

星系振动的动力学研究进展

傅 燕 宁^{1,2} 孙 义 燧¹

(1 南京大学天文系 南京 210093)

(2 中国科学院紫金山天文台 南京 210008)

摘 要

概括地介绍了盘星系的运动学边缘弯曲现象、盘星系中心的 HI 发射线空洞和棒旋星系中核球的长轴和棒的长轴不互相平行也不互相垂直等星系振动的间接观测证据；综述了星系振动动力学的理论研究情况，主要介绍了利用非静态维里方程和 N 体数值模拟得到的有关结果；展望了该领域今后的发展趋势，指出了建立引力自治的星系振动模型的必要性。

关键词 星系：动力学 — 星系：振动 — 天体力学

分类号：P152.4

1 引 言

大部分星系的规则形态使人们相信这些星系都近似地处于某种稳定平衡态。因此通常都是通过寻求耦合的无碰撞 Boltzmann 方程和 Poisson 方程：

$$\begin{cases} \frac{\partial f}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \frac{\partial f}{\partial \mathbf{x}} - \frac{\partial \Phi}{\partial \mathbf{x}} \cdot \frac{\partial f}{\partial \mathbf{v}} = 0 \\ \Delta \Phi = 4\pi G \rho \end{cases} \quad (1)$$

的线性稳定的静态解 $f_0 = f_0(\mathbf{x}, \mathbf{v})$ 来建立星系的平滑动力学模型。方程组 (1) 中 t 是时间变量，6 维矢量 (\mathbf{x}, \mathbf{v}) 属于恒星运动的相空间， $f = f(t, \mathbf{x}, \mathbf{v})$ 、 $\rho = \rho(t, \mathbf{x})$ 和 $\Phi = \Phi(t, \mathbf{x})$ 分别是星系的质量分布函数、质量密度和引力势。该方程组的适用时间尺度为系统的碰撞弛豫时间，对典型的星系而言它大于星系的年龄^[1]。

我们知道，处于稳定平衡态的动力系统的能量应为极小值。如果星系在形成时并不恰好处于某种稳定平衡态，或者星系被某种因素（如随机波动、星系相互作用或非引力因素）激发而略微偏离稳定平衡态，则星系可能在稳定平衡态附近作（近）周期或（近）拟周期振动（这与星系的规则性并不矛盾），即 f 随 t 的变化是（近）周期或（近）拟周期的。在早期的理论研究中人们就已经注意到了这种振动现象^[2-4]。不过早期的研究者一般认为具有大振幅的星系振动模态不会长期存在，故星系振动对实际星系的演化和结构以及其中恒星的动力学行为的影响是不大的。但是，近年来的观测事实和理论结果（包括分析的和数值的）表明，大多数规则

星系都应该具有若干全局性的振动模态, 它们可以几乎无衰减地持续哈勃时间, 而其周期却比哈勃时间小 2—3 个数量级, 并且具有较大的振幅。初步的研究表明, 这种振动对星系的结构和演化具有不可忽视的影响, 因此有必要继续这方面的研究工作。

2 观测证据

因为星系振动的周期很长 (100—300 Myr^[5]), 但观测得到的星系物质的速度分布资料目前基本还只限于视向速度, 所以直接观测星系振动现象是困难的。但是, 星系振动的间接观测证据是存在的, 尽管这并未被普遍承认。

观测资料表明, 通常棒旋星系的核球可认为是与棒共短轴的三轴椭球^[6], 其长轴与棒的长轴不互相平行也不互相垂直, 据此可以证明, 除非棒旋星系的棒和核球均不旋转, 必然存在相对的旋转运动^[7]。但无论棒是由气体还是由恒星组成, 它都处于快速旋转状态^[8-11], 因此棒旋星系的质量分布函数必然是依赖于时间的。如果棒和核球的旋转频率通约, 则棒和核球的质量分布函数是时间的周期函数, 就是说棒旋星系应该具有某种振动模态^[7]。

