p$ ,  $\rho$ ,  $T$ . 这样, 有三个方程 (1.3), (1.9) 和 (1.10) 用来确定  $v_\phi$  和  $B_\phi$ , 横向场的方程是过定的. 从理论的角度看, 一维处理的结论是不严格的.

我们曾指出, 在亚声速区域中加入动量<sup>[4]</sup>或能量<sup>[5,6]</sup>仍可将太阳风加速到高速流. 这个结论就为射电星系中射流速的高速流动提供了理论基础. 进一步, 用二维的流动理论可以描述近来观测到的射流束中的许多精细结构<sup>[6]</sup>. 本文所讨论的二维磁流体力学理论不仅能给出自洽的结果, 而且与观测的精细结构相吻合.

## 二、二维理论

由图 1 可知, 磁场在射流中呈螺旋形. 这相当于高速的等离子体流入一个有开位形的磁场区域, 例如流入类似偶极磁场位形的极区或者局部磁力线管中, 形成两束反向的射流. 在通常情况下, 磁流体力学方程组可以写为:



图 1 NGC 6251 射流束中的投影磁场(取自文献 [1])

$$\nabla \cdot (\rho \mathbf{v}) = 0, \quad (2.1)$$

$$\rho(\mathbf{v} \cdot \nabla)\mathbf{v} = -\nabla p + \frac{1}{4\pi} (\nabla \times \mathbf{B}) \times \mathbf{B} + \rho \frac{G\mathcal{M}}{r^2} \mathbf{e}_r, \quad (2.2)$$

$$\rho \left[ (\mathbf{v} \cdot \nabla)c + p(\mathbf{v} \cdot \nabla) \left( \frac{1}{\rho} \right) \right] = \nabla \cdot \mathbf{q}, \quad (2.3)$$

$$\nabla \times (\mathbf{v} \times \mathbf{B}) = 0, \quad (2.4)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0, \quad (2.5)$$

$$p = \rho \mathcal{R}T, \quad (2.6)$$

其中热流函数  $\mathbf{q} = q(r)\mathbf{e}_r$ . 在球坐标中讨论轴对称问题  $\partial/\partial\varphi = 0$ , 并且假设流管和磁力线管都具有球形截面, 即

$$A = A_0 r^2, \quad (2.7)$$

其中  $A_0$  为常数. 我们曾分析过非球截面的射流<sup>[5]</sup>. 本文主要是研究磁场在射流束中的大尺度结构, 为了简单, 将讨论球形截面.

考虑到射流束的展角很小, 我们可将二维问题对  $\theta$  作展开, 即

$$\begin{aligned} \mathbf{v} &= \mathbf{v}^{(0)} + \theta \mathbf{v}^{(1)} + O(\theta^2), & \mathbf{B} &= \mathbf{B}^{(0)} + \theta \mathbf{B}^{(1)} + O(\theta^2), \\ p &= p^{(0)} + \theta p^{(1)} + O(\theta^2), & \rho &= \rho^{(0)} + \theta \rho^{(1)} + O(\theta^2), \\ T &= T^{(0)} + \theta T^{(1)} + O(\theta^2), & c &= c^{(0)} + \theta c^{(1)} + O(\theta^2). \end{aligned} \quad (2.8)$$

并且忽略所有  $\theta^2$  及更高阶的项. 我们保留前两项作为主要项, 但并不要求零阶项必然大于一阶项. 这种处理即可理解为一种形式解, 也可理解为小几何参数展开的二阶以上项可略去不计. 比如, 对于  $10^\circ$  的展角,  $\theta^2 \simeq 0.03$ . 如果展开收敛的话, 略去二阶以上项只引进百分之几的误差, 这是可以接受的. 将展开关系 (2.8) 式代入方程组, 就可分别得到零阶和一阶的方程组.

