

黄山天体物理学术会议论文集

会议文集编辑组 编



科学出版社

55.348
223
23

黄山天体物理学术会议论文集

会议文集编辑组 编

7W03/30



812461

内 容 简 介

本文集选编 1977 年 8 月在黄山召开的天体物理学术会议上的主要论文共 62 篇，反映了我国近年来天体物理研究工作的进展。全部论文分三部分编排：第一部分——星系和宇宙学，第二部分——恒星，第三部分——太阳和太阳系。

本书可供天体物理及有关物理、数学工作者参考。

黄山天体物理学术会议论文集

会议文集编辑组 编

科学出版社出版

北京朝阳门内大街 137 号

石家庄地区印刷厂印刷

新华书店北京发行所发行 各地新华书店经售

1981 年 4 月第一版 开本：787×1092 1/16

1981 年 4 月第一次印刷 印张：19 1/4

印数：0001—1,400 字数：449,000

统一书号：13031·1522

本社书号：2087·13-5

定 价：2.95 元

序 言

天体物理学是天文学的一个分支，它是利用物理学的方法和理论研究宇宙的一门科学。宇宙空间有着远比地球上复杂和极端的物理条件。天体物理学一方面不断地吸收物理学的最新成果来研究天体物理现象，丰富和加深人类对宇宙的认识；另一方面又以它的观测事实和理论成果促进物理学的发展。特别是近年来天体物理学取得了一系列重大成果，已成为自然科学的前沿阵地之一，是当代基础科学理论研究的一个重要领域。同时，天体物理研究工作不仅对人类认识自然和改造自然具有重大的意义，而且对于树立正确的宇宙观，捍卫和发展唯物论和辩证法，反对形形色色的唯心论和形而上学都具有重大意义。

今年8月份在安徽黄山召开的天体物理学术会议，是我国天体物理研究工作者的一次空前盛会，参加这次会议的37个单位的120多名代表中，除了专门从事天体物理研究的天文台和大学天文专业的同志外，还有从事数学、力学、等离子体物理、高能物理、空间物理、地球物理、化学等学科的同志，呈现出我国天体物理研究中天文工作者与有关学科工作者愈来愈紧密协作的可喜现象。这次会议上提出的学术报告达96篇，数量之多是空前的，内容也比较丰富，有些工作已经接近国际上同类工作水平。这些研究成果反映出在党中央领导下一举粉碎“四人帮”之后，天体物理研究工作正在迅速发展。会议文集编辑组，为了交流研究成果，推动天体物理学科研究工作的进一步发展，从会议上提出的学术报告中选出62篇编成这本文集。我认为，本文集的出版是有意义的，对我国天体物理学的发展将起一定促进作用。

这次学术交流会开得很好，会议中争论热烈，气氛团结，充分体现了“百家争鸣”的精神。许多研究成果通过讨论得到了不同程度的完善和补充。许多同志感到收获很大，认为这样的学术交流会今后应经常举行。我相信随着我国科技战线上大好形势的发展，天体物理的研究工作也将得到更快的发展，在实现我国科学技术现代化的进军中，天体物理工作者必将在自己的研究领域作出更大的贡献。

钱 三 强

1977年12月

目 录

序言 钱三强 (i)

第一部分 星系和宇宙学

星系的质量和角动量分析 戴文赛 刘汝良 胡佛兴 (1)

星际气体的自引力星系激波 胡文瑞 敖 超 (6)

星系激波和非线性密度波的稳定性分析 秦元勋 王 联 王慕秋 胡文瑞 (9)

紧卷密度波的非线性自治理论 岳增元 (17)

旋涡星系中恒星臂与气体臂间的相移 方励之 刘永徽 (24)

共转奇异性对星系密度波的影响 胡文瑞 (29)

有限厚度盘状星系中物质密度的分布问题 彭秋和 黄克谅 黄介浩 李骏卿 (33)

有限厚度旋涡星系密度螺旋形扰动的 Poisson 方程渐近解 彭秋和 黄寅亮 (38)

双成分气盘的 Jeans 重力不稳定性判据 邹振隆 陈建生 (43)

双成分自引力体系中的密度孤波 刘永徽 方励之 李启斌 (47)

自引力介质中波的传播和演化 岳增元 (49)

有射电子源结构类星体的统计分析: (III) 子源尺度的演化
..... 方励之 周又元 程富伞 (55)

星系团和射电源的空间分布 赵若亮 (60)

关于河外天体的红移分布与光度函数: I. 欧氏空间中的情况 孙 颢 (67)

星系团 X 射线源的光度与速度弥散度的相关分析 万 颖 徐容海 (72)

射电子源视超光速运动问题的分析 褚耀家 程耀臻 (75)

星系核风 李骏卿 黄克谅 彭秋和 黄介浩 (79)

星系核和类星体的反物质模型 陆 垓 罗辽复 曲敏岳 汪珍如 (82)

典型时空理论及其宇宙学效应 邹振隆 陈建生 黄 耀 张厉宁 郭汉英 (85)

地球自转和宇宙学效应 郑 璋 (91)

一个总星系模型 须重明 (94)

宇宙学起因的对称性破缺 方励之 (100)

一个 U_4 空间的重力场论 刘 辽 许殿彦 (104)

1976 年 4 月 29 日日环食时引力效应观测, (I) 重力仪与倾斜仪的观测结果
..... 王楷泉 田景发 刘煜奋等 (109)