通常认为盘星系中绝大部分物质在近圆轨道上运动, 因此对质量的径向流动注意不够。但是, 在上述圆轨道假设下处理盘星系物质视向速度观测资料的结果表明, 盘星系的旋转速度在远离盘中心处一般没有衰减趋势^[12]。而根据 Kepler 定律该速度在远离盘中心时应按 $r^{-1/2}$ (r 为与盘中心的距离) 衰减。对此的解释主要有暗物质的存在和非牛顿引力作用两种。Bartlett 和 Pike^[13] 重新分析了有关观测资料后指出, 关于盘星系旋转速度曲线的上述困难也许并不存在。其理由是, 如果放弃恒星 (或星际物质) 在圆轨道上运动的假设 (即认为盘星系处于扩张或收缩状态), 则可以得到符合 Kepler 定律的盘星系旋转速度曲线。这实际上意味着盘可能处于径向振动状态。当然, 得到符合 Kepler 定律的盘星系旋转速度曲线有时要求恒星 (或星际物质) 过分远离圆轨道, 因此, Bartlett 和 Pike 的工作并不能完全消除盘星系旋转速度曲线的困难, 但至少能说明盘星系物质视向速度的观测资料是盘振动的一个潜在证据。

对某些侧向盘星系可直接观测到边缘弯曲 (warp) 现象, 即其具有积分号形状。在盘物质作圆轨道运动的假设下, 从许多其它盘星系的视向速度观测资料可以推断出边缘弯曲 (这时称之为运动学边缘弯曲) 在盘星系中相当普遍。对此 Ostriker 等人^[14] 曾作过研究, 但其有关的动力学解释尚不能令人满意。上面我们已经提到盘物质作圆轨道运动的假设是有问题的, 故应该首先弄清楚边缘弯曲现象是否在盘星系中普遍存在。最近, Miller 和 Smith^[5] 指出如果放弃盘物质作圆轨道运动的假设而代之以盘振动假设, 则也同样可以很好地拟合有关视向速度观测资料。也就是说, 边缘弯曲现象在盘星系中可能并不是普遍存在的, 那些导致所谓“边缘弯曲”的视向速度观测资料实际上是盘振动的证据 (当然, Miller 和 Smith 的讨论并不适用于直接观测到的边缘弯曲现象)。

观测表明早型盘星系的核球处于快速旋转状态^[15-18], 这意味着其物质可能来源于盘。Miller 和 Smith^[5] 提出了这种盘星系核球形成的一种可能机制, 即星系振动引起盘物质内流, 进而被压缩, 这使得盘中心附近成为恒星形成区, 该现象在星系振动的每个周期出现一次, 从而逐渐形成核球。这种机制在其它方面也与观测结果相符。比如, 由星系的具径向结点 (node) 的振动模态可推出由上述机制形成的核球将被限制在结点以内, 它与盘应该具有明显的边界, 这是与观测相符的。此外, 观测表明, 在盘星系的中心区域一般几乎没有 HI 发射

线^[19,20]，而在 HI 发射线空洞外围存在一个环域，其中有很强的 HI 发射线^[21,22]。如果盘星系确实存在具径向结点的振动模态，则上述观测事实可以理解为结点组成的圆周处与其内部和外部星际介质具有不同的性质。根据有关光学和射电观测资料，Miller 和 Smith^[5]发现核球与上述 HI 发射线空洞通常是重合的，这就表明了核球的形成与 HI 发射线分布是基于同一个动力学原因——星系有具径向结点的振动模态。

3 理论研究

通常可以把星系看作为 N 体系统。关于 N 体问题的重要分析结果是它存在对应解^[23]。如果 $\{\mathbf{r}_{i0}\}(i=1,2,\dots,N)$ 是 N 体系统的一个平面中心构形(其中 \mathbf{r}_{i0} 是第 i 体在初始时刻的矢径)，时间 t 的函数 $a(t)$ 和 $\varphi(t)$ 满足

$$\begin{cases} a^2\varphi' = C \\ a'' - a\varphi'^2 = -(U_0/I_0)/a^2 \end{cases} \quad (2)$$

其中 C 为常数， U_0 和 I_0 分别是初始力函数和关于质心的总惯量矩，则

$$\mathbf{r}_i = a \begin{pmatrix} \cos(\varphi) & -\sin(\varphi) \\ \sin(\varphi) & \cos(\varphi) \end{pmatrix} \mathbf{r}_{i0} \quad (3)$$