如果在对称轴  $\theta = 0$  上环向速度  $v_\varphi$  和磁场  $B_\varphi$  皆单值和正则, 这就要求

$$v_\theta^{(0)} = v_\theta^{(1)} = 0, \quad B_\theta^{(0)} = B_\theta^{(1)} = 0. \quad (2.9)$$

条件 (2.9) 式要求对称轴上的涡量和电流为零. 这样, 零阶方程组化为:

$$\rho^{(0)} v_r^{(0)} r^2 = m \quad (\text{常数}), \quad (2.10)$$

$$\rho^{(0)} v_r^{(0)} \frac{dv_r^{(0)}}{dr} = -\frac{dp^{(0)}}{dr} - \rho^{(0)} \frac{G\mathcal{M}}{r^2}, \quad (2.11)$$

$$\rho^{(0)} v_r^{(0)} \left[ \frac{dc^{(0)}}{dr} + p^{(0)} \frac{d}{dr} \left( \frac{1}{\rho^{(0)}} \right) \right] = \frac{1}{r} \frac{dr^2 q}{dr}, \quad (2.12)$$

$$p^{(0)} = \rho^{(0)} \mathcal{R}T^{(0)}, \quad (2.13)$$

$$B_r^{(0)} r^2 = \Phi \quad (\text{常数}). \quad (2.14)$$

方程组 (2.10)–(2.13) 就是普通的一维流动方程, 已经作过详细的讨论<sup>[4–6]</sup>.

类似地, 一阶方程组可以导出为:

$$v_\theta^{(1)} = 0, \quad B_\theta^{(1)} = 0, \quad (2.15)$$

$$\rho^{(0)} v_r^{(0)} \frac{dv_r^{(1)}}{dr} + (\rho^{(0)} v_r^{(1)} + \rho^{(1)} v_r^{(0)}) \frac{dv_r^{(0)}}{dr} = -\frac{dp^{(1)}}{dr} - \rho^{(1)} \frac{G\mathcal{M}}{r^2}, \quad (2.16)$$

$$\frac{1}{4\pi} B_r^{(0)} B_r^{(1)} = -p^{(1)}, \quad (2.17)$$

$$\rho^{(n)} v_r^{(n)} \left( \frac{dv_\phi^{(1)}}{dr} + \frac{v_\phi^{(1)}}{r} \right) = \frac{B_r^{(0)}}{4\pi r} \frac{dr B_\phi^{(1)}}{dr}, \quad (2.18)$$

$$\rho^{(0)} v_r^{(0)} \frac{dc^{(1)}}{dr} + (\rho^{(0)} v_r^{(1)} + \rho^{(1)} v_r^{(0)}) \frac{dc^{(0)}}{dr} + \frac{p^{(1)}}{r^2} \frac{dr^2 v_r^{(0)}}{dr} + \frac{p^{(0)}}{r^2} \frac{dr^2 v_r^{(1)}}{dr} = 0, \quad (2.19)$$

$$\frac{d}{dr} [r(v_\phi^{(1)} B_r^{(0)} - v_r^{(0)} B_\phi^{(1)})] = 0, \quad (2.20)$$

$$p^{(1)} = \mathcal{K}(\rho^{(0)} T^{(1)} + \rho^{(1)} T^{(0)}). \quad (2.21)$$

显然,这组方程还不完备,而二阶关系的连续方程,磁场无源条件及磁感应方程为:

$$\frac{1}{r} \frac{d}{dr} [r^2(\rho^{(0)} v_r^{(1)} + \rho^{(1)} v_r^{(0)})] + 3\rho^{(0)} v_\theta^{(2)} = 0, \quad (2.22)$$

$$\frac{1}{r} \frac{d}{dr} (r^2 B_r^{(1)}) + 3B_\theta^{(2)} = 0, \quad (2.23)$$

$$v_r^{(0)} B_\theta^{(2)} - v_\theta^{(2)} B_r^{(0)} = 0. \quad (2.24)$$

它们可以导出一个一阶关系,即

$$\frac{1}{r} \frac{d}{dr} [r^2(\rho^{(0)} v_r^{(1)} + \rho^{(1)} v_r^{(0)})] - \frac{\rho^{(0)} v_r^{(0)}}{B_r^{(0)} r} \frac{dr^2 B_r^{(1)}}{dr} = 0. \quad (2.25)$$

