B. E. Markarian, J. A. Stepanian and V. A. Lipovetsky for permission to use data from SBS prior to publication.

V. H. Malumian is grateful to the administration of the Netherlands Foundation for Radio Astronomy for hospitality during his visit to the Netherlands.

The Westerbork Synthesis Radio Telescope is operated by the Netherlands Foundation for Radio Astronomy with the financial support of the Netherlands Organization for the Advancement of Pure Research (Z. W. O.).

Наблюдения трех новых сейфертовских галактик на частоте 1412 МГц с помощью радиотелескопа аппертурного синтеза в Вестерборке. Приводятся результаты наблюдений трех новых сейфертовских галактик на частоте 1412 МГц. Наблюдения проводились с помощью 3-км радиотелескопа аппертурного синтеза в Вестерборке.

27 October 1982

Byurakan Astrophysical Observatory
The Netherlands Foundation for Radio Astronomy

V. H. MALUMIAN
A. G. de BRUYN
R. A. KANDALIAN

REFERENCES

1. *B. E. Markarian, J. A. Stepanian, V. A. Lipovetsky,* Astron. Cirk. No. 1141, 1980.
2. *B. E. Markarian, J. A. Stepanian, V. A. Lipovetskg.* Astron. Cirk., No. 1142, 1, 1980.
3. *B. E. Markarian, V. A. Lipovetsky, J. A. Stepanian,* Astron. Cirk., No. 1168, 2, 1981.
4. *J. A. Hogbom, W. N. Brow,* Astron. Astrophys., 33, 289, 1974.
5. *J. W. Baars, B. G. Hooghoudt,* Astron. Astrophys., 31, 323, 1974.
6. *J. L. Casse, E. E. M. Woestenburg J. J. Wisser,* Preprint, 1981.
7. *J. A. Hogbom,* Astron. Astrophys. Suppl. ser., 15, 417, 1974.

УДК 524.7—55

ДВАЖДЫ УРАВНОВЕШЕННЫЕ ЭЛЛИПТИЧЕСКИЕ ЗВЕЗДНЫЕ ДИСКИ В ДВОЙНЫХ СИСТЕМАХ

Стационарное состояние галактики, находящейся в двойной системе, имеет место в случае, когда угловая скорость орбитального движения Ω совпадает с собственной угловой скоростью:

$$\Omega^2 = \frac{G(M+M_2)}{r_{12}^3}. \tag{1}$$

Здесь M — масса исследуемой галактики, M_2 — масса компаньона, r_{12} — расстояние между центрами галактик. Если галактика M является дисковой, то при распределении поверхностной плотности

$$\sigma = \sigma_0 \sqrt{1 - \frac{x^2}{\alpha^2} - \frac{y^2}{\beta^2}}, \quad \alpha > \beta, \quad M = \frac{2\pi}{3}\sigma_0\alpha\beta \tag{2}$$

ее гравитационный потенциал Φ_d является квадратичным,

$$\Phi_d = a_0 x^2 + b_0 y^2. \tag{3}$$

Коэффициенты a_0 и b_0 связаны с σ_0, α, β с помощью эллиптических интегралов [1]. При $r_{12} \gg \alpha$ гравитационное влияние второго компаньона можно рассматривать в приближении приливных сил, также имеющих квадратичный потенциал. Рассмотрим диск, который в двойной системе сжат по направлению оси, соединяющей центры галактик. В этом случае суммарный потенциал сил, действующих в плоскости диска, имеет вид [2]:

$$\Phi = ax^2 + by^2, \quad a = a_0 + \frac{1}{2}\frac{GM_2}{r_{12}^3}, \quad b = b_0 - \frac{GM_2}{r_{12}^3}, \tag{4}$$

Стационарная функция распределения звезд в диске с плотностью (1) получена для одиночного диска в [1], для диска в двойной системе в [2]. В общем случае состояние такого диска однозначно определяется заданием пяти параметров:

$$\alpha,\ \beta,\ M,\ M_2,\ r_{12}. \tag{5}$$

Когда по одной из осей центробежная сила уравновешивает суммарное тяготение, то такой диск называется уравновешенным. В одиночном диске $a_0 < b_0$, поэтому уравновешивание всегда наступает по большей оси диска: $\Omega^2 = 2a_0$. Если в двойной системе диск является сжатым, то, согласно (4), в зависимости от параметров возможно любое соотношение между a и b. В частности, возможно состояние сжатого диска с $\Omega^2 = 2a = 2b$, когда он оказывается дважды уравновешенным (по обеим осям). Анализ общего решения, проведенный в [3], показал, что при заданных параметрах (5) имеется множество равновесных решений для дважды уравновешенного диска. Эти решения получены в настоящей заметке. Кинетическое уравнение, описывающее равновесие диска (2) с $\Omega^2 = 2a = 2b$, в системе координат, вращающейся со скоростью Ω, имеет вид

$$v_x \frac{\partial f}{\partial x} + v_y \frac{\partial f}{\partial y} + 2\Omega v_y \frac{\partial f}{\partial v_x} - 2\Omega v_x \frac{\partial f}{\partial v_y} = 0. \tag{6}$$

Это уравнение имеет характеристические интегралы (интегралы движения):

$$E=\frac{1}{2}\,(v_x^2+v_y^2),\quad I_2=v_x-2\Omega y,\quad I_3=v_y+2\Omega x. \tag{7}$$