是 N 体问题的平面对应解，式中 \mathbf{r}_i 是第 i 体的矢径，方程(2)中的 (a, φ) 可视为某个二体系统中的质点在轨道面上的极坐标(以质心为原点)^[24]，由此可得 N 体的有界平面对应解是周期解，从而可作为一种星系振动模型。但是，其实现所需的条件过于苛刻，因此自然界中它一般是不可能存在的。我们知道， N 体系统存在大量的周期解，但上述解是迄今为止在分析上所知道的唯一周期解，因此文献中经常提起它。

非静态维里方程常用来研究星系的动力学行为。Lynden-Bell 等人运用它预言了星系存在一类振动模态，被称为维里振动。Lynden-Bell^[2]运用不考虑质点相关性的非静态维里方程(其形式与 Lagrange 恒等式一致)预言在新近形成的球对称星系中存在整体振动现象，即系统的特征尺度作简谐振动。因为他实际采用的是上述定理的线性化形式，故其结果只对小振幅振动适用。Chandrasekhar 和 Elbert^[4]在假设质点系统(可以是星系、星团或星系团)保持同样形式的球对称质量分布的前提下求解了非静态维里方程，结果表明该系统在总能量小于零时其特征尺度作周期振动。David 和 Theuns^[25]指出上述特征尺度的振动形式与两体系统的两体距离的振动形式是一致的。他们定义了 N 体系统的两种特征尺度： $R = -\frac{GM^2}{2U}$ 和 $S = -\sqrt{\frac{I}{M}}$ ，其中 G 为万有引力常数， M 、 $U(<0)$ 和 I 分别为系统的总质量、总势能和关于质心的总惯量矩。Marchal、Yoshida 和 Sun^[26]曾研究过 R 和 S 的动力学行为。David 和 Theuns^[25]假设 $\lambda = \frac{S}{R}$ 是常数，并由 Lagrange 恒等式推得 S 满足：

$$\frac{d^2S}{dt^2} = -\frac{GM\lambda}{2S^2} + \frac{h}{S^3} \quad (4)$$

其中 t 是时间变量， h 为积分常数。该方程与总质量为 $M\lambda/2$ 、角动量常数为 h 的两体系统中两体的距离所满足的方程一致(可以证明上述两体系统的总能量与原 N 体系统的总能量同

号)。为了探讨上述 N 体系统的特征尺度的振动形式是否可以长期保持, 他们进行了 N 体数值模拟。其结果表明, 当系统的初始状态比较接近 Virial 平衡态时, 该振动的振幅可达到 S 均值的 7%, 并且可以几乎无衰减地持续下去, 其时间尺度相当于系统的弛豫时间, 因此对恒星数目较大的星系而言, 这种振动形式是重要的。他们还发现, 即使当系统形成核—晕结构后, 核(原系统的一个子系统)将长期处于某种振动状态; 当系统的初始状态远离 Virial 平衡态时, 该振动持续的时间尺度是系统的动力学时间(在此期间系统经历激烈弛豫过程), 但由于振动的振幅大, 故也具有重要意义^[2]。因为经过弛豫时间后, λ 等于常数的假设一般不再成立, 所以上述关于振动持续时间的结果与“ λ 等于常数为这种振动存在的前提”的假设是相符合的。导致这种振动衰减的动力学原因是 Landau 阻尼和质点轨道的位相混合^[25]。

运用非静态张量维里方程, Chandrasekhar 和 Elbert^[4] 还讨论了保持旋转椭球质量分布并具有局部各向同性速度分布的 N 体系统的动力学行为, 由于其讨论过程有误, 因此未能给出正确结果。Sunder 和 Kchhar^[27] 指出旋转椭球引力系统的半轴 a_1 、 $a_2(=a_1)$ 和 a_3 应满足下述微分方程:

$$\begin{cases} \frac{d^2 a_1^2}{dt^2} = \frac{20E}{3M} + \frac{GM}{a_1} \left(\frac{a_1}{a_3} A_1 + 2 \frac{a_3}{a_1} A_3 \right) \\ \frac{d^2 a_3^2}{dt^2} = \frac{20E}{3M} + \frac{GM}{a_1} \left(4 \frac{a_1}{a_3} A_1 - \frac{a_3}{a_1} A_3 \right) \end{cases} \quad (5)$$

