

星系螺旋结构起源和维持的气体理论

胡文瑞 敖 超

(中国科学院力学研究所) (中国科学院计算中心)

摘 要

本文计算了自引力星际气体二维不定常运动的完整方程组,研究了原始星系气体坍缩成盘时物质分布的不规则性演化形成星系激波的过程,还计算和讨论了星际气体自引力星系激波的定常解的性质,由此,给出了星系螺旋结构演化过程的一种可能图象。这种星系螺旋结构的气体理论并不借助于恒星的扰动引力场,而可以解释螺旋结构的起源和演化。利用这种概念,还可以解释盘状星系的大量观测和演化的特征。

星系螺旋结构的起源和演化是一个重要的天体物理课题^[1]。十多年来,恒星的密度波理论取得了很大的成功^[2],也引起了不少讨论。比如有关群速度的问题^[3],共转奇异性^[4,5]以及密度波的非线性不稳定性^[6,7]等。星系螺旋结构可能主要是一种气体现象,因而应该和可能用星际气体本身来解释其起源和演化,而不必假设有一个恒星的扰动引力场起关键作用。历史上,气体理论曾经流行过很长时间,都不能很好地解释缠卷困难。近年来,我们尝试用星际气体自引力星系激波的概念来解释星系螺旋结构现象^[8]。如果认为气体是决定螺旋结构的主要因素,同时应用波动的概念,就可以克服物质臂的疑难,得到螺旋结构起源和维持的一种图象。

盘状星系的旋臂中,气体和尘埃的密度,以及磁场强度都比臂际空间的值大得多,很象是某种非线性波动现象。自从藤本光昭首先提出星系激波的概念以来^[9],在密度波理论中广泛地研究了激波的维持^[10-14,6],和随时间的变化规律^[15,16]。这些计算都是非自治的局部星系激波解。一般认为,寻求自治的激波解是需要认真解决的问题^[1]。本文用两种方法求出了自治的解。这些方法可以推广到有恒星扰动引力的情况。与密度波理论不同的是,在我们的计算中没有恒星密度波存在。这意味着恒星的扰动引力场具有随机性,并不组成大尺度的螺旋形结构。这也表明,我们的理论并不是一种纯引力的理论,恒星成分的作用是次要的。

一、星系螺旋结构的起源

1. 物理图象

质量很大的原始星系团在坍缩过程中碎裂成为原星系,星系有各自的角动量分布。角动量较大的原始星云,在形成核球的同时,气体受离心力作用而成盘状,形成初始的星系盘。在这些过程作用下形成星系的初期,原星系的气云之间会发生碰撞(主要是远碰撞)。这样,每个

本文 1979 年 3 月 13 日收到, 1979 年 7 月 5 日收到修改稿。

原星系中有角动量矩存在,使物质分布对于旋转轴不对称。带有角动量矩的气云坍缩成盘时,就使气盘中质量分布非轴对称,形成密度的涨落。星系盘中的初始密度涨落可以看成是早期碰撞过程的痕迹,这些质量涨落一般有偶数模的特征,主要倾向是 $m = 2$ 的质量不均匀性。

星系核的爆发或喷射气体也可以在星系盘中产生质量分布的不均匀性。在星系形成的早期,这种星系活动现象可能会存在,大规模的物质抛射往往是具有 $m = 2$ 的不对称性。当然,这种物质抛射不会恰好在星系盘中。由于离心力的作用,气体质量会逐渐地迁移到星系平面,使星系平面中的气体质量分布切向不均匀。

气盘中的质量不均匀性在较差自转的力场中被拖曳成螺旋形的结构;气体的自引力不稳定性使质量涨落放大;一旦形成了星系激波,较差自转的缠卷效应就不太重要了。这就给出了星系螺旋结构起源过程的一种可能图象。

2. 二维不定常问题的数学描述

在柱坐标 (r, θ, z) 中,气体动力学方程组为^[1]:

$$\frac{\partial}{\partial t}(r\sigma) + \frac{\partial}{\partial r}(r\sigma u) + \frac{\partial}{\partial \theta}(\sigma v) = 0, \quad (1.1)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t}(r\sigma u) + \frac{\partial}{\partial r}[r(\sigma u^2 + p + \sigma c^2)] + \frac{\partial}{\partial \theta}[\sigma uv - (\sigma v^2 + p + \sigma c^2)\sin(\theta - \theta_p)] \\ = -r\sigma \left. \frac{\partial \phi}{\partial r} \right|_{z=0}, \end{aligned} \quad (1.2)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t}(r\sigma v) + \frac{\partial}{\partial r}(r\sigma uv) + \frac{\partial}{\partial \theta}[\sigma uv \sin(\theta - \theta_p) + (\sigma v^2 + p + \sigma c^2)] \\ = -\sigma \left. \frac{\partial \phi}{\partial \theta} \right|_{z=0}, \end{aligned} \quad (1.3)$$

$$\frac{p}{p_0} = \left(\frac{\sigma}{\sigma_0}\right)^\gamma, \quad (1.4)$$

其中 p, σ 为气体轴向平均压力和面密度, (u, v) 为速度场, t 为时间, γ 为多方指数, c 为模拟各向同性湍流的等效声速, θ_p 为计算格网的参考点的角度,下标 0 为典型值。引力势 ϕ 应包括恒星和气体两部分。若恒星引力势 ϕ_* 是轴对称的,满足

