

# 球状星团的性质和演化(II): 球状星团的动力学和形成过程

马 骥 张 枚

(中国科学院北京天文台)

## 提 要

本文分析了球状星团演化的各种时标, 表明两体碰撞弛豫机制对于各种充分弛豫的球形系统来说过于缓慢, 剧烈弛豫过程必须加以考虑, 其特征时间将为自由坍缩时间的几倍。在充分弛豫的条件下, 球状星团处于由 King 模型描述的准稳状态中。但在远长于碰撞弛豫时标的时间内, 球状星团将因蒸发及与外引力场相互作用而发生由一种 King 模型状态向另一种 King 模型状态的动力学演化。当中心密度足够高时, 热引力不稳定性将导致核坍缩。核坍缩并非灾变现象, 因为双星的形成将成为新的能源而中止坍缩过程, 从而达到密度分布偏离 King 模型而接近幂律分布的状态。已经发现约五分之一的球状星团正处于这种状态中。

最后, 本文概述了有关球状星团形成的理论研究和观测分析工作。对球状星团形成过程的深入研究, 将加深我们对星系形成过程的理解。

## 一、球状星团的动力学研究

### 1. 弛豫过程与特征时标

球状星团是由大量恒星组成的自引力系统。观测表明, 它们的光度分布规则而稳定。事实上, 宇宙中一些更大的球状系统, 包括巨大的椭圆星系、早型旋涡星系的核球, 甚至包含多个星系的后发型星系团, 都与球状星团有类似的光度分布规律, 即 de Vaucouleur  $1/4$  光度分布定律<sup>[1]</sup>

$$\log(I/I_e) = -k[(r/r_e)^{\gamma_e} - 1] \quad (1)$$

式中  $k$ ,  $I_e$ ,  $\gamma_e$  为常数。共同光度分布的存在表明它们都是充分弛豫的系统。

Poveda 等<sup>[2]</sup>首先把维里定理用于球状星团。若以包含球状星团一半质量的半质量半径  $r_h$  表示, 系统的位能与动能满足

$$|V| \approx 0.4 \frac{GM^2}{r_h} = Mv_r^2 \quad (2)$$

式中  $M$  为系统总质量,  $v_r$  为系统的维里速度, 即成员星的平均热运动速度。这时系统演化的一个特征时标是恒星跨越时间

$$t_0 = \frac{2R}{v_r} = \frac{5r_h}{v_r} \quad (3)$$

式中  $R$  为维里半径。动力学时标也可用系统的自由下落时间或坍缩时间表示

$$t_{ff} = \left( \frac{3\pi}{32G\rho} \right)^{1/2} \quad (4)$$

式中  $\rho$  为系统的平均密度。

由维里质量和维里半径求出维里速度和平均密度, 可以把上述两个动力学时标表示为系统质量  $M$  (以  $M_\odot$  为单位) 和半质量半径  $r_h$  (以秒差距为单位) 的函数

$$\begin{aligned} t_c &= 1.18 r_h^{3/2} M^{-1/2} \times 10^8 \text{yr} \\ t_{ff} &= 0.655 r_h^{3/2} M^{-1/2} \times 10^8 \text{yr} \end{aligned} \quad (5)$$

对于球状星团和椭圆星系来说, 其动力学时标只有  $10^7$ — $10^8$  yr 左右, 远远小于哈勃时间。

研究得比较透彻的弛豫过程是两体碰撞过程。考虑一个以速度  $v_t$  入射的试验粒子  $m_t$ , 射入到温度为  $T_f$  质量为  $m_f$  的场粒子群中, 若场粒子数密度为  $n_f$ , 其扩散系数为<sup>[3]</sup>

$$\begin{aligned} \langle \Delta u_{\parallel} \rangle &= -2 \left( 1 + \frac{m_t}{m_f} \right) n_f \Gamma J^2 G(x) \\ \langle (\Delta v_{\parallel})^2 \rangle &= 2n_f \Gamma J \frac{G(x)}{x} \\ \langle (\Delta v_{\perp})^2 \rangle &= 2n_f \Gamma J \frac{\Phi(x) - G(x)}{x} \\ \langle \Delta E \rangle &= \frac{n_f \Gamma J}{x} \left\{ \frac{m_t}{m_f} \Phi(x) + \left( 1 + \frac{m_t}{m_f} \right) x \Phi'(x) \right\} \end{aligned} \quad (6)$$