第二部分 恒 星

反常中子星 方励之 陆 垓 罗辽复 曲敏岳 汪珍如 (114)

脉冲星的统计分析和中子星的自转减速 曲敏岳 汪珍如 陆 垓 罗辽复 (121)

论旋转磁中子星中电荷粒子与低频波场的耦合及其辐射	张介祺	(124)
电子对吸积盘的影响及天鹅座 X-1 的能谱	张家驹 方励之	(130)
多层体模型的基本理论及其不稳定性	木村博 刘多品	(135)
热超短周期造父变星的共性	初敏禅	(140)
英仙座 X 星(X Per)与 X 射线源 3 U 0352+30	杭恒荣 莫静凡	(145)
蛇夫-天蝠暗云区和金牛暗云区的耀星观测研究	紫金山天文台恒星物理研究室第三组 北京天文台恒星物理研究室第一组	(149) ✓
天鹅座 1975 年新星的光谱观测	刘宗礼	(155) ✓
大陵五型食变星 GG Vir 光电测光, (I) 光变曲线的特征及气流问题	沈良河 温迪生 林柏森 蒋兆基	(166) ✓ 乙
仙后 AZ 星 1975 年食的光电测光	李 峯 蒋世伟 郭子和 许楚芳 翟迪生 沈昆超等	(170) ✓
食变星偏食光变曲线解	陈启煌 陈建生 邹振隆	(175) ✓
含磁荷奇异原子的光谱辐射强度和选择规则	戴显喜 沈纯理	(177)
r 过程与超重元素	曾伟群 赵树松 彭守礼	(183)
论参宿四两千年来的颜色变化	薄树人 王德民 刘金沂	(187)
中国古代的天体物理探索	郑文光	(189) ✓
天王星环中的辐射转移理论	陈道汉 董 明 武志翼 褚修义	(192)
陶瓷镜面	紫金山天文台天文室	(197)

第三部分 太阳和太阳系

太阳活动 11 年周期连续性的探讨	丁有济 张毓文	(201)
从我国古代极光、地震记录的周期性分析看太阳黑子周期的稳定性	罗葆荣 李建宝	(207)
从我国黑子和极光观看太阳二千年的活动	邹仪新	(211) ✓ 乙
太阳活动区强磁场图的照相观测	丁有济 彭芳麟等	(215)
大耀斑产生前的黑子磁场位形	史志先	(217) ✓ 乙
太阳双极黑子的无力场位形	马云丽 胡文瑞	(222)
太阳色球层的激波加热模型	陈载璋 方 成 蔺蔚棠 唐玉华 倪祥麟 许敏敏 郑守英	(226)
色球-日冕过渡区模型及其能量平衡	周复华 丁元君	(235)
日冕凝聚区磁场	曹天君	(241)
太阳光谱中的磁场敏感谱线	冯文瑞 王振一 金介海	(246)
太阳质子在行星际空间的横向扩散问题	章公亮	(252)
利用太阳 X 射线预报质子事件峰强度的初步报告	魏莘恩	(255)
太阳米波 I 型源与耀斑活动之间的演化关系	尹其丰 罗锡光	(261)
太阳 I 型爆发机制	刘培昭	(268) ✓
米波 I 型爆发区域快电子的稳定约束	尹其丰 马 骥	(272) ✓
关于毫米波日像仪的一种可能方案	乔国俊 安景竹 王素琴 温学诗 乔茂兰	(278)

太阳星云的演化与地球和行星大气的起源：(I)原始太阳星云的结构与 大气逃逸	陈哲明 (284)
太阳星云的演化与地球和行星大气的起源：(II)轻气体去除, 星子集聚, 气体吸积与初级原始大气	陈哲明 (288)
双成份盘的气体孤立波及对提丢斯-波得定则的解释	李曉勇 黄克谦 彭秋和 黄介浩 苏洪钧 (292)
Virial 定理的推广及其应用(I)	潘良楮 (297)

第一部分 星系和宇宙学

在全国性的天体物理学术会议上专门分组讨论星系及宇宙论问题,这还是第一次,然而,宣读的论文却多达 34 篇。这一方面是由于星系和宇宙学已经成为天体物理学中最活跃的领域之一;另一方面是由于近几年来,分别在南方和北方组织过以星系问题为重点的交流会或讨论班,大大推动了研究工作的进展。

有关星系的工作,主要集中在星系的旋臂结构理论上,这方面的工作共有 11 篇,涉及到的问题有:形成旋臂的机制,旋臂的维持,星臂与气臂的相移,密度波的稳定性,密度波的演化以及盘厚对密度波的影响,等等。这些论文中,有的提出了一些新的观点和看法,对进一步探索星系的结构和演化是有启发性的。与这些工作有联系的,是关于自引力体系的一般性质的讨论,例如,引力不稳定性、孤波和波传播的特征等等。

由于“四人帮”的破坏,宇宙学在我国的发展曾受到很大干扰。在这次会议上,与会同志不仅批判了“四人帮”在宇宙学问题上所散布的形而上学的、唯心主义的谬论;而且,在宇宙学方面提出了内容丰富的 10 篇论文,涉及的课题不少,如天体的大尺度分布、宇宙学模型、红移分析、常数演化及其他宇宙学效应等等。尽管其中有些工作还是很初步的,但是,这些工作大都是在抵制“四人帮”干扰的困难条件下进行的,所以,应当把它们看作是 我国天体物理工作者与“四人帮”斗争的记录之一。