$$\frac{d\phi_*}{dr} = \alpha r \Omega^2(r), \quad (1.5)$$

α 为比例系数, Ω 是星系盘的角速度;那么

$$\phi = \phi_* + \phi_g. \quad (1.6)$$

气体引力势 ϕ_g 应满足泊松方程

$$\Delta \phi_g = 4\pi G \sigma \delta(z). \quad (1.7)$$

α 一般满足 $0 \leq \alpha \leq 1$ 。纯粹恒星盘有 $\alpha = 1$, 而纯粹的气盘有 $\alpha = 0$ 。

在基本方程组中不仅考虑了自洽的二维过程的演化,而且包含了热力学过程关系(1.4)。热力学声速一般比等效声速小,但激波后温度成倍地增加,热力学声速较大。激波后面触发形成大量恒星,其 HII 区加热星际气体,可以补偿激波的耗散。激波前后湍流状态会发生变化,很难给出 c 的确切分布。我们在计算中将 c 取为常数,而将压力项理解为综合的影响。

Toomre 曾研究过星系盘的平衡模型^[18],取

$$\sigma_T(r) = \frac{e_1}{2\pi G} \frac{1}{(b^2 + r^2)^{3/2}}, \quad v_T^2(r) = \frac{e_1^2}{b} \frac{r^2}{(b^2 + r^2)^{3/2}}, \quad (1.8)$$

选择其中的系数 $b = 2$ 千秒差距, $e_1 = 866$ 公里·千秒差距/秒; 它们相当于星系的总质量为 10^{11} 克, 最大速度为 250 公里/秒。如果恒星面密度 σ_* 是总合面密度 σ_T 的 α 倍, 则 $t = 0$ 时的初值可以表示为:

$$\begin{cases} u = 0, & v = \frac{e_1}{\sqrt{b}} \frac{r}{(b^2 + r^2)^{3/4}}, \\ \sigma = \begin{cases} \sigma(5 \text{ 千秒差距}), & r < 5 \text{ 千秒差距}, \\ \frac{(1-\alpha)e_1}{2\pi G} \frac{(1+f \sin 2\theta)}{(b^2 + r^2)^{3/2}}, & r \geq 5 \text{ 千秒差距}, \end{cases} \end{cases} \quad (1.9)$$

其中 f 为扰动涨落的相对振幅。(1.9) 式的涨落具有 $m = 2$ 的不对称性。在具体计算时取 $\gamma = \frac{5}{3}$, $c = 7$ 公里/秒, $\alpha = 0.8$, 和

$$f = \begin{cases} 0, & r < 5 \text{ 千秒差距时}, \\ 0.2, & r \geq 5 \text{ 千秒差距时}. \end{cases}$$

对问题的内、外半径 r_1 和 r_2 , 取反射边值

$$u(r_1, \theta, t) = 0, \quad u(r_2, \theta, t) = 0. \quad (1.10)$$

完整的问题就归结为在边值条件 (1.10) 和初始条件 (1.9) 下, 求解基本方程组 (1.1)~(1.4) 和 (1.7)。

3. 计算和结果

将计算区域 $0 \leq r \leq 20$ 千秒差距, $0 \leq \theta \leq 180^\circ$ 用等步长划分为 20×18 个扇形格网。将方程离散化, 用数值计算的方法求解。运动方程中的自引力项使问题复杂化。在这里, 我们不是求解泊松方程 (1.7), 而是对差分格网元的质量直接用两点相互作用的引力关系, 即

$$\begin{cases} -\left(\frac{\partial \phi_g}{\partial r}\right)_{i,j} = G \sum_k \sum_l \frac{\sigma_{k,l} S_{k,l} [r_k \cos(\theta_l - \theta_i) - r_l]}{[r_i^2 + r_k^2 - 2r_i r_k \cos(\theta_l - \theta_i)]^{3/2}}, \\ -\frac{1}{r} \left(\frac{\partial \phi_g}{\partial \theta}\right)_{i,j} = G \sum_k \sum_l \frac{\sigma_{k,l} S_{k,l} r_k \sin(\theta_l - \theta_i)}{[r_i^2 + r_k^2 - 2r_i r_k \cos(\theta_l - \theta_i)]^{3/2}}, \end{cases}$$

其中 $S_{k,l}$ 为 (r_k, θ_l) 格网元的面积。

在我们的计算中, 将计算的时间步长取得适当小, 没有出现计算不稳定现象。我们还具有二阶精确度的差分格式进行验算, 两个不同差分格式的结果是定性吻合的。

图 1 给出了星系激波的形成过程。在 3.5 亿年期间, 5 千秒差距处已旋转了大约两圈。初始仅有 20% 的密度涨落不断放大, 剖面不断变陡, 最后发展成为激波间断, 激波前后的密度相差约 16 倍。峰值密度的角速度大约是 $\frac{20^\circ}{7 \times 10^{17} \text{ 年}} \approx 6$ 公里/秒·千秒差距, 与定常时星际气体自引力激波的图样速度 Ω_p 相差不多, 都比较小。