其中 E 和 M 分别为星系的总能量和总质量, A_1 和 A_3 是 Chandrasekhar 的椭球引力势理论中的指标符号(Index symbols)。其数值计算结果表明这种系统短期动力学行为如下: 当系统总能量小于零时, 它一般在长椭球和扁椭球之间作近周期振动; 当系统的初始总动能等于零时, 系统的初始半短轴趋于零, 初始半长轴趋于有限值。因为他们所讨论的时间尺度远小于星系的年龄, 其所探索的初始条件也比较少, 所以其结果对了解星系的长期通有行为是不够的。我们进一步用天体力学中新近发展起来的频率分析方法对 a_1 和 a_3 的长期(时间尺度大于哈勃时间)动力学行为作了系统的探索^[28], 得到的主要结论是: 当系统总能量小于零时, a_1 和 a_3 随时间的演化在哈勃时间尺度下一般是拟周期的或弱混沌的(即 $a_1(t)$ 和 $a_3(t)$ 可长期地近似为拟周期函数); 当系统的初始长率或扁率比较大时, 方程(8)存在一个半轴(不必为初始半短轴)趋于零, 另一个半轴趋于有限值的解, 并且通常是 a_3 趋于零, 即星系趋于扁平。近年来的观测研究表明, 尽管椭球星系的形状主要不是由星系的整体旋转而是由恒星的速度弥散度支撑的, 从而不一定具有旋转对称性, 但近旋转椭球星系仍可能大量地存在(特别是低光度椭球星系)^[29]。因此, 上面的讨论不仅具有理论意义, 而且具有实际的天文背景。

线性化无碰撞 Boltzmann 方程和 Poisson 方程^[1]:

$$\begin{cases} \frac{\partial f_1}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \frac{\partial f_1}{\partial \mathbf{x}} - \frac{\partial \Phi_0}{\partial \mathbf{x}} \cdot \frac{\partial f_1}{\partial \mathbf{v}} - \frac{\partial \Phi_1}{\partial \mathbf{x}} \cdot \frac{\partial f_0}{\partial \mathbf{v}} = 0 \\ \Delta \Phi_1 = 4\pi G \rho_1 \end{cases} \quad (6)$$

可用来讨论静态星系模型的线性稳定性及围绕线性稳定星系模型的线性振动模态。Vauterin 和 Dejonghe^[30] 计算了均匀自转星系盘的振动模态; Vandervoort^[31,32] 由(6)式导出了用相对于任一平衡态的 6 维 Lagrange 位移表达的非静态张量维里方程的线性形式, 并由此得到了三维星系的一些特殊振动模态。这方面还有: Kalnajs^[33,34]、Sellwood 和 Athanassoula^[35] 等人的工作。尽管有关讨论对研究具有有限振幅的星系振动的动力学行为是不够的, 但从中得到的信息仍在一定程度上有助于对具有有限振幅的星系振动的研究(例如, 可有助于从 N 体数值模拟结果中认证系统的振动模态^[5])。

N 体数值模拟方法常用于研究星系中的动力学过程。尽管 80 年代及以前的大部分 N 体数值模拟的结果显示出 N 体系统一般很快趋于某种稳定平衡态, 但其间也有 N 体系统存在长时间振动状态的情形。实际上早在 1968 年, Hénon^[3] 就发现在质量分布保持球对称的假设下, N 体系统可以处于长期的几乎无阻尼振动状态。后来, 在关于恒星系统坍缩和混合过程及球状不稳定恒星系统的 N 体数值模拟中, 也相继发现了 N 体系统可以处于长期振动状态^[36-39]。