这样,(2.16)–(2.21)式和(2.25)式就给出完备的一阶方程组。

原则上,我们还可以分析更高阶的关系,从而得到更准确的结果。

### 三、磁场的位形

零阶关系(2.9)式给出,横向磁场的零阶分量为零。(2.14)式给出零阶纵向磁场分量为:

$$B_r^{(0)} = \frac{\Phi}{r^2}, \quad (3.1)$$

即与  $r^{-2}$  成正比。当横截面偏离球面关系(2.7)式不太大时,纵场的平方反比关系(3.1)式大致仍成立<sup>[5]</sup>

磁场的一阶关系由(2.18)和(2.20)式给出。利用关系(2.10)和(2.14)式,方程(2.18)可积分,并给出

$$r \left[ v_\phi^{(1)} - \left( \frac{m}{4\pi\Phi} \right) B_\phi^{(1)} \right] = L_1 \text{ (常数)}. \quad (3.2)$$

而方程(2.20)的积分可得到关系式,

$$r(v_\phi^{(1)} B_r^{(0)} - v_r^{(0)} B_\phi^{(1)}) = I_1 \text{ (常数)}. \quad (3.3)$$

一阶关系(3.2)和(3.3)式分别类似于关系式(1.9)和(1.10)。但后者相当于零阶关系,量级不同。由关系式(3.2)和(3.3),我们得到横向速度和磁场分量分别为:

$$v_\phi^{(1)} = \frac{r(L_1 v_r^{(0)} - \Phi I_1 / 4\pi m)}{(r^2 v_r^{(0)} - \Phi^2 / 4\pi m)}, \quad (3.4)$$

$$B_\phi^{(1)} = \frac{L_1 \Phi - I_1 r^2}{r(r^2 v_r^{(0)} - \Phi^2 / 4\pi m)}. \quad (3.5)$$

当基态流速等于基态阿尔文速度时,即

$$v_r^{(0)}(r_A) = \sqrt{\frac{B_r^{(0)}(r_A)}{4\pi\rho^{(0)}(r_A)}},$$

(3.4) 和 (3.5) 式的分母为零. 这时, 它们的分子亦必须为零:

$$r_A^2 = \frac{L_1\Phi}{I_1}. \quad (3.6)$$

当磁场与速度平行时, 流动有三个过渡区, 一个对应于声速点, 一个对应于阿尔文速点<sup>[7]</sup>, 所以横向场在阿尔文速点的这个性质是不难理解的. 一旦给出了  $v_r^{(0)}$ , (3.5) 式就给出了横向磁场的分布. 当  $r$  非常大时, 渐近地有

$$B_\phi^{(1)} \rightarrow -\left(\frac{I_1}{v_r^{(0)}}\right) \frac{1}{r}. \quad (3.7)$$

而  $r \gg r_0$  时,  $v_r^{(0)}$  基本上接近于常数. 所以, 远离中心天体时, 横场  $B_\phi^{(1)}$  与  $r$  成反比. 但是, 这个反比关系在初始流动阶段并不成立.

(2.17) 式给出一阶纵场关系

$$B_r^{(1)} = -\frac{4\pi p^{(1)} r^2}{\Phi}. \quad (3.8)$$

从一阶方程组求出流场和压力分布以后, 就可得到一阶纵向磁场  $B_r^{(1)}$ . 为此, 需要先求零阶方程的解, 然后再求一阶流场.