图 2 是气体密度和速度的剖面分布, 其中的间断特征清晰可见。这种演化的整体自洽激波解的剖面与定常解的结果相似, 只是这里除去明显的主导双臂星系激波特征之外, 还有多臂的扰动涨落。

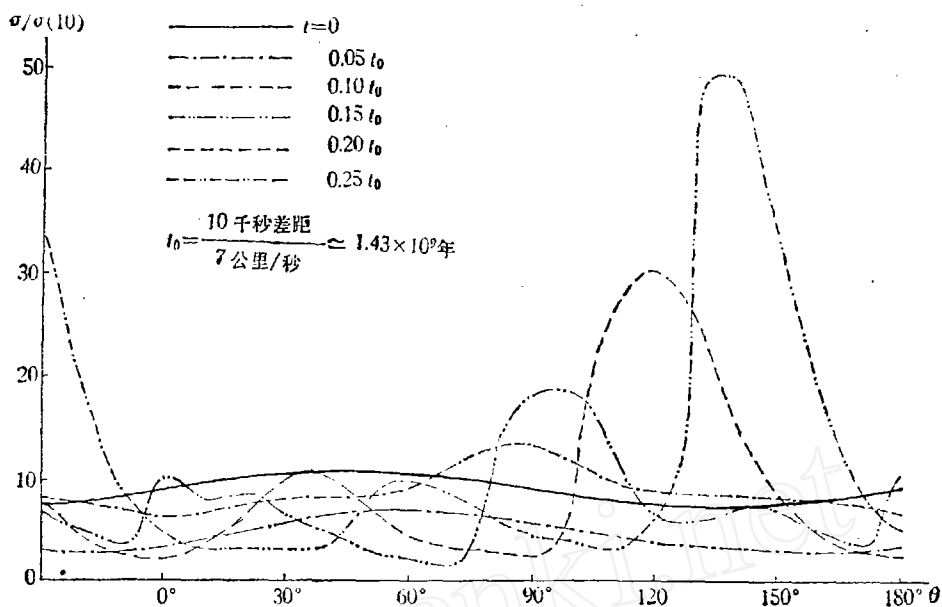


图 1 星系激波的形成过程图

(图中给出了气体密度剖面随 θ 的变化, 其中 $r = 5$ 千秒差距, $\sigma(10)$ 为 10 千秒差距初的初始平均面密度)

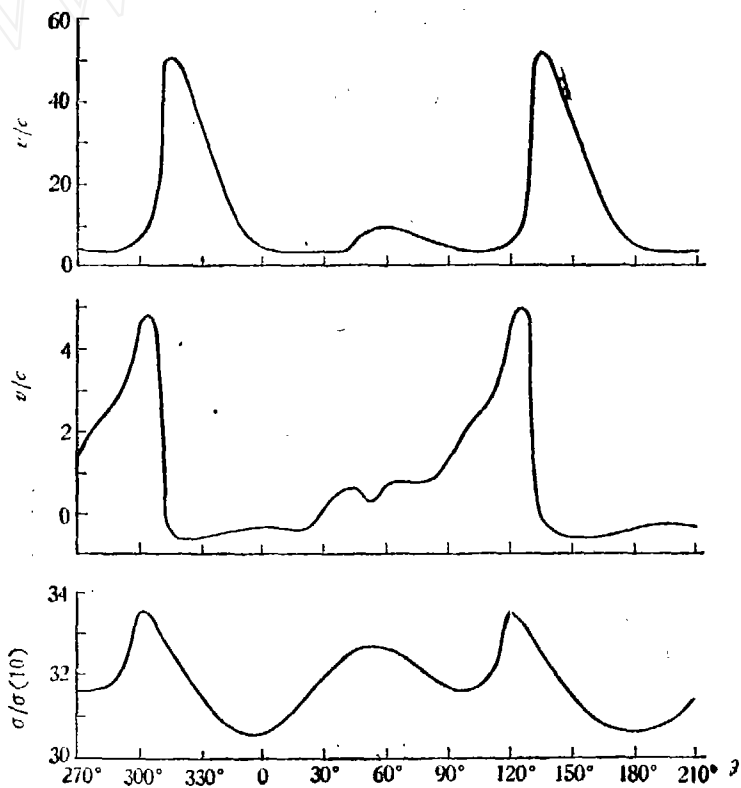


图 2 密度和速度的剖面分布图

(演化时间 $t = 0.25 t_0$, 而 $r = 5$ 千秒差距)

图 3 是 3.575 亿年时气盘中最大气体密度与最小气体密度的比值, 它反应局部星系激波的强度。较内部区域中, 气体密度反差都很大; 而在较外部区域中, 密度反差不大, 那里还没有形成局部的激波。