有关星系演化的工作,只有戴文赛等同志的《星系的质量和角动量分析》一项,它给探讨星系的演化提供了有价值的统计规律。总的说来,这次会议中关于星系演化的工作还较少,不能不认为是一个不足之处。

除以上几个方面外,还有个别关于类星体、星系核、星系团以及引力问题的工作。

我们相信,在全国向科学技术现代化进军的大好形势下,随着实测手段和理论水平的进一步提高,我国的星系和宇宙学研究工作一定会出现更加繁荣兴旺的局面。

方励之 邹振隆

星系的质量和角动量分析

戴文赛 刘汝良 胡佛兴

(南京大学天文系) (中国科学院紫金山天文台)

质量和角动量是星系的两个重要物理量,以前,星系质量主要用由光谱分析得出的自转曲线来推算,六十年代后半起,开始用 21 厘米谱线宽度求取星系的射电质量。假设 (1) 自转曲线符合 $n=3$ 的 Brandt 公式, (2) 与极大自转速度 v_m 相应的半径 r_m 为 Holmberg 半径 r_H 的 $1/3$; 可求得射电质量为 $M = (3/2)v_m^2 r_m / G$ 。本工作主要对星系的质量、

角动量资料进行分析,为进一步研究星系的结构和演化提供一些资料。

一、资料的来源和处理

用射电方法得出的星系质量及其他物理量主要取自[1],相应的 v_m 值取自[2];有44个星系的射电质量取自[3, 4];星系的光学质量取自[3, 5, 6]; NGC 145, 275, 949的质量取自[7],红移距离都归算到 $H=50 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}\cdot\text{Mpc}^{-1}$, 群距离取自[3]中给的值。有距离改动的,质量也作相应改动。去掉了距离大于55 Mpc的星系9个。这样一共收集了213个星系的形态类型、距离、质量、 v_m 、 r_m 。计算了 v_m^2/r_m 、角动量密度 j 、角动量 J 和 $J/M^{1/4}$; j 和 J 的计算方法见第三节。类型资料取自 Vauclair 的 BGC 表[8],按 E, S0, Sa, Sb, Sc, Sd, m 及 Ir 七个类型列出。213个星系包括本星系群成员11个。

我们未把星系冕质量算入星系质量,因为星系冕到底是否存在的问题还未解决。

二、质量-类型图

我们作出了213个星系的 $\log M/M_\odot$ -类型图(图略)。为了反映矮星系的质量分布,在图中还补充了本星系群所属的17个矮星系。根据这个图中星系的质量分布,我们把各类型星系分为超巨系、巨系、中等质量星系(简称中系)、矮系。下面列出它们的质量范围及与 Van den Bergh 对 S系和 Ir系按光度所分的类型对照:

超巨系	$5 \times 10^{11} - 10^{12} M_\odot$	相当于 Van den Bergh	I
巨系	$10^{10} - 5 \times 10^{11} M_\odot$		II, III
中系	$10^8 - 10^{10} M_\odot$	}	IV, V
矮系	$10^5 - 10^8 M_\odot$		

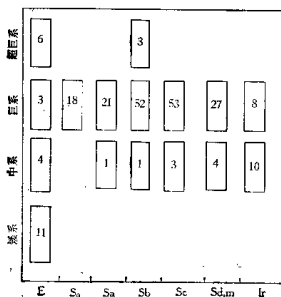


图1 星系质量-类型方块图

质量-类型关系用方块图表出如图1。方块中数字表示星系个数。从图1可以看出：
 (1) E系的质量范围最大，从 10^8 到 $5 \times 10^{12} M_{\odot}$ ，超巨星、矮星系都较多；(2) S系，从 Sa 到 Sd,m，包括 SA, SB, SAB，主要是巨系，此外极少；(3) Ir 系质量总体来说比 S系小，主要是中系和质量较小的巨系。这个统计结果与邻近星系团的光度函数的测定结果 (E, S0, Ir 为指数函数，SA, SB 为正态分布) 是一致的。

三、星系角动量的计算和统计

从 Takase 和 Kinoshita^[9]推算出的关系式

$$M_i = \frac{4}{G\pi} \left(\frac{3}{2}\right)^{\frac{5}{2}} \mu'(x_i, n) v_m^2 r_m \quad (1)$$

$$J_i = \frac{4}{G\pi} \left(\frac{3}{2}\right)^{\frac{5}{2}} 3^{-\frac{1}{2n}} \chi(x_i, n) v_m^3 r_m^3 \quad (2)$$

其中 M_i, J_i 分别为星系的质量和角动量， v_m, r_m 分别为极大自转速度和对应的半径。

我们设 $n=3, r_m = \frac{1}{3} r_H$ ，最后求得角动量密度的表式如下：

$$j = 0.879 v_m r_m \quad (3)$$

我们计算了 183 个星系的 j 值，各类型的 $j, J, M/M_{\odot}$ 平均值列于表 1 内。我们又绘出 $\log j - \log \frac{M}{M_{\odot}}$ 图，看出 $\lg j$ 和 $\lg \frac{M}{M_{\odot}}$ 有相关，算出相关系数等于 0.88，算出回归方程如下：

$$\lg j = (0.662 \pm 0.016) \lg \frac{M}{M_{\odot}} + (-0.446 \pm 0.015) \quad (4)$$