零阶关系可导出马赫数的方程为<sup>[5]</sup>:

$$\frac{dM^{(0)2}}{dR} = \frac{4Q_0}{R} \frac{M^{(0)2}(1 + M^{(0)2}/3)}{E_0 + Q_0 f(R) + \frac{1}{R}} \frac{E_0/Q_0 + f(R) - \frac{1}{4}(1 + 5M^{(0)2}/3)Rf'(R)}{M^{(0)2} - 1}, \quad (3.9)$$

其中  $M^{(0)} = v^{(0)}/a^{(0)}$ ,  $a^{(0)} = \sqrt{\gamma RT^{(0)}}$ ,  $\gamma = 5/3$ , 和

$$\begin{cases} q_1 = \left(\frac{r^2 q}{m}\right) / \left(\frac{G\mathcal{M}}{r_0}\right) = Q_0 f(R), \\ \left(\frac{a^{(0)2}}{\gamma - 1} + \frac{v_r^{(0)2}}{2} - \frac{G\mathcal{M}}{r}\right) / \left(\frac{G\mathcal{M}}{r_0}\right) - q_1 = E_0 \text{ (常数)}, \\ R = r/r_0. \end{cases} \quad (3.10)$$

上述关系中  $E_0$  为能量积分常数,  $Q_0$  为热流常数,  $r_0$  可以选为中心天体的半径. 当给定热源分布  $f(R)$  以后, 就可计算 (3.9) 式的初值问题. 取

$$f(R) = 1 - \exp\left(-\frac{R - R_0}{R_1}\right), \quad (3.11)$$

其中  $R_0$  为开始加热的距离,  $R_1$  为加热的典型长度, 本文中取为  $R_0 = 1$  和  $R_1 = 0.1$ . 零阶解的定性和定量特征已作过详细讨论<sup>[5]</sup>, 这里不再重复.

由一阶方程 (2.16), (2.19), (2.21) 和 (2.25) 消去  $\rho^{(1)}$  和  $p^{(1)}$ , 可导出  $v_r^{(1)}$  和  $T^{(1)}$  的两个方程, 它们是:

$$\frac{dv_r^{(1)}}{dr} = \frac{1}{S(r)} \left[ \frac{m}{r^2} S_1(r) - \frac{\mathcal{R}\rho^{(0)}v_r^{(0)}}{v_r^{(0)} + \mathcal{R}T^{(0)}Kr^2} S_2(r) \right], \quad (3.12)$$

$$\frac{dT^{(1)}}{dr} = \frac{1}{S(r)} \left[ \left( \frac{m}{r^2} - \frac{\rho^{(0)} \mathcal{R} T^{(0)}}{v_r^{(0)} + \mathcal{R} T^{(0)} K r^2} \right) S_2(r) - (\gamma - 1) \rho^{(0)} T^{(0)} S_1(r) \right], \quad (3.13)$$

其中

$$S_1(r) = \left( K r^2 p^{(1)} - \frac{c}{r^2} \right) \frac{dv_r^{(0)}}{dr} - \rho^{(1)} \frac{G \mathcal{M}}{r^2} + \mathcal{R} \left[ T^{(1)} \frac{d\rho^{(0)}}{dr} + \rho^{(1)} \frac{dT^{(0)}}{dr} \right] \\ + \mathcal{R} T^{(0)} \left[ \frac{d}{dr} \left( \frac{c/r^2}{v_r^{(0)} + \mathcal{R} T^{(0)} K r^2} \right) - \frac{d}{dr} \left( \frac{\rho^{(0)}}{v_r^{(0)} + \mathcal{R} T^{(0)} K r^2} \right) v_r^{(0)} \right. \\ \left. - \frac{d}{dr} \left( \frac{\mathcal{R} \rho^{(0)} K r^2}{v_r^{(0)} + \mathcal{R} T^{(0)} K r^2} \right) T^{(1)} \right],$$

$$S_2(r) = \left( K r^2 p^{(1)} - \frac{c}{r^2} \right) \frac{dT^{(0)}}{dr} - \frac{\gamma - 1}{r^2} (\rho^{(0)} T^{(1)} + \rho^{(1)} T^{(0)}) \frac{dr^2 v_r^{(0)}}{dr} \\ - \frac{2(\gamma - 1)}{r} \rho^{(0)} T^{(0)} v_r^{(1)},$$

$$S(r) = \frac{\rho^{(0)2} v_r^{(0)}}{v_r^{(0)} + K r^2 a^{(0)2} / \gamma} \left[ v_r^{(0)2} + a^{(0)2} \left( \frac{K r^2 v_r^{(0)}}{\gamma} - 1 \right) \right].$$