式中  $J = \frac{m_f}{2kT_f}$ ,  $x^2 = \frac{m_t v_t^2}{2kT_f}$ ,  $\Gamma = 4\pi G^2 m_f^2 \ln \Lambda$

$$\begin{aligned} \Phi(x) &= \frac{2}{\pi^{1/2}} \int_0^x e^{-y^2} dy \quad \text{为误差函数} \\ G(x) &= \frac{\Phi(x) - x\Phi'(x)}{2x^2} \end{aligned}$$

$\ln \Lambda = \ln \frac{S_{\max}}{S_{\perp}}$  为碰撞对数,  $S_{\perp}$  为使试验粒子运动方向改变  $90^\circ$  的碰撞参数,  $S_{\max}$  为最大的碰撞参数, 在球状星团情况下取为  $r_h$ , 由 (2) 式及  $S_{\perp} \approx \frac{G(m_t + m_f)}{2v^2}$  可得出  $\ln \Lambda = \ln(0.4N)$ 。式中  $N$  为球状星团的恒星总数, 已取  $m_t = m_f = 1$ 。

在许多理论模型中, 常常使用碰撞弛豫时间  $t_r$ , 其定义为

$$t_r = \frac{1}{3} \frac{v_f^2}{\langle (\Delta v_{\parallel})^2 \rangle_{v=v_f}} = \frac{v_f^2}{1.22 n_f \Gamma}$$

上式可以用于球状星团的中心区域而得到中心弛豫时间  $t_{rc}$ , 但更常用于平均化的半质量半径以内区域而记为  $t_{rh}$ , 以实用单位表示为

$$\begin{aligned} t_{rc} &= 3.4 \times 10^8 \frac{v_f^2}{n_c m^2 \ln \Lambda} \text{yr} \\ t_{rh} &= 2.06 \times 10^8 \frac{N^{1/2} r_h^{3/2}}{m^{1/2} \ln \Lambda} \text{yr} \end{aligned} \quad (7)$$

式中  $v_f$  以  $\text{km} \cdot \text{s}^{-1}$  表示,  $n_c$  以  $\text{pc}^{-3}$  表示,  $m$  以  $M_\odot$  为单位。在推导  $t_{rh}$  时曾用 (2) 式。 (5)

与(7)式相比较, 可得弛豫时间与恒星跨越时间之比

$$t_{rh}/t_c = 0.0175 \frac{N}{\ln(0.4N)} \quad (8)$$

对一些球状星团应用(7)式求得  $t_{rh}$  分布在  $10^7-10^{10}$ yr 范围内。由于中心密度  $n_c$  对球状星团的致密程度很敏感, 因此  $t_{rh}$  的变化范围较大。描述球状星团整体弛豫过程的较好参量是  $t_{rh}$ , 它对球状星团的致密程度不太敏感, 只由质量和大小确定, 分布在  $10^8-10^{10}$ yr, 平均值约为  $10^9$ yr。小于球状星团年龄。当把(7)式用到矮椭星系如 Fornax, Sculpter 等时, 其中心弛豫时间已经超过宇宙年龄。Kormendy 研究了椭圆星系的中心弛豫时间, 发现它与椭圆星系的 B 光度有经验关系  $t_{rh} \propto L_B^{2.3 \pm 0.1}$ 。在星系绝对 B 星等为  $-17.4$ mag 时,  $t_{rh} = 10^{10}$ yr。光度更大时其中心弛豫时间将大大超过宇宙年龄。因此, 要解释球形恒星系统的充分弛豫, 特别是较大系统的弛豫, 两体碰撞弛豫是不够的, 必须引入更有效的弛豫机制。

Lynden-Bell<sup>[4]</sup>首先提出了球形系统早期坍缩时的快速弛豫概念。数值模拟的工作<sup>[5-6]</sup>也证明确实存在着剧烈弛豫过程, 原初球形系统经由无耗散坍缩过程, 可以在几倍于坍缩时间之内使系统快速弛豫, 从而使具有多种不同初始条件的系统最终建立起满足  $1/4$  光度分布定律的系统。一般星系形成理论要求原初星系的坍缩时间和冷却时间均要小于宇宙年龄, 因此包括巨大椭圆星系在内的一切球形自引力系统, 其弛豫过程都可用形成时期的无耗散坍缩造成的剧烈弛豫过程来解释。(8)式表明, 质点总数  $N$  愈大, 剧烈弛豫过程比两体碰撞过程愈有效。