近年来, 计算机科学的发展和 N 体数值模拟方法的完善使得人们可以对 N 较大的系统进行数值探索, 有关结果表明几乎所有稳态星系都具有若干全局性的振动模态^[5]。Miller 和 Smith^[5] 对一些初始处于平衡态的非旋转的球对称的 N 体系统进行了数值模拟。他们发现描述系统的宏观量, 如系统的总动能、拉格朗日半径、拉格朗日位移和惯量张量的分量等, 作拟周期振动, 这种振动一般几乎无衰减地持续哈勃时间, 且其振幅大约是相应均值的 10%, 因此其对星系演化和星系结构具有不可忽视的影响, 特别地, 对其中恒星的动力学行为也有着重要影响。根据上述模拟结果, Miller 和 Smith 证认了系统振动模态, 其中主要的两种振动模态为基本模态和第二径向模态。基本模态是径向无结点的, 它使得不同比例的拉格朗日半径作同相周期振动, 他们认为星系碰撞可以激发这种模态。第二径向模态具有一个径向结点, 其内外质量密度作反相周期变化, 他们拟合了该模态下依赖于时间的星系力场模型^[5]。根据其数值研究的结果, 上述具较大振幅的星系振动现象在某些情形下是由系统状态的随机涨落通过反馈产生并保持的, 在另一些情形下是由系统初始状态遗留下来的(这时系统的初始状态较大地偏离系统振动所围绕的强非线性稳定平衡态)。Sellwood^[40] 对具一定厚度的星系盘进行了 N 体数值模拟, 发现了一种长期存在的具较大振幅的轴对称弯曲(bending)模态。

由上述可知, 大部分星系都应该处于某种振动状态, 因此建立星系振动模型具有重要意义。Louis 和 Gerhard^[7] 对周期系统给出了扩展相空间中 Jeans 定理的形式, 使通常建立静态系统引力自治模型的方法得以推广至建立周期振动系统的引力自治模型。据此, 他们用数值方法建立了一种质量分布具球对称的周期振动系统的引力自治模型。其结果表明无碰撞 Boltzmann 方程和 Poisson 方程原则上应该存在关于时间的周期解。

与建立周期振动系统的引力自治模型紧密相关的是周期振动系统中质点的动力学行为, 特别是扩展相空间中的不变量。对具静态质量分布的星系模型中质点的动力学行为已有广泛的研究, 而对具周期质量分布系统中质点的动力学行为的研究不多, 这给天体物理学工作者提供了一个较新的有实际背景的研究领域, 其中也不乏同时具有数学兴趣的课题。Smith 和 Contopoulos^[41] 讨论了上述 Miller 和 Smith 的第二径向模态力场模型中恒星的相轨道性质。我们建立了一种具简单径向振动模态的 Kuzmin 盘星系模型, 并分别研究了限制在旋转对称轴上和盘平面中的恒星的动力学行为^[42,43]。

4 展 望

星系振动在星系的结构和演化中的作用是近年来才逐渐为人们所认识的。观测上令人完全信服的星系振动证据还不多, 已有的理论研究工作也主要是针对简单的(一般也是离实际情形较远的)模型。因此进一步开展这方面的研究工作是有必要的。

由于星系振动引起的星系在物理空间中的构形变化是非常缓慢的, 而观测得到的星系物

质的速度分布资料目前还基本只限于视向速度, 直接观测星系振动现象是困难的。今后在观测方面的进展主要依赖于理论研究是否能尽可能多地提供可以观测到的星系振动效应。

目前关于具有有限振幅星系振动的理论研究所采用的模型总的说来仍过于简单, 进一步对非旋转对称、非各向同性速度分布模型的研究是必要的。对此可以直接使用通常的 N 体数值模拟方法^[5], 而有关结果将使人们更多地了解星系振动的动力学性质, 有助于进行其它理论研究。但应该看到, 从 N 体数值模拟的结果中证认星系的振动模式是困难的, 这是因为振幅相差不多的不同振动模式一般会同时出现。

此外, 根据我们的初步研究, 非静态张量 Virial 定理在一定速度分布假设下也能不太困难地运用到对较复杂模型的数值研究中。在这点上, 值得进行的一个有直接天文背景的研究课题是“具各向异性速度分布的三轴椭球星系半轴的长期演化行为”。

已有的 N 体数值模拟结果表明, N 体系统在其演化过程中可能先在一个线性稳定平衡态(即初始设置的系统状态)附近振动, 此后逐渐远离该平衡态而在另一个状态附近振动……, 最后才在一个固定的所谓从优(preferred)状态(具较大稳定范围的非线性平衡态)附近作具较大振幅的长期振动, 不同的初始设置所得的从优状态可以是一致的^[5]。可以猜测上述振动 N 体系统最终所围绕的从优状态是具有较大稳定范围的非线性稳定平衡态。令人感兴趣的问题是如何判断 N 体系统平衡态的非线性稳定性及其稳定区域。显然, 对上述问题的回答必须考虑非线性效应, 也就是说仅仅通过耦合的线性化无碰撞 Boltzmann 方程和 Poisson 方程是不足以回答上述问题的。