而一阶密度和压力可写为:

$$\rho^{(1)} = \frac{c/r^2 - \rho^{(0)} v_r^{(1)} - \rho^{(0)} \mathcal{R} T^{(1)} K r^2}{v_r^{(0)} + K r^2 \mathcal{R} T^{(0)}}, \quad (3.14)$$

$$p^{(1)} = \frac{1}{K} \left[ \frac{c}{r^4} - \frac{\rho^{(0)} v_r^{(1)} + \rho^{(1)} v_r^{(0)}}{r^2} \right], \quad (3.15)$$

$c$  是积分 (2.25) 式时出现的一个积分常数,不妨将它取为零,而常数

$$K = \frac{4\pi m}{\Phi^2}. \quad (3.16)$$

初始条件可以取在基态的声速点  $r = r_s$  上,而令

$$\rho^{(1)}(r_s) = c_1 \rho^{(0)}(r_s), \quad T^{(1)}(r_s) = c_2 T^{(0)}(r_s), \quad (3.17)$$

其中  $c_1$  和  $c_2$  为比例常数. 由 (3.17) 式和 (2.25) 式的积分关系,就给出速度  $v_r^{(1)}$  的初值为:

$$v_r^{(1)}(r_s) = -\frac{c_2 + (\gamma + 1)c_1}{\gamma} a^{(0)}(r_s). \quad (3.18)$$

这样,当求出零阶解以后,由初值 (3.17) 和 (3.18) 式就可求解方程组 (3.12) 和 (3.13),然后由 (3.15) 和 (3.8) 式得到一阶纵场  $B_r^{(1)}$ .

在求解一阶方程时,还需要给出常数  $K$  的值,它描述磁压与动量的相对大小,是一个有量纲的常数.事实上,只要给定任一点的磁通量  $\Phi$ ,就可以定出常数  $K$ . 在下面的具体计算中,我们给出声速点处的条件满足

$$v_r^{(0)}(r_s) = v_A^{(0)}(r_s) \equiv \frac{B_r^{(0)}(r_s)}{\sqrt{4\pi\rho^{(0)}(r_s)}}. \quad (3.19)$$

这样,两个典型的扰动压力  $p^{(1)}$  的分布如图 2 和图 3 所示. 当方程组 (3.12) 和 (3.13) 中的  $c = 0$  时,这组方程是齐次的,所以它有两个基本解,分别对应于

$$c_1 = 1, \quad c_2 = 0 \quad (3.20)$$

和

$$c_1 = 0, \quad c_2 = 1, \quad (3.21)$$

而这方程组的通解为此二基本解的线性组合. 图 2 和图 3 的结果即相应于这两个基本解的一阶压力. 可以看出, 扰动压力  $p^{(1)}$  除去声速点附近有一些变化外, 在射流束中大体是常数. 这样, 一阶纵场  $B_r^{(1)}$  将随  $r^2$  而增加. 这也意味着  $r$  的延伸区域是有界的.

#### 四、与观测的比较

根据前面的讨论, 射流束中的磁场可以表示为:

$$\begin{cases} B_r = \frac{\Phi}{r^2} + \theta B_r^{(1)} + O(\theta^2), \\ B_\varphi = \theta B_\varphi^{(1)} + O(\theta^2), \\ B_\theta = O(\theta^2). \end{cases} \quad (4.1)$$