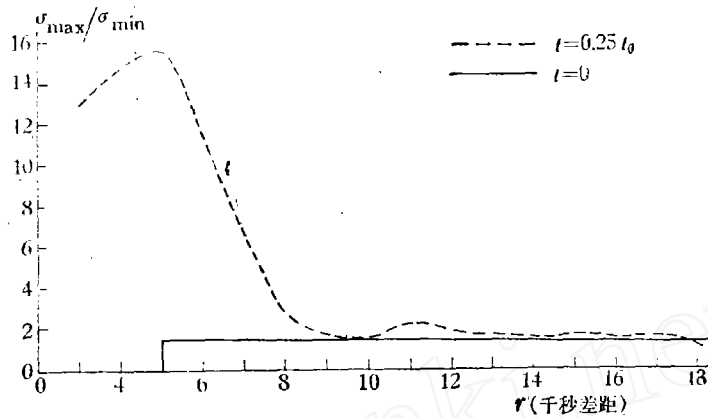


图 3 最大气体面密度与最小气体面密度比值的径向分布的变化

图 4 给出了图样的缠卷过程, 图中的双臂代表最大峰值密度线。形成激波的地方, 峰值密度就在激波阵面后不远。初始的辐条状双臂结构由于较差自转效应使图样缠卷。在初始的 3—4 亿年的时间内, 图样有明显的缠卷; 再以后, 缠卷过程不明显。已经知道, 任何物质分布的不均匀性趋于发生缠卷^[19, 20]。但在激波形成以后, 这种缠卷过程明显地受到抑制而变缓。

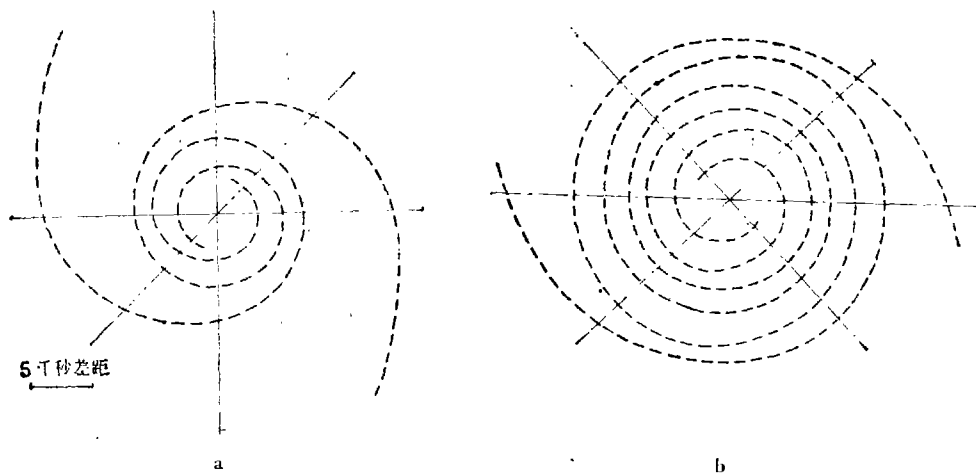


图 4 峰值密度图样的缠卷效应

(a) $t = 0.125t_0$ 时的图样, (b) $t = 0.25t_0$ 时的图样。点划线是 $t = 0$ 时的初始分布)

4. 讨论

如果假设了物质分布的不均匀性, 就可以讨论大尺度激波宏图的形成。激波的形成大体上有三种机制起作用。较差自转场中, 任何物质分布的不均匀性都会被拖曳成螺旋形的结构。大尺度的不均匀性拖曳成大尺度的螺旋结构, 这就是缠卷过程 (见图 4)。在星系盘局部区域

中,常常有引力不稳定性。这种不稳定性会使物质不均匀表现为密度涨落而放大。引力不稳定性非线性增长,在图 1 中可以清楚地看出来。第三个过程是,非均匀介质的扰动波在传播时互相叠合而形成激波。总起来,物质的不均匀性会缠卷为螺旋结构,缠卷过程的同时使涨落放大并形成激波。一旦激波形成,缠卷过程变慢,宏图大体维持。可以设想,螺旋结构的松紧依赖于初始的原始星系气云的角速度分布、气体分布以及初始涨落。

在计算中曾经发现,在缠卷过程中,星际气体的平均峰值密度向较大的半径处移动。气体相对含量越多(即 α 越小),这种质量迁移越明显。这个趋势与银河系中气体峰值的观测结果一致^[21]。当然,这个结果是定性的,需要考虑到成星过程消耗气体和恒星瓦解补充气体等过程以后,才能得到气体的正确分布。

二、星系螺旋结构的维持

1. 物理背景

Oort 曾经指出^[22],从我们现在的了解程度来看,可以把问题分为两部分,(a)螺旋结构是怎样起源的?(b)是如何维持的?在研究了起源过程以后,有必要讨论螺旋结构的维持机制。根据 Oort 的概念^[22],维持问题就是在以等角速度 Ω_p 转动的坐标系中寻求较差自转作用下的定常解。

胡文瑞(1976)曾经分析证明^[3],没有外加扰动引力场时可以维持双臂周期的局部激波解。在密度波的数值计算中曾发现^[10,13],当恒星扰动引力场的振幅小于某一临界值时,不存在双臂周期的局部激波解。事实上,这种结论是对固定的图样速度 Ω_p 而言的。分析表明,图样速度也有一个阈值,当 Ω_p 小于阈值时,即使扰动引力场为零也存在双臂的局部激波解。所以,扰动引力场不是形成激波的必要条件。