所以

$$j \propto M^{0.66} \quad (5)$$

或

$$J \propto M^{1.66} \quad (6)$$

表 1 各类型星系的平均角动量和角动量密度

类 型	个 数	j (10^{20} 厘米 ² ·秒 ⁻¹)	J (10^{23} 克·厘米 ² ·秒 ⁻¹)	M/M_{\odot}
S0	16	1.66	57.6	1.13×10^{11}
Sa	20	2.06	85.4	1.42×10^{11}
Sb	51	2.57	134.9	1.70×10^{11}
Sc	53	1.93	81.8	1.26×10^{11}
Sd,m	28	1.06	17.0	4.61×10^{10}
Ir	15	0.42	1.29	1.33×10^{10}

这些结果可与 Brosche^[10]用 12 个 S 系求得的 $J \propto M^2$ ，Takase 和 Kinoshita^[9]用 20 个星系求得的 $J \propto M^{7/4}$ ，Freeman^[11]用 36 个 S 及 S0 系求得的 $J \propto M^{7/4}$ 作比较。从表 1 看

出,并不是类型越晚角动量或角动量密度越大,而是先增加,在 Sb 处达到极大,然后减小。质量也是先增加,后减小。这个结果表明: $\Delta \tau_p$ 的质量-角动量密度图是不能成立的;从早型到晚型,角动量密度并不是单调地增加,质量(E 矮系除外)也不是单调地减小。

四、角动量和形态类型的关系

从(1)和(2)两式可得

$$J_i = \frac{2^{11} G \pi}{4 \cdot 3^{9/2n}} \frac{Z(x_i, n)}{\mu'(x_i, n)} \frac{M_i^2}{v_m} \quad (7)$$

如果 M_i 是固定的,那么 J 就和 v_m 成反比。Broedel^[11]统计了 53 个星系的 v_m 值,得到类型越晚, v_m 越小的结果。Воронцов-Вельяминов^[12]用 170 个星系得出,星系类型越晚,

表 2 各类型星系的 v_m 和 v_m^2/r_m

类 型	个 数	v_m	$v_m^2/r_m (10^{-9} \text{厘米}^2 \cdot \text{秒}^{-1})$
So	16	189公里·秒 ⁻¹	3.15
Sa	20	182	4.39
Sb	51	216	4.89
Sc	53	182	3.84
Sd,m	28	110	3.35
Ir	15	101	2.61

r_m 处的自转角速度 ω 越小,自转周期 P 越长。我们用 183 个星系来计算 v_m 和类型的关系,结果列于表 2,在 Sb 型达极大后,越晚型, v_m 才越小。(7)式表明,只有对于一定质量,才有 $J_i \propto v_m^{-1}$,但不同类型星系具有不同的质量分布。

Wakamatsu 引入一个新的量 $k^{[14]}$:

$$k = v_m^2/r_m \quad (8)$$

它表示 r_m 处的惯性离心力。他用 22 个星系得出,类型越晚, k 越小, $\beta = r_H/r_m$ 则越大。我们计算了每个星系的 k 值,又计算了各个类型的 k ,也列于表 2,大致证实了 Wakamatsu 的结论: Sb 以后,类型越晚, k 值越小。

表 3 各类型星系的 $J/M^{3/4}$ 值

类 型	数 目	$J/M^{3/4}$				
		\bar{x}	均	SA	SAB	SB
So	16	0.334				
Sa	20	0.338	0.256(7)	0.411(8)	0.337(5)	
Sb	51	0.356	0.347(24)	0.362(18)	0.370(9)	
Sc	53	0.353	0.376(19)	0.391(20)	0.395(14)	
Sd,m	28	0.347	0.331(7)	0.359(7)	0.354(14)	
Ir	15	0.366				

表4 S系和SB系的k值

	k		
	A	AB	B
Sa	5.147(7)	3.782(8)	4.066(5)
Sb	4.795(24)	5.493(18)	2.823(9)
Sc	3.010(19)	5.390(20)	2.757(14)
Sd,m	3.673(7)	2.348(7)	3.690(14)

为了决定在一定的质量下,角动量和角动量密度如何随类型变化,我们计算了比率 $J/M^{7/4}$ 和 $j/M^{5/3}$,这样就大致把质量因素消去。从(1)、(2)式得

$$J/M^{7/4} = (G\pi)^{3/4} \cdot 3^{-3/4} \pi \cdot 2^{\frac{1}{4n} - \frac{3}{2}} \frac{Z\left(\frac{r_H}{r_m}, n\right)}{\left[\mu'\left(\frac{r_H}{r_m}, n\right)\right]^{7/3}} \cdot k^{-1/4}$$

取 $n=3, r_H/r_m=3$, 则 $J/M^{7/4}$ 正比于 $k^{-1/4}$, 所以与类型有关。在表3里列出了各个类型的 $J/M^{7/4}$ 值,并对 Sa, Sb, Sc, Sd, m 这四个类型,分开 SA, SAB, SB 来计算其 $J/M^{7/4}$ 值。从表3看出, $J/M^{7/4}$ 值对于各个类型相差不多,都在0.3和0.4之间;但棒旋星系的 $J/M^{7/4}$ 则明显地比旋涡星系大些,虽然大得不多。棒旋星系的 k 值则比旋涡星系的小些,如表4所列。