天体力学中有许多研究动力系统的经典方法, 如 Poincaré 截面方法等; 通过对简单模型问题(比如标准映射等)的研究, 天体力学工作者近来又发展了许多研究动力系统的新方法, 如映射新方法^[44]、频图分析方法^[45]、最大作用量图分析方法^[46]和伸长率谱分析方法^[47]等。应该将它们(尤其是那些新方法)运用到对振动星系模型的特征尺度演化和其中恒星动力学行为的研究中去。已有的有关工作^[41-43]所使用的动力学模型还比较简单, 值得用上述方法对更具天文意义的(一般也是更复杂的)动力系统进行研究, 例如可以进一步研究振动 Kuzmin 盘星系中恒星的三维运动问题、其它多种振动模式同时存在的星系振动中恒星动力学行为、一般椭球星系的三轴性和非各向同性速度分布对其动力学行为的影响等。

星系振动动力学的一个主要目标是建立比引力自洽的静态星系模型更实际的引力自洽的星系振动模型。在这点上, 上述 Louis 和 Gerhard^[7]的数值研究是很有价值的。有必要进一步从数值上和分析上寻求无碰撞 Boltzmann 方程和 Poisson 方程的关于时间的(拟)周期特解, 从而建立(拟)周期星系振动的引力自洽模型。如前所述, 这需要我们更多地了解振动引力势中恒星的动力学行为。

致谢 感谢黄介浩和廖新浩等同志给予的热心帮助。

参 考 文 献

- 1 Binney J, Tremaine S D. Galactic Dynamics. New Jersey: Princeton Univ. Press, 1987
- 2 Lynden-Bell D. M.N.R.A.S., 1967, 136: 101
- 3 Hénon M. In: Delhaye ed. Colloque sur le probleme des n corps, Paris: CNRS, 1968: 241
- 4 Chandrasekhar S, Elbert D D. M.N.R.A.S., 1972, 155: 435
- 5 Miller, R H, Smith B F. Celest. Mech. Dyn. Astron., 1994, 59: 161