我们用星系激波的局部方程和泊松方程一起,计算了星际气体的自引力星系激波。

2. 基本方程组及其解法

定常、局部激波解的方程组为^[4,6]:

$$\begin{cases} (\sigma_0 + \sigma_1)(w_{\eta 0} + w_{\eta}) = \sigma_0 w_{\eta 0}, \\ \frac{(w_{\eta} + w_{\eta 0})^2 - a^2}{w_{\eta} + w_{\eta 0}} \frac{d\bar{w}_{\eta}}{d\eta} = 2\Omega_p r w_{\xi} - \left. \frac{\partial \phi_g}{\partial \eta} \right|_{z=0}, \\ (w_{\eta} + w_{\eta 0}) \frac{dw_{\xi}}{d\eta} = -\frac{\kappa^2 r}{2\Omega} w_{\eta}, \end{cases} \quad (2.1)$$

$$\begin{cases} \Delta \phi_g = 4\pi G \sigma_1 \delta(z), \\ \phi_g|_{z \rightarrow \infty} = 0, \quad \phi_g|_{r \rightarrow \infty} = 0, \end{cases} \quad (2.2)$$

其中的符号均系通常的含意。而螺旋坐标关系为:

$$\begin{aligned} \xi &= -\ln\left(\frac{r}{r_0}\right) \sin i + (\theta - \Omega_p t) \cos i, \\ \eta &= \ln\left(\frac{r}{r_0}\right) \cos i + (\theta - \Omega_p t) \sin i. \end{aligned} \quad (2.3)$$

1) 该文未正式发表。

可以用叠代的方法求自洽激波解, 即

$$\begin{cases} (\sigma_0 + \sigma_1^{(n)})(w_{\eta 0} + w_{\eta}^{(n)}) = \sigma_0 w_{\eta 0}, \\ \left. \frac{(w_{\eta 0} + w_{\eta}^{(n)})^2 - a^2}{w_{\eta 0} + w_{\eta}^{(n)}} \frac{dw_{\eta}^{(n)}}{d\eta} = 2\Omega r w_{\xi}^{(n)} - \frac{\partial \phi_g^{(n-1)}}{\partial \eta} \right|_{z=0}, \\ (w_{\eta 0} + w_{\eta}^{(n)}) \frac{dw_{\xi}^{(n)}}{d\eta} = - \left(\frac{\kappa^2 r}{2Q} \right) w_{\xi}^{(n)}, \quad n = 1, 2, 3, \dots; \end{cases} \quad (2.4)$$

$$\begin{cases} \Delta \phi_g^{(n)} = 0, \\ \left. \frac{\partial \phi_g^{(n)}}{\partial z} \right|_{z=0} = 2\pi G \sigma_1^{(n)}(r, \theta), \quad \phi_g^{(n)}|_{z \rightarrow \infty} = 0, \\ \left. \frac{\partial \phi_g^{(n)}}{\partial r} \right|_{r=0} = 0, \quad \phi_g^{(n)}|_{r \rightarrow \infty} = 0, \end{cases} \quad (2.5)$$

其中上标 (n) 为叠代次数. 利用(2.4)式求出各半径上的局部解, 得到 $\sigma^{(n)}(r, \eta)$ 的分布. 利用坐标变换(2.3)式, 可化为密度场 $\sigma^{(n)}(r, \theta)$. 然后, 代入泊松方程(2.5), 求出扰动引力势 $\phi_g^{(n)}(r, \theta, z)$. 将 $\phi_g^{(n)}$ 代到运动方程组(2.4)可求出进一步叠代的流场, 再由(2.5)求出进一步的气体扰动引力势. 如此不断叠代, 直至得到收敛的结果.

计算时, 取 $\phi_g^{(0)} = 0$. 局部解间距为 0.5 千秒差距, 直到 $r = 18$ 千秒差距为止. 银河系的旋转曲线采用 Schmidt (1965) 银河系模型^[23], 而银河系中气体分布采用 Mezger (1972) 的 HI 面密度关系^[24].

3. 计算结果

利用数值计算求出了气体的自引力星系激波解, 其中的参数选择为: 倾角 $i = 7^\circ$, 等效声速 $a = 8$ 公里/秒, 图样速度 $\Omega_p = 5$ 公里/秒·千秒差距.

图 5 是叠代五次时自引力气体激波的一个流场分布图, 其中最下边一个图验证了局部解近似条件大体满足.

图 6 是扰动引力势的分布. 在声速点附近各次叠代结果重合得很好, 总的分布趋势是一致的. 这保证了流场参数收敛很快.

图 7 是整个星系盘中自洽气体激波解的密度分布. 图中的虚线是声速线 $\eta = 0$, 激波出现在声速线上游 $5-10^\circ$ 的位置. 这个结果给出了星系激波宏图的形状和激波强度的分布趋势.

在一些星系激波的工作中, 调整声速点相对于扰动引力场的位置, 以得到通常气体动力学激波前后的动量守恒关系. 这样做往往破坏了激波的宏图. 但自引力气体激波中, 扰动引力势在声速点附近有很大梯度, 调整潜力大.