从上面分析可以得出下述结论:从 S0 到 Ir, 即使质量相同的星系,星系的角动量和角动量密度也不随星系的形态类型变晚而增大;如果把 SA 和 SB 系分开来计算 $J/M^{7/4}$ 值,则得出对于同样的质量,SB 系的角动量和角动量密度比 SA 大。

Поляченко^[16] 计算了“归一化角动量” $J/M^{5/3}$, 得出 SB 系的 $J/M^{5/3}$ 值比 SA 系大。我们的分析结果也表明,角动量大的 S 系可能变成棒旋星系。

五、讨 论

1. E 系质量一般是否比 S 系大?

一般认为 E 系质量比 S 系大, Page^[16] 统计结果表明, E, S0 系的平均质量比 S, Ir 系大 15 倍。我们算出的各类星系的平均质量列于表 1。因为取 $H=50$, 各类星系的质量都比 Page 的大一倍, E 系的平均质量比 S 系大一个量级, 主要因为 10 个 E 系中有 6 个为超巨星。把这些超巨星分出, E 系(主要是巨星)的质量就不比 S 系大了。问题不是 E 系质量为何比 S 系大, 而是为什么 E 系有很多超巨星, 而 S 系超巨星极少, E 系的中系、矮系很多, 而 S 系中系极少, 无矮系。

2. 为什么 S 超巨星没有或极少?

从(5)式看出, S 系质量越大, 角动量和角动量密度都越大, 则容易瓦解或形成双星系, 多重星系。一般说来, 星系的质量大时, 核的质量也大, 容易发生猛烈的星系核活动, 丧失物质, 破坏旋臂。

3. 为什么没有或极少 S 中系, S 矮系?

Van den Bergh 指出, 累积绝对星等 $> -15^m$ 的 S 系不存在^[17], 因为光度这样小的星系没有核, 而 S 系要求有核。质量小, 角动量密度也小, 不足以阻碍气体凝聚成恒星, 气体用光了, 没有气体就不会出现旋臂。角动量太小, 星系就扁不起来, 不能成为盘星系, 没有也不会有旋臂。

4. 为什么没有 1r 型超巨星, 亮巨星?

由于它们都发生过剧烈的核爆发, 也可能同邻近星系碰撞或紧密接近, 碰撞或强烈的潮汐冲击使原来规则形状变成不规则, 爆发或经受碰撞时, 可能损失了不少物质, 使星系质量变小。

参 考 文 献

- [1] Balkowski, G., *A. Ap.*, 29 (1973), 43.
- [2] Bottinelli, L. & L. Gonguenheim, *A. Ap.*, 33 (1974), 269.
- [3] Sandage, A. 编 *Galaxies and the Universe* (1975).
- [4] Rood, H. J. & J. R. Diukel, *Ap. J.*, 205 (1976), 346.
- [5] Nordstreck, K. H., *Ap. J.*, 184 (1974), 736.
- [6] Lang, K. R., *Astrophysical Formulas* (1974), 549—552.
- [7] Денисюк, Э. К. и Н. Н. Павлова, *Астр. Доп.* (1973), № 3, 1—3.
- [8] Vaucouleur, G. & A., *Reference Catalogue of Bright Galaxies* (1969).
- [9] Takase, B. & H. Kinoshita, *Proc. Astron. Soc. Japan*, 19 (1876), 407.
- [10] Brosche, P., *Zs. f. Ap.*, 57 (1963), 143.
- [11] Freeman, K. C., *Ap. J.*, 160 (1970), 811.
- [12] Brosche, P., *A. Ap.*, 13 (1971), 293—297.
- [13] Воронцов-Вельяминов, А. Ж., 47 (1970), 16—22.
- [14] Wakamatsu, K., *Proc. Astron. Soc. Japan*, 28 (1976), 397—413.
- [15] Поляченко, В. Л., В. С. Сынах, А. М. Фридман, *А. Ж.* 48 (1971), 1174—1182.
- [16] Page, T. L., *Ил* (3) 550—551.
- [17] Van den Bergh, S., *Sky & Telescope*, 52 (1976), № 6.

星 际 气 体 的 自 引 力 星 系 激 波

胡 文 瑞 敖 超

(中国科学院力学研究所) (中国科学院计算技术研究所)

大尺度星系激波对于解释盘状星系的螺旋结构, 对于研究恒星的形成, 甚至可能对于研究星系的演化都是很重要的。不少人在密度波的框架内分析了星系激波的性质^[1-6], 并得出, 当扰动星体引力场强度 F 低于某个阈值后就不存在双周期的局部激波解。一般认为, 星系激波是由恒星螺旋引力场所产生的。

我们曾指出, 有两个可选择的参数, 即 F 和 Ω_p 。对于确定的 F 值, 图样速度 Ω_p 也存在阈值, 并用分析的方法计算了 $F=0$ 时的激波解。

目前星系激波的研究都求的是局部非自治解。激波压缩气体使得激波阵面附近的气体自引力场不小, 所以, 研究自治的星系激波解是人们十分关心的问题。

讨论气体的自引力星系激波。为了同时满足气体动力学方程组和泊松方程, 可以用

下列方法进行叠代求解：

$$\begin{cases} (\sigma_0 + \sigma_1^{(n)})(w_{\eta 0} + w_{\eta}^{(n)}) = \sigma_0 w_{\eta 0}, \\ \frac{(w_{\eta}^{(n)} + w_{\eta 0})^2 - a^2}{(w_{\eta 0} + w_{\eta}^{(n)})} \frac{\partial w_{\eta}^{(n)}}{\partial r_1} = 2 \Omega \tilde{\omega} w_{\xi}^{(n)} - \frac{\partial N_1^{(n-1)}}{\partial r_1} \Big|_{r=0} \\ (w_{\eta}^{(n)} + w_{\eta 0}) \frac{\partial w_{\xi}^{(n)}}{\partial r_1} = -\left(\frac{\kappa^2 \tilde{\omega}}{2 \Omega}\right) w_{\eta}^{(n)} \quad (n=1, 2, 3, \dots) \end{cases} \quad (1)$$