Рассмотрим следующую комбинацию интегралов движения:

$$E+\alpha_2 I_2^2+\alpha_3 I_3^2=\frac{1/2}{1-\lambda\,\alpha^2/\beta^2}\left(v_x-2\Omega\,\frac{\alpha^2}{\beta^2}\,\lambda y\right)^2+$$

$$+\frac{1/2}{1-\lambda}\,(v_y+2\Omega\lambda x)^2+2\Omega^2\alpha^2\lambda\left(\frac{x^2}{\alpha^2}+\frac{y^2}{\beta^2}\right), \tag{8}$$

$$\alpha_2=\frac{1}{2}\,\frac{\alpha^2}{\beta^2}\,\lambda\left(1-\frac{\alpha^2}{\beta^2}\,\lambda\right)^{-1},\quad \alpha_3=\frac{1}{2}\,\lambda\,(1-\lambda)^{-1}.$$

λ — произвольный параметр, $0\leqslant\lambda\leqslant\beta^2/\alpha^2$.

Функция распределения, приводящая к поверхностной плотности (2), имеет вид

$$f_\lambda=\frac{\sigma_0}{4\pi\alpha\Omega\sqrt{\lambda\,(1-\alpha^2/\beta^2\,\lambda)}}\,[2\,(1-\lambda)\,(2\Omega^2\lambda\alpha^2-E-\alpha_2 I_2^2-\alpha_3 I_3^2)]^{-1/2}=$$

$$=\frac{\sigma_0}{4\pi\alpha\sqrt{2a\lambda\,(1-\alpha^2/\beta^2\,\lambda)}}\,\Big[8a\alpha^2\lambda\,(1-\lambda)\,(1-x^2/\alpha^2-y^2/\beta^2)- \tag{9}$$

$$-\frac{1-\lambda}{1-\alpha^2/\beta^2\lambda}\left(v_x-2\Omega\,\frac{\alpha^2}{\beta^2}\,\lambda y\right)^2-(v_y+2\Omega\lambda x)^2\Big]^{-1/2}.$$

При $\lambda=0$ это решение описывает диск, в котором звезды неподвижны во вращающейся системе координат [3]:

$$f=\frac{2\sigma_0}{\pi}\sqrt{1-\frac{x^2}{\alpha^2}-\frac{y^2}{\beta^2}}\,\delta\,(v_x^2+v_y^2),\quad \int\limits_0^\infty\delta\,(x)\,dx=1/2. \tag{10}$$

При $\lambda=\beta^2/\alpha^2$ получаем решение

$$f=\frac{\sigma_0\alpha}{4\sqrt{2}\,\beta}\,\frac{\delta\,(v_x-2\Omega y)}{\sqrt{\alpha^2-\beta^2}}\,\theta\left[8a\,(\alpha^2-\beta^2)\left(1-\frac{x^2}{\alpha^2}-\frac{y^2}{\beta^2}\right)-\right.$$

$$\left.-\left(v_y+2\Omega\,\frac{\beta^2}{\alpha^2}\,x\right)^2\right], \tag{11}$$

следующее также из общего решения для уравновешенного диска с $\Omega^2=2a$, полученного в [3]. Используя (9) можно построить множество новых равновесных решений для диска (2), используя предложенный в [4] способ. Очевидно, что при произвольном $\varphi(\lambda)$ функция

$$f = \frac{\int_0^{\beta^2/\alpha^2} f_\lambda \varphi(\lambda)\, d\lambda}{\int_0^{\beta^2/\alpha^2} \varphi(\lambda)\, d\lambda}$$

также описывает равновесное состояние дважды уравновешенного диска.

Doubly Balanced Elliptical Stellar Disks in Binary Systems. The solutions are obtained for doubly balanced compressed disks in binary galaxy systems. Some special casses are analyzed.

10 июня 1982

Институт космических исследований АН СССР

Г. С. БИСНОВАТЫЙ-КОГАН

ЛИТЕРАТУРА

1. *R. S. Freeman*, M.N. RAS, 134, 15, 1966.
2. *G. S. Bisnovatyi-Kogan*, M. N. RAS, 174, 203, 1976.
3. *Г. С. Бисноватый-Коган*, Астрофизика, 19, 65, 1983.
4. *Г. С. Бисноватый-Коган, Я. Б. Зельдович*, Астрофизика, 6, 387, 1970.

УДК 524.3.6

МОДЕЛИ ВЫРОЖДЕННЫХ ЗВЕЗДНЫХ КОНФИГУРАЦИЙ

Параметры сверхплотных небесных тел были рассчитаны в [1] и затем неоднократно в ряде других работ (см. [2]). Наличие большого числа публикаций по этому вопросу в основном обусловлено отсутствием единого мнения об уравнении состояния вырожденного звездного вещества. В серии работ [3—5] проводился ряд важных уточнений в уравнении состояния, учитывающих явление пионной конденсации сверхплотной плазмы и достижения физики элементарных частиц за последние десять лет. Параметры сверхплотных небесных тел достаточно чувствительны к изменениям в уравнении состояния. Учитывая их важность для астрофизики и, в частности, для теории пульсаров, мы заново рассчитали их на основе наиболее