4. 讨论

这里用气体动力学方程组与泊松方程互相叠代求出了收敛性很好的自洽激波解. 尽管激波方程仍采用了局部解假设, 但泊松方程把所有局部解整体地联系起来了. 这里的数值结果和以前的分析结果都表明, 恒星的扰动引力场并不是形成星系激波的必要条件. 在实验室中, 拉伐尔喷管可以产生跨声速的连续加速流动. 跨声速光滑流动需要有加速机制和减速机制互相调制. 如拉伐尔喷管中截面的收缩和膨胀; 日冕膨胀时截面放大的减速效应与重力的加速效应产生太阳风的光滑跨声速流. 星系激波的光滑跨声速流动也类似. 由(2.1)第二式可知,

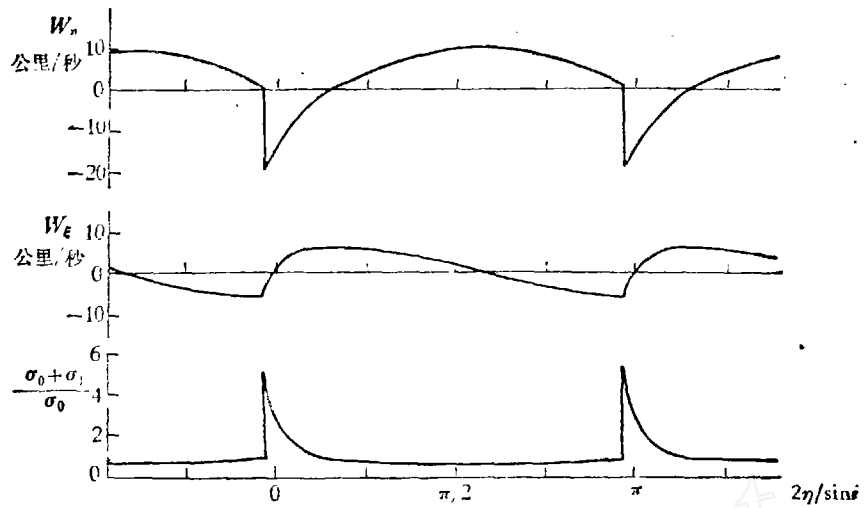


图5 扰动速度、相对密度和流线的切向分布
 ($r_0 = 10$ 千秒差距, 叠代次数 $n = 5$, $\Omega_p = 5$ 公里/秒·千秒差距)

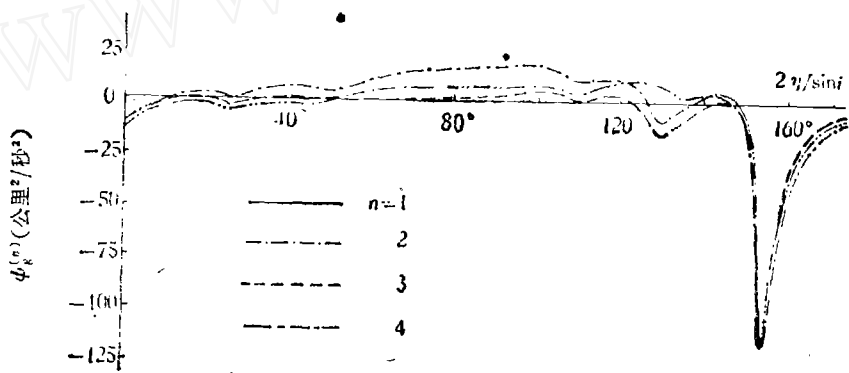


图6 星际气体自引力势的分布
 ($r = 10$ 千秒差距)

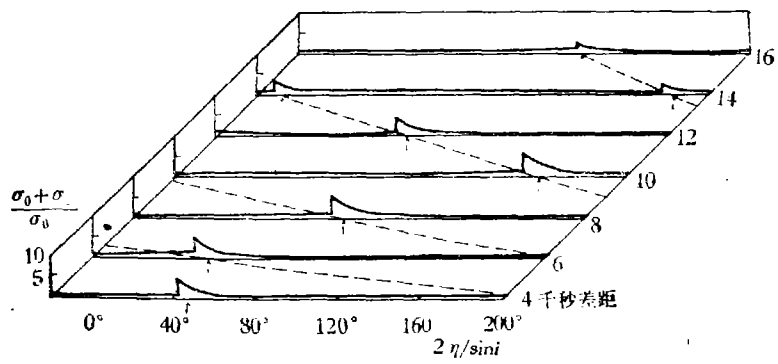


图7 扰动密度的分布

如果没有扰动引力场,扰动速度 W_s 的符号由负变到正就可产生光滑的跨声速流;有扰动引力时,由引力与扰动离心力的组合效应产生光滑的跨声速流。从鞍点附近的流场分析可以看出,只要气体密度差足够大,就可以得到跨声速的光滑流动解。在旋臂内、外的气体密度差的确很大,因此具备着形成星系自引力气体激波的条件,这种激波是星际气体自身的现象,不依赖于是否存在恒星扰动引力场。