定性地讲, 在  $R$  比较小的范围内, 纵场  $\Phi/r^2$  总是起主导作用的. 当  $R > 10$  以后,  $\Phi/r^2$  将减少 100 倍, 而与  $B_\varphi$  有同样的量级, 或者甚至比  $B_\varphi$  还要小. 这时,  $B_\varphi$  起主导作用. 对于更大的  $R$  范围, 如  $R > 20$ ,  $\theta B_r^{(1)}$  就变得与  $B_\varphi$  有相同的量级, 这时,  $B_r$  与  $B_\varphi$  同时起作用. 这个定性分析表明, 磁场方向的特性可以有三个典型区域,  $R$  小时以纵场为主,  $R$  为中等值时以横场为主,  $R$  大时纵场和横场同时存在以斜场为主. 此外,  $\theta B_r^{(1)}$  和  $\theta B_\varphi^{(1)}$  主要是表面场, 它

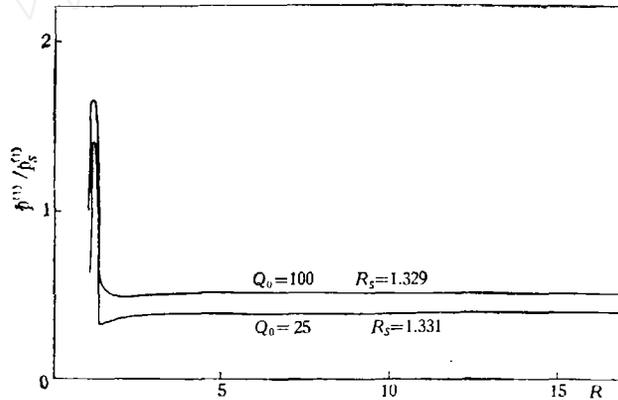


图 2 与基本解 (3.21) 对应的一阶压力分布 (其中  $c_1 = 0$ )

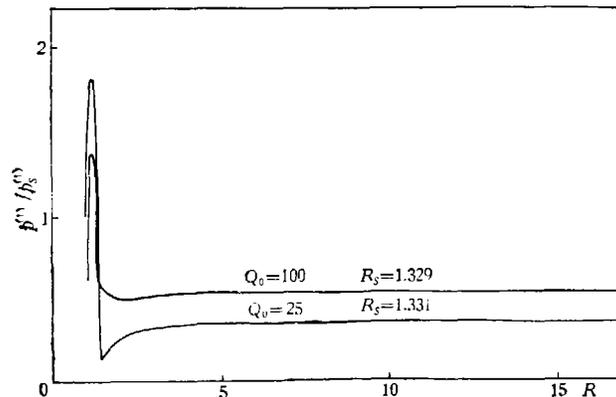


图 3 与基本解条件 (3.20) 对应的一阶压力分布 (其中  $c_2 = 0$ )

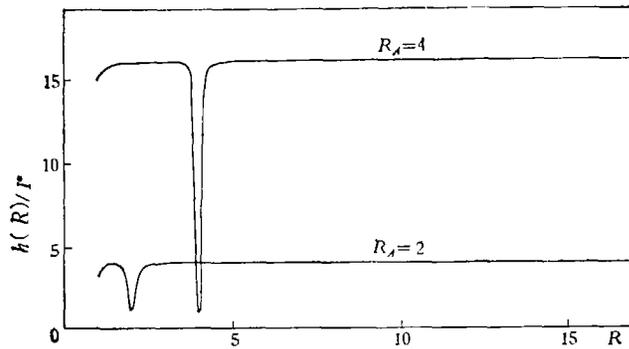
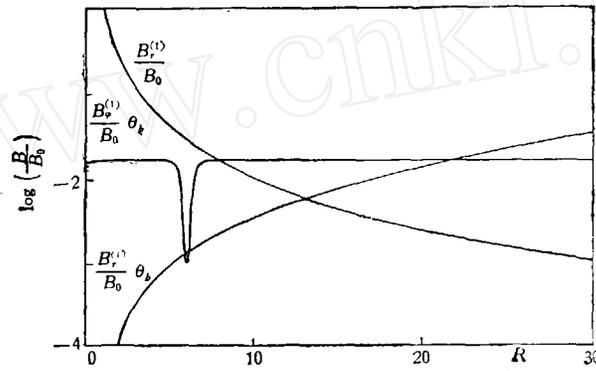


图 4 横向磁场分量的相对分布

图 5 射流束中磁场分量的分布 ( $\theta_s = 10^\circ$  为射流束边界)

们在对称轴处为零. 这些性质与图 1 观测的磁场分布定性一致.