## 2. King 模型

球状星团是研究恒星动力学的理想天体。它由足够多的质点组成纯引力作用系统, 而其两体碰撞弛豫时间又远小于宇宙年龄。因此易于研究它在内部弛豫过程和外场作用下的动力学演化。

由于两体碰撞弛豫过程, 诸恒星的速度分布将尽可能趋于高斯分布, 但是有限的势阱深度不能阻止高速恒星的逃逸, 因而高斯分布中大于某个临界逃逸速度的高能尾将被截断, 这就是 King 模型<sup>[7]</sup>的基本思想。由于它简捷且易于应用, 目前仍是被最广泛应用着的动力学模型。

设每个质点质量均相同 (取为 1), 其能量为

$$\epsilon = \frac{1}{2} v^2 + \phi(r)$$

式中  $v$  为恒星运动速度,  $\phi(r)$  为恒星在距中心  $r$  处所受球对称引力势, 则其分布函数为

$$f(r, t) = \begin{cases} k e^{2J^2\phi_0} (e^{-2J^2\epsilon} - 1) & \epsilon < 0 \\ 0 & \epsilon \geq 0 \end{cases} \quad (9)$$

式中引力势  $\phi$  由泊松方程自洽给出, 但取由银河潮汐场决定的球状星团外边界  $r_c$  处为  $\phi$  场零点,  $k, J$  为常数。引入一尺度因子核半径  $r_0$  满足

$$r_0^3 = \frac{9}{8\pi G J^2 \rho_0}$$

式中  $\rho_0$  为球状星团中心的物质密度。这样引入的核半径  $r_0$  与观测核半径大小相近。用  $r_0$  把

由分布函数求出的密度表达式和由密度求引力势  $\phi$  的泊松方程无量纲化, 即可发现其自洽解完全由一个无量纲参数所确定。不同的作者对这一自由参数有不同的选择。常用的有下述三种。

$$W_0 = -2J^2\phi_0 \quad \text{球状星团中心的无量纲势能}$$

$$C = \log(r_t/r_c) \quad \text{球状星团的致密度}$$

$$v = \frac{E}{GM^2/r_t} \quad \text{球状星团的无量纲总能量}$$

表 1 给出这三个数值间的一一对应关系。

表 1

$W_0$	0.01	1	2	3	4	5	6	7
$C$	-0.75	0.30	0.50	0.67	0.84	1.03	1.26	1.53
$v$	-0.60	-0.64	-0.70	-0.78	-0.91	-1.09	-1.37	-1.74

$w_0$  愈大,  $C$  愈大, 系统愈致密, 无量纲总能量就愈小。

King 在给出动力学模型的同时, 还给出了被广泛应用的半经验拟合函数<sup>[8]</sup>

$$(f/k)^{1/2} = [1 + (r/r_c)^2]^{-1/2} - [1 + (r_t/r_c)^2]^{-1/2}$$

用它可以很好地拟合潮汐限定球状星团和 Fornax 类矮椭星系的光度分布。对椭圆星系拟合时, 不能描述其中心尖峰的存在(可能是中心黑洞的影响), 其潮汐半径  $r_t$  也只是探测极限而非星系的物理边界。巨椭星系更存在一个扩展的晕结构。

King 模型满足宏观平衡的维里定理, 是与时间无关的 Vlasov 方程的解, 忽略了长时标的变化。

### 3. 自引力系统长时标动力学演化

考虑系统在比两体弛豫时标长得多的时间内的行为时, 我们首先会遇到系统从一个 King 模型状态向另一个 King 模型状态的变化。当核心密度足够高时, 还会发生核坍缩现象。粗略地说, 这种长时标的演化可以用负热容量系统的行为表述。

自引力系统或其核心部分的稳态解满足维里定理, 其总能量为负值, 系统愈致密, 总能量  $v$  愈负, 系统的动能愈大。若引入运动温度描述每个质点的平均动能, 则致密系统有较高的运动温度。