从图 6 可以看出,气体本身由于激波压缩而形成的扰动引力势相当的大,甚至不比恒星密度波的扰动引力势更小。这说明,至少在星系激波附近,星际气体对于扰动螺旋引力的非线性响应是大的。考虑密度波的自洽场时,外加扰动引力场会与谐波场有相当的差别。完全自洽的密度波理论就不可能保持目前这种简单的理论形式,而必须考虑气体的非线性效应。这个结果也可以从比较面密度的数量级得到。在表 1 中给出了 0.1 倍的银河系总面密度的值,5 倍的星际气体平均面密度的值,以及这两个值的比。如果将激波后的气体密度取为平均值的 5 倍,则表 1 的结果说明,在激波附近气体的影响比恒星的扰动场的影响还要大。对这个问题进行定量计算得到的结果,与上述定性讨论的结果是一致的。因此,需要对密度波理论做更仔细的研究,需要将理论上完整的恒星线性密度波和解释观测的气体激波兼顾处理。

表 1 恒星扰动密度与气体密度的比较

r (千秒差距)	4	6	8	10	12	14	16	18
$\sigma_T (M_\odot/\text{秒差距}^2)$	521	338	206	114	65.0	41.5	27.8	19.5
$\sigma_g (\text{厘米}^{-2})$	0.29	0.62	0.85	0.60	0.70	0.87	0.14	0.04
$5\sigma_g/0.1\sigma_T$	0.2	0.7	1.6	2.0	4.1	8.0	1.9	0.8

三、与观测的比较

在盘状星系中,旋臂内外的气体密度相差数倍以上。这些观测事实支持存在星系激波的看法。通过星系螺旋结构的起源和维持的分析和计算结果,可以用星际气体的自引力大尺度激波来解释星系螺旋结构。这种理论是一种气体理论;但不是基于物质臂,而是基于波动的概念。这种观点认为,星际气体是决定星系螺旋结构的主要因素。恒星成分的质量尽管占星系总质量的绝大多数,它对螺旋结构的影响是次要的。当然,恒星的密度会有涨落,但这种涨落不一定会组织成大尺度的螺旋形结构,可能带有某种随机的分布。更重要的是,观测到的星系螺旋结构特征往往是和星际气体密切相关。因而有建立气体的螺旋结构理论的必要。

利用星际气体自引力星系激波的概念,可以解释正常螺旋星系的大量特征。

1. 螺旋结构的宏图。观测发现,盘状星系大多有螺旋结构的宏图,这种宏图可以用星际气体的激波宏图来解释。激波阵面后的局部高密度区域很容易触发形成各种恒星,其中年青型的恒星寿命很短,在激波后迁移不远就消亡,年青型恒星表现为明亮的旋臂结构。原星系盘中物质分布的不均匀性拖曳形成旋臂,物质分布的不均匀性不一定是连贯的,但容易有 $m=2$ 的不对称性,容易破裂和零乱。当原星系的质量越大,周围星系与它弱碰撞产生的物质分布不均

匀性不易表现得很强。这时,主要碰撞过程的影响容易表现为双臂的较规则宏图。观测也确实表明,星系的质量越大,越倾向于有较清晰的螺旋结构。此外,螺旋结构宏图一般应是曳式的。

2. 螺旋结构的延伸范围。激波后面触发形成年青的恒星,依赖于气体密度的大小。旋臂内的气体密度由激波产生的压缩程度以及基态的平均气体密度决定。在气盘较内部分,成星率高,气体耗散很大,基态气体密度值不大。在星系盘中的较外部,气体密度很快减小。在这些区域中,尽管也可能有激波,由于平均气体密度较小,不足以触发引力坍缩以形成恒星。所以,明亮的螺旋结构主要延伸于星系盘内中间的一个区域。银河系中,延伸范围大约从四到十余千秒差距。

3. 多重臂特征。Schweizer^[24]发现恒星扰动密度具有多重臂性质以后,引起广泛的注意。根据我们的观点,这些特征可以解释为,旋臂中形成的不同类型的恒星具有不同的寿命和迁移率。年青型的星寿命短,迁移的距离短,在旋臂内表现为兰臂。中年和较老年的恒星有较长的寿命和较大的弥散速度,可以迁移到距旋臂较远的区域。根据迁移、弥散和寿命等的不同,不同类型的恒星扰动密度有其分布,使不同颜色的特征臂之间可能有位相差。如果把不同成分的扰动密度叠加,得到的总和扰动密度就具有相当的紊乱随机性。用星际气体自引力激波来解释星系螺旋结构,正是基于这一点。

4. 环状结构。不少盘状星系都有环状结构。它们可以看成是由于较内部的质量分布不均匀性,在局部区域中形成很紧卷的激波图样。从统计的观点看,有环状结构到无环状结构应该是逐渐分布的。观测结果也确实是这样。

观测中也发现少数盘状星系的密度扰动分布很不规则,这些不规则的结果应该与激波的演化密切相关。在星系盘形成过程中,随机的碰撞过程可能产生个别特殊的物质分布。这时形成的激波也就可能有特殊的形状。