我们再定量地来讨论一个磁场分布的理论模型. 先计算横向磁场. 将 (3.5) 式表示为无量纲的形式:

$$\frac{B_\phi}{B_0} = -h(R) \cdot \frac{\theta}{R} + O(\theta^2), \quad (4.2)$$

若令典型速度  $v_0 = v_{r_0}^{(0)}$ , 典型磁场  $B_0 = B_{r_0}^{(0)}$ , 则

$$h(R) = \frac{I^* - L^*/R^2}{\left(\frac{v_r^{(0)}}{v_0}\right) - \frac{1}{R^2}}, \quad (4.3)$$

其中的无量纲常数为:

$$I^* = \frac{I_1}{r_0 v_0 B_0}, \quad L^* = \frac{L_1}{r_0 v_0} = R_0^2 I^*. \quad (4.4)$$

图 4 给出了函数  $h(R)$  的分布. 可以看出, 当  $R$  比较大时,  $h(R)$  趋于常数  $h_0 = I^* v_0 / v_{r_0}^{(0)}$ . 纵场的分布可写成无量纲的形式

$$\frac{B_r}{B_0} = \frac{1}{R^2} - \frac{p^{(1)}}{(B_0^2/4\pi)} \theta R^2 + O(\theta^2), \quad (4.5)$$

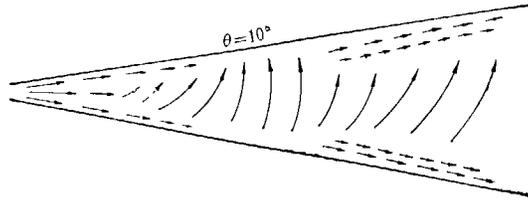


图 6 射流束中磁场分布的理论模型

其中  $p^{(1)}$  的基本解由图 2 和图 3 给出. 这样, 我们可以得到如图 5 所给出的磁场分布, 与它相应的磁场的方向绘在图 6 中. 比较图 6 和图 1, 可以看出, 理论模型的磁场位形与观测的 NGC 6251 的结果很好地吻合. 应该指出,  $R$  的沿伸范围是有限的, 这使得  $B_r^{(0)}$  项不会太大.

观测还表明, 射束中的磁场位形与射电核的亮度有关. 根据磁场位形可将射流束分为两大类. 纵场为主的射流与强的中心核有关联, 而横场为主的射流束与弱的中心核有关(比如,  $P_{5000} \lesssim 10^{23} \text{W/Hz}$ ). 在前面的理论分析中, 讨论了与 NGC 6251 射流相类似的磁场, 它是横场为主的射流. 同样的理论分析也可用于纵场为主的射流中. 这时, 主要是  $B_r^{(0)}$  起作用, 而  $B_\phi^{(0)}$  很小. 可以看出, 这两种类型的区别应主要由磁通量  $\Phi$  的大小确定. 若中心天体有较强的径向磁场, 则  $\Phi$  将较大,  $B_r^{(0)}$  相对于  $B_\phi^{(0)}$  也将较大, 纵场起主导的区域将延伸至更大的范围. 中心天体具有较强的磁场时, 其射电辐射也将较强. 综合这两个方面, 中心天体辐射较强时, 其射流倾向于属于纵场为主的类型; 中心核辐射较弱时, 倾向于横场为主的类型. 按能量均分估计, 类星体的射流束中磁场可达  $2 \times 10^{-6} \text{Gs}$ , 其射流多属于纵场为主型; 某些星系的射流束中, 磁场约  $10^{-6} \text{Gs}$ , 往往属于横场为主的类型. 观测确实与此特性一致.