任何过程使系统失去能量时, 系统的动能反而增大即温度升高, 因此系统是负热容系统。当系统整体与外界有能量交换时, 系统的致密度将发生变化, 这就是前述的 King 模型各态之间的变化。当系统核心密度足够高时, 由核心向外围晕的传能反会增加温度梯度, 这会发展为热引力不稳定性, 使核心脱离晕而向内坍缩。

Chernoff 等<sup>[9]</sup>较详细地研究了球状星团在质量变化  $\delta M$  和能量变化  $\delta E$  后 King 状态的变化。引入无量纲量  $f$

$$f = \frac{\delta E}{-GM\delta M/r_t}$$

考虑到潮汐半径  $r_t = \left(\frac{R_g^3}{3M_g}\right)^{1/3} M^{1/3} \propto M^{1/3}$ , 对无量纲能量  $v$  微分

$$\frac{\delta v}{v} = \frac{\delta E}{E} - \frac{5}{3} \frac{\delta M}{M} = -\left(\frac{f}{v} + \frac{5}{3}\right) \frac{\delta M}{M} \quad (10)$$

在质量丢失即  $\delta M < 0$  时, 无量纲能量  $v$  的相对变化与  $\frac{f}{v} + \frac{5}{3}$  同号, 当  $f < \frac{5}{3} |v|$  时  $\delta v < 0$ , 系统变致密, 反之系统变松弛。由于致密系统  $|v|$  取值较大, 而疏松系统  $|v|$  值较小, 因此中等的  $f$  值会使疏松系统更疏松, 致密系统更致密。低  $f$  值过程则永远使系统向致密演化。

有多种物理过程能造成球状星团的长时标演化, 一般说来, 主要的有以下几种:

(1) 蒸发 孤立的球状星团, 由于恒星间碰撞弛豫过程而超越逃逸能量的恒星会离开球状星团。这种过程的  $f$  值为 1, 永远使系统向致密发展。

蒸发过程的时标决定于在两体弛豫时标内蒸发物质所占的比例  $\xi_e$ 。孤立均匀球在平底势阱中, 设经过单位弛豫时间会变成真正的麦克斯韦分布, 而速度满足  $\frac{1}{2} v^2 > |\phi_0|$  即能量大于中心势阱深度的粒子全部逃逸, 则逃逸比例可由麦克斯韦分布积分求出

$$\xi_e = \frac{4}{\pi^{1/2}} \int_{2.45}^{\infty} x^2 e^{-x^2} dx = 7.4 \times 10^{-3}$$

潮汐限定的球状星团, 银河潮汐场会减小粒子的逃逸速度, 数值模拟给出的  $\xi_e$  值与球状星团的致密度有关。当  $r_h/r_t$  由 0.11 变至 0.34 即从 King 模型中最致密变到最疏松时,  $\xi_e$  的值由 0.015 变至 0.05。蒸发过程的特征时标比半质量弛豫时标大 20 至 135 倍, 是一个缓变过程。

(2) 恒星演化中的质量流失 恒星演化过程中, 星风与大质量星的超新星爆发会从恒星自身提供能量而使部分质量从球状星团逃逸。由于大质量恒星的演化时标很短 ( $10^7$  yr) 而且质量丢失的比例较大, 因此对球状星团初期演化可能会有较大影响, 会使它们变松弛甚至使一些球状星团瓦解。但是, 效果的大小敏感地依赖于形成时期的初始质量函数和球状星团的初始结构, 因而难于进行较定量的估计。在以观测现存球状星团样品来研究球状星团动力学演化时, 或许可把此效应基本完成之后的球状星团状态作为其初始状态, 从而把对此效应的研究归并到形成过程之中。

(3) 球状星团与核球、银盘或巨分子云的碰撞 当球状星团受到随时间变化的引力势场作用时, 球状星团被加热并使质量损失率增加, 从而将加速球状星团的动力学演化。

离银心非常近或轨道偏心率很大的球状星团会与核球碰撞。观测表明, 球状星团的速度弥散度接近各向同性, 银心距很小的球状星团数目很少, 这表明与核球的碰撞对于球状星团是致命的, 将使它们完全瓦解<sup>[10]</sup>。