5. 星际磁场的位形。在星系这样大尺度的问题中,星际磁场可看成是与星际气体冻结在一起的。在气体坍缩成盘和形成激波的过程中,星际气体的密度成倍地增加,星际磁场也被放大。磁场的位形大致地与气体密度分布的螺旋形状相似。若取星系际气体密度为 $10^{-7}H/\text{厘米}^3$, 星系际磁场为 10^{-10} 高斯。经过各种演化,最后在激波后的气体密度为 $5H/\text{厘米}^3$, 臂际空间的大约是 $0.3H/\text{厘米}^3$ 。按照冻结关系 $B \propto n^{2/3}$ 推算,激波后的磁场强度应为 10^{-5} 高斯,臂际空间的磁场强度约为 10^{-6} 高斯。这些量级与银河系的星际磁场观测大体相符。

6. 恒星的化学演化。银河系中缺乏低金属丰度的恒星,而原始星系的气体组分中主要是中性氢。这说明,在星系演化的初期,恒星大量地在局部区域中诞生,这些局部区域中的金属丰度较高。这个现象曾经被人用激波形成过程来解释。星系形成初期很快形成星系激波,激波后面的金属丰度很快改变。本文提供了星系激波的一种形成机制,可以用来解释恒星的金属丰度问题。

7. 其他。在密度波理论中,也曾用星系激波解释了大量观测现象,比如尘埃带分布于旋臂的内缘,旋臂中年青恒星的年龄线排列成规则的螺旋形, HII 区的分布在旋臂中的规则性,气体的峰值分布等。用气体自引力激波的概念也能类似地解释。

最后,讨论正常螺旋星系的分类特征。最近观测到的“光滑臂”现象表明,星系中的气体含量可能会不断耗散。根据螺旋结构的演化图象,螺旋结构的松紧取决于缠卷过程和形成激波

过程的相对特征时间。如果缠卷过程的特征时间比形成激波过程的特征时间短,螺旋结构就会卷得较紧,表现为 Sa 型。否则,螺旋结构就会比较松,而形成 Sb 或 Sc 型。对于较紧的螺旋星系,激波宏图所占的面积就相对地更多些,激波后面高密度区域更大些,形成恒星所耗散的气体更多些,最后,剩余的气体含量就较少些。定性而言,从 Sa \rightarrow Sb \rightarrow Sc \rightarrow Ir,不同类型星系中的气体含量逐渐增加。当然,气体的含量还与各种补充气体的过程有关。不过,前一过程可能更重要些。观测上大体也有这种趋势,即螺旋倾角越大,气体含量越多。对于某些星系,如果气体含量消耗过多而得不到补充,就可能表现为“光滑臂”结构。

星系螺旋结构是一个有趣而复杂的现象,人们提出了不少理论和概念来解释这个现象。近十余年来占主导的是恒星的引力理论。我们尝试用气体理论来解释星系螺旋结构,其中吸收了不少星系激波的概念和处理方法。在我们的分析中,主要着眼于星际气体的作用,并不排除恒星成分也会起某些作用。进一步研究恒星形成,迁移、弥散与星际气体自引力星系激波的关系将是有意义的。

参 考 文 献

- [1] Willcin, R., *Pub. Astron. Soc. Pacific*, **86**(1974), 341.
- [2] Lin, C. C., in *Highlight of Astronomy*, 1971, Vol. 2, **88**.
- [3] Toomre, A., *Astrophys. J.*, **158**(1969), 899.
- [4] 胡文瑞, *中国科学*, 1977, 2, 109.
- [5] 胡文瑞, *科学通报*, **24** (1979), 509.
- [6] 胡文瑞, *科学通报*, **22** (1977), 79.
- [7] 秦元勋等, *科学通报*, **24** (1979), 606, 746.
- [8] 胡文瑞, 放超, 1977 年全国天文学会议文集, 1979, 科学出版社.
- [9] Fujimoto, M., in *IAU symp.*, 1966, No. 29, 453.
- [10] Roberts, W. W., *Astrophys. J.*, **158**(1969), 123.
- [11] Roberts, W. W., Yuan, C., *Astrophys. J.*, **161**(1970), 877.
- [12] Shu, F. H., et al., *Astrophys. J.*, **173**(1972), 258.
- [13] Shu, F. H., et al., *Astrophys. J.*, **183**(1973), 819.
- [14] Toka, M., *Pub. Astron. Soc. Japan*, **25**(1973), 191.
- [15] Woodward, P. R., *Astrophys. J.*, **195**(1975), 61.
- [16] Nilson, A. H., Mafuda, T., *Monthly Notice RAS*, **179**(1977), 663.
- [17] Vinokus, M., *J. Computational Phys.*, **14**(1974), 105.
- [18] Toomre, A., *Astrophys. J.*, **138**(1963), 385.
- [19] Goldreich, P., Lynden-Bell, D., *Monthly Notices RAS*, **130**(1965), 97, 125.
- [20] Julian, W. H., Toomre, A., *Astrophys. J.*, **146**(1966), 810.
- [21] 胡文瑞, *天文学报*, **16** (1975), 27.
- [22] Oort, J. H., in *Interstellar Matter In Galaxies*, 1962, 234.
- [23] Schmidt, M., in *Galactic Structure*, 1965, 513.
- [24] Mezger, P. G., in *The Interstellar Medium*, 1974, 9.
- [25] Schweizer, F., *Astrophys. J. Suppl.*, **31**(1976), 313.