- 6 Kormendy J. *Ap. J.*, 1982, 257: 75
- 7 Louis P D, Gerhard O E. *M.N.R.A.S.*, 1988, 233: 337
- 8 Teuben P J *et al.* *M.N.R.A.S.*, 1986, 199: 171
- 9 Kent S M. A. J., 1987, 93: 1062
- 10 Sanders R H. *Ap. J.*, 1977, 217: 916
- 11 Sellwood J A, Sparke L S. *M.N.R.A.S.*, 1988, 231: 25
- 12 Rubin V. *Science*, 1983, 220: 1339
- 13 Bartlett D F, Pike T. In: Fackler *et al* eds. *New, Exotic Phenomena '90*, 1990: 433
- 14 Ostriker E C. In: Casertano S *et al* eds. *Warped disks, inclined rings around galaxies*, Cambridge: Cambridge Univ. Press, 1991: 247
- 15 Kormendy J, Illingworth G. *Ap. J.*, 1982, 256: 460
- 16 Davies R L *et al.* *Ap. J.*, 1983, 266: 41
- 17 Davies R L, Illingworth G. *Ap. J.*, 1983, 266: 516
- 18 Dressler A, Sandage A. *Ap. J.*, 1983, 265: 664
- 19 van Driel W, van Woerden H. *Astron. Astrophys.*, 1991, 243: 71
- 20 Bosma A. In: Sundelius B ed. *Dynamics of Disk Galaxies*, Göteborg: Department of Astronomy, Göteborg University, 1991: 71
- 21 Young J S, Scoville N Z. *Annu. Rev. Astron. Astrophys.*, 1991, 29: 581
- 22 Bregman J N *et al.* *Ap. J.*, 1992, 387: 484
- 23 Wintner A. *The Analytical foundations of Celestial Mechanics*. New Jersey: Princeton Univ. Press, 1941
- 24 傅燕宁, 孙义燧. *天文学报*, 1993, 34: 202
- 25 David M, Theuns T. *M.N.R.A.S.*, 1989, 240: 957
- 26 Marchal C *et al.* *Celest. Mech. Dyn. Astron.*, 1984, 33: 193
- 27 Sunder G S, Kchhar R K. *M.N.R.A.S.*, 1985, 213: 381
- 28 傅燕宁, 孙义燧. *天文学报*, 1998, 39: 153
- 29 de Zeeuw T P, Carollo C M. In: Bender R, Davies R L eds. *New Light on Galaxy Evolution*, Dordrecht: Kluwer, 1996: 47
- 30 Vauterin P, Dejonghe H. *Astron. Astrophys.*, 1995, 303: 721
- 31 Vandervoort P O. *Ap. J.*, 1983, 273: 511
- 32 Vandervoort P O. *Ap. J.*, 1991, 377: 49
- 33 Kalnajs A J. *Ap. J.*, 1972, 175: 63
- 34 Kalnajs A J. *Ap. J.*, 1977, 212: 637
- 35 Sellwood J A, Athanassoula E. *M.N.R.A.S.*, 1986, 221: 195
- 36 Hénon M. *Astron. Astrophys.*, 1973, 24: 229
- 37 Wilkinson A, James R A. *M.N.R.A.S.*, 1982, 199: 171
- 38 Gerhard O E. *M.N.R.A.S.*, 1983, 203: 19
- 39 Barnes J *et al.* *Ap. J.*, 1986, 300: 112
- 40 Sellwood J A. *Ap. J.*, 1996, 473: 733
- 41 Smith H Jr, Contopoulos G. *Astron. Astrophys.*, 1996, 314: 795
- 42 Fu Y N, Sun Y S. *Astron. Astrophys.*, 1996, 316: 79
- 43 傅燕宁, 孙义燧. *天文学报*, 1997, 38: 119
- 44 Hadjidemetriou J D. In: Roy A D ed. *Predictability, Stability, Chaos in N-body Dynamical Systems*. New York: Plenum press, 1991: 157
- 45 Laskar J *et al.* *Physica D*, 1992, 56: 253
- 46 Lega E, Froeschlé C. In: Dvorak R, Henrard J eds. *The Dynamical Behaviour of Our Planetary System*, Dordrecht: Kluwer, 1997: 257
- 47 Contopoulos G, Voglis N. *Celest. Mech. Dyn. Astron.*, 1996, 64: 1

Progress in the Dynamical Study of Galactic Oscillations

Fu Yanning^{1,2} Sun Yisui¹

(1 *Department of Astronomy, Nanjing University, Nanjing 210093*)

(2 *Purple Mountain Observatory, The Chinese Academy of Sciences, Nanjing 210008*)

Abstract

The indirectly evidences of galactic oscillations are briefly presented. Some of the mentioned evidences are kinematic warps appearing in disk galaxies, the behaviour of the rotational curves of galaxies, non-orthogonality and non-parallelism between the two longest axes of a bar and of a central spheroid contained in a barred galaxy, etc. These evidences suggest that the real galaxies should be in some oscillation states, though they are not conclusive ones.

The progress in the theoretical studies of galactic oscillations are reviewed. The related N-body simulations show that almost all galaxies are in long-lived (typically more than a Hubble time) oscillation states. The oscillations manifest themselves by quasi-periodic dependences on the time of some macroscopical quantities, such as the total kinematic energy, the components of the total inertia tensor, the Lagrangian radii and the Lagrangian displacements. The relevant amplitudes are large (about 10% of the mean values). The non-stationary form of the Virial theorem is used in the studies of the dynamical behaviours of the semi-axes of spheroidal galaxies. The result is that the semi-axes generally depend on the time quasi-periodically.

And we give a prospects for the future works in this field. Since the direct observation of the galaxy oscillation are intrinsically difficult, the observable effects, provided by theoretical works, of the oscillation are needed to be used to confirm observationally the oscillations of the real galaxies. It is worth while applying the non-stationary form of the Virial theorem to more realistic galaxy models, such as general elliptical galaxies. It is pointed out that constructing self-consistent gravitational oscillating galaxy models is necessary, and therefore, the dynamical behaviours of the stars in oscillating galaxies should be studied further.

Key words galaxies: dynamics—galaxies: oscillation—celestial mechanics