球状星团与巨分子云的碰撞效果与碰撞参数有较密切的关系, 但近距离碰撞的几率较小, 总的效果可以用统计方法处理。巨分子云集中分布在银河系分子环带 (3—7 kpc) 内并且集中在旋臂附近, 因此只作用于银心距较小的球状星团。

球状星团与银盘碰撞所造成的质量损失率可以表示为<sup>[3]</sup>

$$\frac{\delta M}{M \delta t} = -\frac{\gamma}{t_{sh}} \quad (11)$$

式中  $\gamma$  为与球状星团结构基本无关的常数, 通常取为 2.  $t_{sh}$  是球状星团受银盘引力冲击加热的特征时间

$$t_{sh} = \frac{3GM PV^2}{20g_m^2 r_h^2} \quad (12)$$

式中  $M$ ,  $r_h$  和  $V$  分别为球状星团的质量、半质量半径和运动速度,  $P$  为球状星团绕银心旋转的周期,  $g_m$  则为银盘对该轨道运动之球状星团所能产生的最大引力加速度。由于银心距小时周期较短而引力加速度较大, 因此也主要作用于银心距较小的球状星团。

Chernoff<sup>[11]</sup>等通过 Monte Carlo 计算表明球状星团和银盘与分子云碰撞时, 无量纲参数  $f$  的平均值约为 1.5。这种碰撞将使致密的球状星团更加致密, 使疏松的更加疏松。

一般来说, 在太阳轨道内侧的球状星团可能与银盘碰撞是动力学演化的主要机制, 而在太阳轨道外侧, 蒸发将是主要机制。

目前, 由于球状星团的形成, 形成时球状星团的轨道分布, 形成时恒星的初始质量函数以及球状星团与晕族恒星的关系等问题, 都还处于研究的开始阶段, 因此晕族恒星是否由球状星团瓦解产生, 球状星团瓦解率的大小, 球状星团有限的质量范围是由生成过程决定还是由瓦解过程决定等重大问题仍未有定论。

近年来取得突破性进展的是核坍缩现象的发现。

#### 4. 核坍缩过程

多年以来理论研究预言自引力系统是不稳定的, 其动力学演化最终会导致核坍缩。

球状星团的核心区是一个负热容系统, 损失能量将使它温度升高。当这一自引力系统与一个处于常温的热量汇有热接触时, 核区的热能损失造成核区收缩与升温, 升温造成更大的温度梯度与更快的热能损失, 这样, 就会发生热引力不稳定性, 导致核心坍缩。

理论研究讨论了被无热传导的刚性外壳约束的初始为等温球的系统的演化。结果表明, 系统的性质决定于中心质量密度与外边界附近密度之比。当密度比小于临界值时, 核区自引力效应较小, 只有向核区注入能量才能使之升温, 因此系统稳定。但当密度比大于某临界值(例如 709 倍)时, 核的自引力效应超过外围压力效应而变为自引力系统, 比热变负, 核区将会坍缩。这里所谓核坍缩, 并非某个限定边界内的物质向内坍缩, 而是不稳定的边界向里收缩, 导致坍缩核区的质量也愈来愈小, 其他质量则向外膨胀。大量的数值模拟工作证实了这一理论预言。

Lynden-Bell 等<sup>[12]</sup>提出了核坍缩的自相似模型。设核坍缩开始时的核半径为  $r_{c0}$ , 坍缩过程中, 核半径  $r_c$  随时间迅速变小, 这时, 原本属于核区而现在落在核半径之外的  $r$  处 ( $r_{c0} > r > r_c$ ) 的密度分布将偏离初始等温球分布, 其分布特征可表示为

$$\rho(r)/\rho_c \propto (r/r_c)^{-2.21}$$

核半径  $r_c$  之内的区域所具有的总质量、总动能、密度和弛豫时间随时间的演化规律为:

$$\begin{aligned} \frac{M(t)}{M(0)} &= \left[ 1 - \frac{t}{t_{coll}} \right]^{2/(7-3f)} \\ \frac{E_k(t)}{E(0)} &= \left[ \frac{M(t)}{M(0)} \right]^{-(1-f)} \end{aligned} \quad (13)$$

$$\frac{\rho(t)}{\rho(0)} = \left[ \frac{M(t)}{M(0)} \right]^{-(5-3t)} \quad (18)$$