$$\begin{cases} \Delta N_1^{(n)} = 0 \\ \frac{\partial N_1^{(n)}}{\partial z} \Big|_{z=0} = 2 \pi G \sigma_1^{(n)} \quad N_1^{(n)} \Big|_{z=0} = 0 \\ \frac{\partial N_1^{(n)}}{\partial \tilde{\omega}} \Big|_{\tilde{\omega}=0} = 0 \quad N_1^{(n)} \Big|_{\tilde{\omega}=\infty} = 0 \quad (n=1, 2, 3, \dots) \end{cases} \quad (2)$$

其中的符号皆通常含义^[6,7]，上标 n 为叠代次数。选定某个初始分布 $N_1^{(0)}$ ，就可以开始计算。我们取 $N_1^{(0)} = 0$ ，就得到自引力星系激波解。同样方法可计算有恒星扰动场的自洽激波解。方程(1)可求出局部解，不同 $\tilde{\omega}$ 处的局部解就给出扰动密度场 $\sigma_1^{(n)}(\tilde{\omega}, \eta)$ 。利用曲线螺旋坐标与柱坐标的关系，将 $\sigma_1^{(n)}(\tilde{\omega}, \eta)$ 转化为 $\sigma_1^{(n)}(\tilde{\omega}, \theta)$ ，则可求出泊松方程在柱坐标中的解 $N_1^{(n)}(\tilde{\omega}, \theta, z)$ 。将此引力势再表示为 $N_1^{(n)}(\tilde{\omega}, \eta, z)$ ，就可由(1)求出下一次叠代的解，如此循环，直至所需要的收敛误差。

计算了银河系的大尺度激波，选用了 Mogzer (1972) 的星际气体密度分布模型，及 Schmidt (1965) 银河系模型。取基态的气体面密度 $\sigma_0(\tilde{\omega})$ 为模型的平均气体密度值的

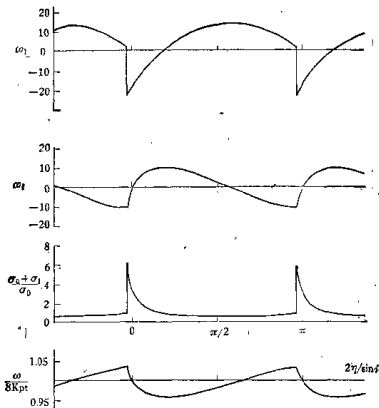


图 1 $\tilde{\omega} = 8 \text{ Kpc}$ 时的局部激波解。上两图为速度分布，下图为总密度分布，最下图为流线的径向位置分布

0.4. 局部解的步长为 0.5 Kpc, 截止于 18 Kpc 处。计算的结果如图 1 所示, 其中 $i=7^\circ$, $a=8 \text{ km/sec}$, $\Omega_p=4 \text{ km/sec}\cdot\text{Kpc}$ 。迭代次数 $n=4$ 时收敛性已很好。

人们有时利用声速点的初始位置作为调整参数, 去湊激波前后所应满足的动量守恒关系^[9,11]。声速点位置一确定, 激波阵面的位置就大体在它上游附近。在局部求解时, 这会使声速点的连线(声速线)很不规则, 从而难以构成星系激波宏图。事实上, 星系激波的概念与气动激波的概念是不同的, 它只不过是一种速度的法向间断面。由于这里的声速没有热力学含义, 而只是模拟某种湍流状态, 再由于局部解, 准稳, 紧靠螺旋等近似假设, 激波的守恒关系的表达形式也只能是一种近似。

利用自洽的气体激波解可以解释大量的观测现象。诸如:

(1) 宏图。星系螺旋结构表现出的宏图就是星系激波宏图, 不取决于是否存在恒星的扰动引力场。星系激波可能不连续地断裂, 所以宏图往往表现为不连贯和破裂。

(2) 螺旋结构的延伸范围。星系激波解可以延伸很大的范围, 但是由于气体平均密度在核球内和大的星系中心距离 θ 时很小, 考虑激波压缩影响后也不能触发那里产生足够的年轻的恒星, 因而表现出无螺旋结构。螺旋结构延伸于星系的一个主要范围。

(3) 环状结构。星系较内部区域常常表现出的环状结构可解释为那里有倾角很小的局部激波。由于盘状星系较内部区域较差自转的剪切效应更强, 在形成星系激波的过程中, 那里会有强的缠卷。形成激波后表现为环状结构。环状结构和多臂结构是和螺旋结构的形成和演化相关联的。

利用这种激波理论可以类似地解释年轻或中等年龄恒星的分布, 尘埃带的分布, H I 和 H II 的分布特征(如[8]), 而且还给出一种产生年轻恒星的螺旋扰动引力场的机制。