## 五、讨 论

本文用二维磁流体力学的解来分析射电星系的射流束中的磁场位形. 在用一维理论分析问题, 不仅存在着理论本身的不自洽性, 而且一维理论只能给出沿截面的平均性质, 不能描述沿截面的横向分布. 以图 1 为例, 在 NGC 6251 的射流中, 纵场在小  $R$  区域中沿截面分布较均匀; 而在大  $R$  区域中主要分布在截面的外缘, 纵场在截面中心附近很弱; 横向磁场在大  $R$  区域中亦主要分布在截面外缘. 这些磁场位形都明显地具有二维的特征, 难于用一维近似的理论来描述. 本文采用的二维理论描述(4.1)式比较好地解释了观测到的这些精细结构, 而且二维理论的解在理论上是自洽的. 当然, 本文略去了  $O(\theta^2)$  项, 它只给出了二维分布的主要特征. 进一步计算高阶项的影响可以得到更细致的二维分布. 高阶项的计算在原则上与低阶项计算类似, 但是, 越高阶的计算越繁杂.

本文采用连续射流束的概念来解释射电星系的双源结果. 自从 Rees 提出这种概念以后<sup>[8]</sup>, 连续束流理论得到广泛的应用, 尽管观测并没有提供直接的证据表明有物质在射流束中连续地流动. 最近观测到射流束中的一些精细结构, 也可以用连续束流模型来解释<sup>[6,10]</sup>. 事实上, 如果射流束中没有物质连续流, 而是连接中心天体与双源的桥, 束中的位形将是静力学平衡关系. 这种桥可以看成是一根细长的磁力线管, 我们可以类似地分析这种磁场位形<sup>[11]</sup>. 分析结果表明, 仍可以导出如(4.1)分布的磁场位形, 从而解释如图 1 的观测结果.

一个重要的问题是如何给出射流束的边界条件. 本文的计算模型是自由边界的射流, 它

相当于稠密等离子体喷射到稀薄的气体环境中, 磁场与等离子体冻结在一起或者等离子体被约束在磁场中. 静力学桥的模型则必然要求束的边界上总压守恒, 一般而言, 束外的磁场将比较强. 显然, 不同的边界条件会要求不同的理论模型, 而观测还难于给出比较确定的射流束边界条件. 所以, 这个问题仍有待于观测和理论的进一步研究.

考虑射流束中若存在  $10^{-4}\text{Gs}$  的磁场, 射流束中的粒子密度约为  $10^{-2}/\text{cm}^3$ . 对于几千公里每秒的流速, 磁压将和动压有相同的数量级, 而磁压的重要性在较小的  $R$  区域中更为突出. 这意味着, 磁场可能在射电双源的形态和动力学过程中有重要的作用, 特别是在中心天体附近的射流束中更为重要. 进一步讨论磁场对于射电星系射流束中质量、动量和能量传递的影响将是重要的.

### 参 考 文 献

- [ 1 ] Bridle, A. H., in *Extragalactic Radio Sources* (Ed. Heeschen, D. S. and Wade, C. M.), 1982, 121.
- [ 2 ] Willis, A. G. et al., *Astron. Astrophys.*, **95** (1981), 250.
- [ 3 ] Weber, E. J., Davis, L., *Astrophys. J.*, **148** (1967), 217.
- [ 4 ] Hu, W. R., *Astrophys. Space Science*, **98** (1984), 171
- [ 5 ] —————, *Geophys. Astrophys. Fluid Dynamics*, **19** (1982), 311.
- [ 6 ] —————, *Scientia Sinica*, **25** (1982), 511.
- [ 7 ] 胡文瑞, 空间科学学报, **1**(1981), 93.
- [ 8 ] Rees, M. J., *Nature*, **299** (1971), 312, 510.
- [ 9 ] Blandford, R. D., Rees, M. J., *Monthly Notices RAS*, **169** (1974), 395.
- [ 10 ] Chan, K. L., Henriksen, R. N., *Astrophys. J.*, **241** (1980), 534.
- [ 11 ] Hu, W. R., *Scientia Sinica*, **24** (1981), 1681.