$$\frac{t_r(t)}{t_r(0)} = 1 - \frac{t}{t_{coll}}$$

式中  $t_{coll} = \frac{2t_r(0)}{\xi_0(7-3\xi)} \sim 116t_r(0)$

$$\xi = 0.73$$

$$\xi_0 = 3.6 \times 10^{-3}$$

$\xi$ 、 $\xi_0$  为由数值模拟而得到的常数， $t_r(0)$  为核坍缩开始时核心区的弛豫时间， $t_{coll}$  为完成核坍缩所需要的时间，它比中心弛豫时间大两个量级。对于较致密的球状星团，中心弛豫时间只有  $10^7$  至  $10^8 \text{yr}$ ，因此，应当有一批球状星团已经完成了核坍缩。

核坍缩以后会如何？1961年 Hénon 在预言致密球状星团会坍缩的同时，就已提出核区双星的形成会使坍缩停止。现在这一基本思想已被人们普遍接受。虽然坍缩停止之后球状星团的演化行为尚未完全确定，但有一点已经清楚：核坍缩并非什么灾变现象，它只不过是球状星团在形成和演化过程中可能已经达到或将要达到的一种状态。在这种状态下球状星团近中心区的表面亮度轮廓将不能用 King 模型描述，愈来愈大的区域将表现为幂律分布。

虽然理论预言早已作出，观测进展却较迟缓，70年代中期只发现 M15 这一个球状星团与 King 模型不符。问题的关键在于能够得到光度轮廓的最小角度在过去是相当大的(约为  $8''.5$ )。近年来由于观测技术的发展，这一最小角度已达到由视宁度决定的  $1''$  左右。Djorgovski 等<sup>[13-16]</sup> 最近对几乎所有球状星团重新进行了仔细研究，在研究过的 127 个球状星团中，发现有 26 个(近五分之一)球状星团光度轮廓明显偏离 King 模型，在核心区附近有显著的幂律分布区域。这样，可以说核坍缩现象已被观测所发现。研究这些核坍缩球状星团的分布后，Chernoff 等<sup>[16]</sup> 发现它们较多集中于近银心区域，证实了近银心区动力学演化过程加快的理论设想。但是，一些中心弛豫时间很短的球状星团并未坍缩，总的坍缩比例也比理论预期的为少，这些问题尚待作进一步的研究。

## 二、球状星团形成过程初探

球状星团年龄的研究表明，银河系球状星团都是在 160 多亿年前的二、三十亿年间形成的，因此球状星团的形成过程在银河系中早已停止了。目前仍在银河系中进行的恒星形成过程，与球状星团的形成过程是显著不同的。这是研究球状星团形成过程的根本困难所在，也是目前研究星系形成过程中一个最薄弱的环节。在 1984 年国际天文学会 113 号学术讨论会关于球状星团动力学的会议中，没有一个人谈到球状星团的形成问题。总结座谈时 Toomre<sup>[17]</sup> 对此表示失望，同时又相当乐观地表示，研究这一问题的时间已趋成熟。

随后几年中，学科的发展证明 Toomre 的预言是正确的。与球状星团形成有关的观测资料分析和理论探讨工作现已不断涌现，看来理解这一根本问题的时日已不太遥远了。

取得进展的原因，除了有关球状星团本身的观测、特别是近邻星系中球状星团观测的进

展以外, 相互作用星系和星暴星系的研究进展也是一个重要的方面。为了要使原初球状星团形成致密的自引力系统, 需要有较高的恒星形成率特别是恒星形成效率, 而在相互作用星系和星暴星系中, 已经观测到比银河系高百倍的恒星形成率。星系形成的冷暗物质模型的数值模拟表明, 大星系的形成实际上是由暗物质和可见物质组成的团块的引力并合过程。这些过程正好提供了相互作用、激波等能引起恒星快速形成的条件。因此, 一些人把相互作用星系、星暴星系等看成球状星团形成过程的小规模再现, 也许是不无道理的。

球状星团形成理论, 需要回答下述基本观测事实:

(1) 形成时间: 银河系所有球状星团都是在  $160 \pm 30$  亿年前形成的。而在 M33 和麦哲伦云中有一年龄仅为几十亿年的年轻球状星团存在。

(2) 银河系球状星团的金属丰度  $Z$  的分布: 没有原初丰度的球状星团, 在金属丰度与太阳金属丰度之比  $Z/Z_{\odot}$  为 0.02 左右时有一突出的峰值, 要求形成初期有快速污染。而其  $[O/Fe]$  比显著高于星族 I 的值。除了  $\omega$  Cen 外, 绝大多数球状星团金属丰度的内部弥散度很小, 即要求原球状星团云气体要有充分的内部混合, 或者球状星团只是由更大系统的一部分物质所形成, 以避免原球状星团云金属丰度的中心边缘不均匀所带来的丰度弥散。

(3) 球状星团的质量有一个较为狭窄的范围, 大约在  $10^4 - 10^6 M_{\odot}$  左右。

(4) 银河系球状星团可以以金属丰度  $[Fe/H] \approx -1$  为分界, 分为空间分布和运动性质都不相同的两个次系, 分别属于银晕和厚银盘。

(5) 银河系内目前存在的球状星团中, 恒星数目和质量只占银晕恒星的百分之一, 占银河系总质量的万分之一左右。不同星系相比, 单位光度中球状星团的数目与星系环境有关。星系密度高时单位光度含球状星团数目也多。富星系团中心星系中, 单位光度含球状星团数目特别高。

在探讨球状星团形成过程的工作中, Freeman<sup>[18]</sup> 的工作占有特殊的地位。他总结了相当多的观测事实和理论工作, 支持贫金属球状星团是在矮星系中形成而后通过并合过程进入银河系的假说, 其主要的论据有:

(1) M33 和麦哲伦云中形成的球状星团是在星系盘中形成的, 即使麦哲伦云中最古老的球状星团也离银盘不远。盘中形成球状星团的假说可以回避低密度晕区高速形成恒星的困难。球状星团的低金属丰度也可以由矮星系金属丰度偏低来解释。

(2) 理论研究表明, 当矮星系与银河中心的距离小于几倍银盘特征尺度时, 动力学摩擦将使矮星系被银河系吞没。当入射方向与银盘交角小于 60 度时, 矮星系将先被曳到银盘面内然后瓦解, 高于 60 度时, 则会直接瓦解。因此矮星系吸积图景可以比较自然地解释球状星团两个次系分属银盘和银晕的现象, 倾角低于 60 度矮星系的吸积又会加热银盘, 从而可以解释厚银盘的存在。

(3) 倾角高于 60 度的矮星系, 质量较大的将会在瓦解前冲到离银心较近的地方并较多地受到银盘的影响。以此可解释金属丰度较高而银心距较小的贫金属球状星团运动特性各向异性的现象, 从而解释球状星团空间分布近球形而速度分布有明显各向异性的矛盾。

(4) 属于同一矮星系的球状星团或恒星, 有可能还保留共有的运动特性。关于  $[Fe/H]$  在 -1.3 至 -1.7 的 30 个逆行旋转的球状星团的存在, 是对矮星系吸积图景的有力支持。



球状星团形成过程的理论研究还限于比较初级的阶段。一般认为, 球状星团可能是在引力不稳定性和热不稳定性的共同作用下产生的。

目前引述较多的是 Fall 和 Rees<sup>[19,20]</sup> 提出的两相模型。由于原星系的维里温度约为  $10^6\text{K}$ , 这种高温气体是热不稳定的, 将会形成压力平衡下两相气体并存的状态。由于电离氢的复合幅射是冷相的主要冷却机制, 冷相温度约为  $10^4\text{K}$ 。若高温相气体的温度和密度为  $T_h$ 、 $\rho_h$ , 低温相气体的温度和密度为  $T_c$ 、 $\rho_c$ , 则在压力平衡下低温气体的金斯不稳定性判据为

$$M_c = 1.2 \left( \frac{kT_c}{\mu_c} \right)^2 G^{-3/2} P_h^{-1/2} \quad (14)$$

式中  $P_h = P_c = \rho_c T_c / \mu_c = \rho_h T_h / \mu_h$  为压力,  $\mu_c$ 、 $\mu_h$  分为冷相和热相的平均原子量。

考虑到原星系也应近于引力不稳定, 即同样满足 (14) 式, 我们有

$$\frac{M_c}{M_g} = \left( \frac{T_c}{T_h} \right)^2 \left( \frac{\mu_h}{\mu_c} \right)^2$$