气体物质臂的螺旋结构理论由于缠卷困难而未成功。B. Lindblad 提出恒星密度波理论得到林家翘等人的进一步发展^[8]。但是, 恒星密度波理论一直存在着维持的困难^[9,10]。另一个问题是, 线性恒星密度波与非线性气体激波之间的自洽性。虽然我们可以用本文的方法求出自洽的外加扰动引力场的气体激波解, 但自洽的扰动引力场与外加场有很大差别。利用气体自引力激波的结果, 又可以重新发展气体的螺旋结构理论, 它不是物质臂的, 而是非线性波。在这种理论中, 决定螺旋结构的主要因素是气体, 恒星的影响是第二位的。当然, 激波是一种耗散波, 一般会衰减。但是, 在星系的大尺度范围内有不少的动量和能量源, 可以补充激波的耗散, 使它维持。

利用星际气体自引力激波理论可以探讨星系及螺旋结构的演化关系。一团原星系的气体, 在坍缩过程中由于质量和角动量的关系可以形成核球成分和盘成分。这种过程往往是不均匀的。局部的高密度区域容易在较差自转的作用下会拖曳成旋臂, 在一定的阶段以自引力气体激波的方式维持住。旋臂内的高气密度触发形成年轻的恒星并表现为螺旋结构。所以螺旋结构是演化的。对于缠卷较紧的 Sa 星系, 形成高气密度的旋臂区域多, 整个星系的恒星形成率高, 目前星系中的气体含量少。Sb, Sc 依次较松, 而 Ir(I) 无规则结构, 所以他们的总恒星形成率逐渐降低, 目前的气体含量逐渐增多。这种规律与观测事实符合。在盘状星系的演化的不同阶段中, 螺旋结构的延伸范围, 旋臂内外的气体密度比, 星系中气体的总含量, 以及结构的形态都在逐渐的变化, 这种变化在初期会比较快, 而到日前则比较缓慢。最近的理论都假设恒星产生过程主要在螺旋星系激波阵面后的旋臂区域。在星系演化的初期, 很难设想会有恒星的扰动螺旋引力场存在, 那时的星系激波大体

上是星际气体的自引力星系激波。

参 考 文 献

- [1] Fujimoto, M., in *IAU symp.* No 29 (1966), p. 453.
- [2] Roberts, W. W., *Astrophys. J.*, 158 (1969), 123.
- [3] Tosa, M., *Pub. Astron. Soc. Japan*, 25 (1973), 191.
- [4] Shu, F. H., et al., *Astrophys. J.*, 183 (1973), 819.
- [5] Woodward, P. R., *Astrophys. J.* 195 (1975), 61.
- [6] 胡文瑞, 科学通报, 2 (1977), 79.
- [7] 胡文瑞, 关于星系激波 (未发表).
- [8] 林家翘, 星系螺旋结构理论, 胡文瑞、韩念国译, 科学出版社(1977).
- [9] Toomre, A., *Astrophys. J.*, 158 (1969), 899.
- [10] 胡文瑞, 中国科学, 2 (1977), 109.

星系激波和非线性密度波的稳定性分析

秦元勋 王 联 王慕秋

(中国科学院数学研究所)

胡文瑞

(中国科学院力学研究所)

一、前 言

密度波理论成功地解释了星系螺旋结构的缠绕困难^[1,2], Toomre 关于波的群速度的计算表明, 波能要不断耗散^[3]. 另外, 许多数值试验都难于得到定常的结果^[4,5]. 最近, 徐超生^[1]利用计算的方法讨论了非线性密度波解, 发现解可能不稳定. Vandvoort 用气盘模型求出了自洽的弱非线性密度波解^[6]. 徐超生^[1]、Woodward^[7]用类似的方法讨论了弱非线性的密度波解. 胡文瑞在讨论星系激波时发现, 在亚声速时基态为速度平面上的鞍点, 解有不稳定的趋势^[8,9]. 非线性密度波的稳定性是人们关心的问题. 本文在气体盘星系模型下, 采用星系激波的方程^[10], 讨论非线性周期解的稳定性.

在正交螺旋坐标系 (ξ, η) 中, 星系激波的方程组可写为^[1,8,10]:

$$\left\{ \begin{array}{l} (\sigma_0 + \sigma_1)(w_{\eta 0} + w_{\eta}) = \sigma_0 w_{\eta 0} \\ \frac{(w_{\eta} + w_{\eta 0})^2 - a^2}{w_{\eta} + w_{\eta 0}} \frac{dw_{\eta}}{d\eta} = 2 \Omega \bar{\omega} w_{\xi} - \frac{\partial N_1}{\partial \eta} \end{array} \right. \quad (1.1)$$

$$(1.2)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} (w_{\eta} + w_{\eta 0}) \frac{dw_{\xi}}{d\eta} = - \left(\frac{\kappa^2 \bar{\omega}}{2 \Omega} \right) w_{\eta} \end{array} \right. \quad (1.3)$$

$$\Delta N_1 = 4 \pi G \sigma_1 \bar{\omega}(z) \quad (1.4)$$

其中的符号皆采用通常的定义. 在星系激波中, 一般假设扰动引力 $\frac{\partial N_1}{\partial \eta}$ 为线性密度波的相应力. 在徐超生^[1]和 Woodward^[7]讨论非线性密度波时也作了同样的假设. 我们更一般地讨论 $\frac{\partial N_1}{\partial \eta}$ 为 $(\bar{\omega}, \eta)$ 的任意函数, 并记为 $-p(\eta)$, 它应满足泊松方程(1.4).