式中  $M_g$  为星系质量,  $T_h$  为星系维里温度, 两者由 Faber-Jackson 和 Tully-Fisher 的关系所决定而且  $T_h^2 \propto M_g$ 。因此冷相金斯质量将不随星系质量而变化, 保持在  $10^6 M_\odot$  左右。

也就是说, 球状星团是原星系云坍缩过程中第一批形成的天体。球状星团狭窄的质量范围是由高温气体的热不稳定性及热相气体压力下冷相气体的引力不稳定性所共同决定的。

最近 Murray 等<sup>[21]</sup> 进一步讨论了温度为  $10^4\text{K}$  的原球状星团云如何碎化而形成诸恒星的过程。文中论述, 热不稳定性的激发, 是造成原球状星团云早期碎化的必要条件, 而热不稳定性的激发, 可能需要大幅度的外界扰动, 如云-云的碰撞过程。对这种热不稳定性的进一步探讨, 也许可以揭示出合并过程与球状星团形成的关系。

上述的理论研究工作离全面而深入地解释球状星团的性质尚很遥远。真正要理解球状星团的形成过程, 还需要从观测和理论上作进一步的努力。

### 参 考 文 献

- [1] de Vaucouleurs, G., *Ann. d'Astrophys.*, 11 (1948), 267.
- [2] Poveda, A., *Bol. Obs. Tonantzintla*, 20 (1960), 3.
- [3] Spitzer, L., in *Dynamical Evolution of Globular Cluster*, ed. by L. Spitzer, (1987).
- [4] Lynden-Bell, D., *M. N. R. A. S.*, 136 (1967), 101.
- [5] Binney, J. J., *M. N. R. A. S.*, 200 (1982), 951.
- [6] Van Albada, T. S., *M. N. R. A. S.*, 201 (1982), 939.
- [7] King, I. R., *Astron. J.*, 71 (1966), 64.
- [8] King, I. R., *Astron. J.*, 67 (1962), 471.
- [9] Chernoff, D. F. and Shapiro, S. L., *Astrophys. J.*, 322 (1987), 113.
- [10] Augilar, L., Hut, P. and Ostriker, J. P., *Astrophys. J.*, 335 (1988), 720.
- [11] Chernoff, D. F., Kochanek, C. S. and Shapiro, S. L., *Astrophys. J.*, 309 (1986), 183.
- [12] Lynden-Bell, D. et al., *M. N. R. A. S.*, 191 (1980), 483.
- [13] Djorgovski, S. and King, I. R., *Astrophys. J.*, 277 (1984), L49.
- [14] Djorgovski, S. and King, I. R., *Astrophys. J.*, 305 (1986), L61.
- [15] Djorgovski, S. and King, I. R., in *IAU Symp.*, No. 118, p. 281, (1986).
- [16] Chernoff, D. F. and Djorgovski, S., *Astrophys. J.*, 339 (1989), 904.
- [17] Toomre, A., in *IAU Symp.*, No. 113, p. 500, (1984).
- [18] Freeman, K., *Annu. Rev. Astron. Astrophys.*, 25 (1987), 803.

- [19] Fall, S. M. and Rees, M. J., *Astrophys. J.*, 298 (1985), 18.  
[20] Fall, S. M. and Rees, M. J., in IAU Symp., No. 126, p. 323, (1986).  
[21] Murray, S. D. and Lin, D. N. C., *Astrophys. J.*, 339 (1989), 933.

(责任编辑 林一梅)

## Feature and Evolution of Globular Clusters ( II ): The Formation and Dynamical Evolution of GC

Ma Er      Zhang Mei

(Beijing Astronomical Observatory, Chinese Academy of Sciences)

### Abstract

Various evolution timescales for GC have been analysed. The two-body collisional process is quick enough for the GC relaxation within the Hubble time, but the violent relaxation is needed for bigger systems like E galaxies.

Fully relaxed, GC will settle into a quasi-equilibrium state which can be described by King model. But the evaporation and interaction with outer gravitational fields will cause the GC to evolve from one King state to another, until the gravo-thermal instability starts and the core collapses. Observation confirms the theoretical prediction of core collapse and finds 1/5 GC have collapsed. But there is no catastrophe, the binary formation will stop the core collapse and a power-law density profile will form.

At the end, the process concerning the GC formation is briefly mentioned.