为了方便, 在下面的讨论中将 w_{η} , $w_{\eta 0}$, w_{ξ} , η 分别记为 y , y_0 , z , x_1 系数

$$A(x) = 2 \Omega \dot{\omega} > 0, \quad B(x) = -\frac{\kappa^2 \dot{\omega}}{2 \Omega} < 0 \quad (1.5)$$

下面讨论方程(1.2), (1.3)周期解的稳定性.

二、远离共转圈(y_0 较大)时周期解的准稳性

讨论满足方程(1.2), (1.3)的周期解($y^0(x), z^0(x)$)附近的解的定性行为. 作变换

$$\varphi = y - y^{(0)}(x), \quad \psi = z - z^{(0)}(x) \quad (2.1)$$

将(2.1)代入(1.2), (1.3)就得到

$$\frac{d}{dx} \begin{pmatrix} \varphi \\ \psi \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \alpha_1(x) & \alpha_2(x) \\ \alpha_3(x) & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \varphi \\ \psi \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} \varphi \\ \psi \end{pmatrix}_2 \quad (2.2)$$

其中 $\begin{pmatrix} \varphi \\ \psi \end{pmatrix}_2$ 为 (φ, ψ) 的二次以上项, 其系数是 $y^0(x), z^0(x), \rho(x)$ 的函数, 而

$$\begin{cases} \alpha_1(x) = \frac{[y_0 + y^{(0)}(x)]^2 + a^2}{\{[y_0 + y^{(0)}(x)]^2 - a^2\}} [A z^{(0)}(x) + \rho(x)] \\ \alpha_2(x) = \frac{y_0 + y^{(0)}(x)}{[y_0 + y^{(0)}(x)]^2 - a^2} A, \quad \alpha_3 = \frac{B}{[y_0 + y^{(0)}(x)]^2} \end{cases} \quad (2.3)$$

本节我们假设: (i) $y_0^2 > a^2$, (ii) $|\rho(x)|$ 不太大, (iii) 特解满足 $y_0 + y^{(0)}(x) > a$; 则可证明如下定理:

定理 2.1 方程组

$$\frac{d}{dx} \begin{pmatrix} \varphi \\ \psi \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \alpha_1(x) & \alpha_2(x) \\ \alpha_3(x) & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \varphi \\ \psi \end{pmatrix} \quad (2.4)$$

若满足条件: (甲) $\alpha_1(x) \leq A_1, A_1 > 0$; (乙) $0 < \underline{A}_2 < \alpha_2(x) < \bar{A}_2, \bar{A}_2 \geq \underline{A}_2 > 0$; (丙) $0 < -\bar{A}_3 \leq -\alpha_3(x) \leq -\underline{A}_3, \underline{A}_3 \leq \bar{A}_3 < 0$; (丁) $A_1 < -4 \underline{A}_2 \bar{A}_3$; 其中 $A_1, \underline{A}_2, \bar{A}_2, \underline{A}_3, \bar{A}_3$ 皆为常数; 则(2.4)的解或者停留在 $(0, 0)$ 附近, 或者虽然离开 $(0, 0)$, 但为螺旋形式, 且离开速度由 $e^{\frac{A_1 x}{2}}$ 控制.

证明 可以看出, 在 (φ, ψ) 平面上(2.4)的积分曲线有一种旋转的趋势. 为此作控制方程

$$\frac{d}{dx} \begin{pmatrix} \varphi \\ \psi \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \beta_1(\varphi, \psi) & \beta_2(\varphi, \psi) \\ \beta_3(\varphi, \psi) & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \varphi \\ \psi \end{pmatrix} \quad (2.5)$$

其中 $\beta_i(\varphi, \psi)$ 的定义如下:

(I) 当 $\varphi \geq 0, \psi > 0$ 时, 取 $\beta_1(\varphi, \psi) = A_1, \beta_2(\varphi, \psi) = \bar{A}_2, \beta_3(\varphi, \psi) = \bar{A}_3$. 这时有 $\alpha_1(x)\varphi + \alpha_2(x)\psi \leq A_1\varphi + \bar{A}_2\psi, \alpha_3(x)\varphi \leq \bar{A}_3\varphi \leq 0$.

(II 1) 当 $\varphi < 0, \psi \geq 0, A_1\varphi + \underline{A}_2\psi > 0$ 时, 取 $\beta_1(\varphi, \psi) = A_1, \beta_2(\varphi, \psi) = \underline{A}_2, \beta_3(\varphi, \psi) = \underline{A}_3$. 这时可以得到 $\alpha_1(x)\varphi + \alpha_2(x)\psi \geq A_1\varphi + \underline{A}_2\psi > 0, 0 < \alpha_3(x)\varphi \leq \underline{A}_3\varphi$.

(II 2) 当 $\varphi < 0, \psi \geq 0, A_1\varphi + \underline{A}_2\psi \leq 0$ 时, 取 $\beta_1(\varphi, \psi) = A_1, \beta_2(\varphi, \psi) = \underline{A}_2, \beta_3(\varphi, \psi) = \bar{A}_3$. 这时可以得到 $\alpha_1(x)\varphi + \alpha_2(x)\psi \geq A_1\varphi + \underline{A}_2\psi, \alpha_3(x)\varphi \geq \bar{A}_3\varphi > 0$.