

УДК 524.522

Динамика самогравитирующих оболочек, движущихся под действием лучистого давления звезд поля

В. П. Пасько, С. А. Сялч

Обсуждается влияние самогравитации на эффективность механизма ускорения расширяющихся сверхоболочек лучистым давлением звезд поля. Показано, что самогравитирующие оболочки могут ускоряться только в случае, когда плотность энергии излучения звезд поля U превышает критическое значение $U_c \approx 3.6 \cdot 10^{-13}$ Дж/м³. Поэтому такой механизм не эффективен для систем с параметрами Галактики.

DYNAMICS OF SELF-GRAVITATING SHELLS DRIVEN BY THE RADIATION PRESSURE FROM THE FIELD STARS, by Pas'ko V. P., Silich S. A.— Dynamics of self-gravitating shells driven by the radiation pressure from the field stars is discussed. It is shown that self-gravitating shells can be accelerated only when the energy density of star radiation U exceeds the critical value $U_c \approx 3.6 \cdot 10^{-13}$ J/m³. Therefore, acceleration of self-gravitating shells driven by radiation pressure from the field stars is not effective for systems with the Galaxy parameters.

Исследованиями распределения нейтрального и ионизованного водорода в нашей и близких галактиках обнаружены крупномасштабные структуры, отождествляемые с протяженными оболочками [1, 3, 4]. Существует несколько вариантов происхождения и динамической эволюции таких оболочек. В частности, в [2] рассматривалось ускорение наиболее крупных оболочек лучистым давлением звезд поля. Влияние самогравитации оболочек в этой работе не учитывалось.

В настоящем сообщении показано: анализ динамики оболочек с учетом их самогравитации приводит к заключению, что механизм лучистого давления звезд поля не эффективен для систем с параметрами Галактики.

Уравнение движения сферически-симметричной оболочки под действием радиационного давления звезд поля P_{rad} и внешнего давления P_{ext} в предположении жесткой связи газа и пыли [2] с учетом самогравитации [5] имеет вид

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{4}{3} \pi \rho_0 R^3 v \right) = 4\pi R^2 (P_{rad} - P_{ext}) - \frac{G \left(\frac{4}{3} \pi \rho_0 R^3 \right)^2}{2R^2}. \quad (1)$$

В случае безразмерных величин $x = Rk_e$, $M = v/c_0$, $T = t c_0 k_e \beta = 2.5U/P_{ext}^0 \alpha = 2\pi G \rho_0^2 / (3k_e^2 P_{ext}^0)$, $\xi = P_{ext}^0 / P_{ext}^0$ ($k_e = 1.51$ ($n/1.2$) кпк⁻¹ — усредненный по длине волны коэффициент экстинкции; n — концентрация частиц невозмущенного газа; $c_0 = \sqrt{P_{ext}^0 / \rho_0}$ — «изотермическая» скорость звука; $P_{ext}^0 \approx 3.5 \cdot 10^{-14}$ Дж/м³ — усредненное значение газового давления в Галактике; U — плотность [энергии излучения звезд поля] выражение для P_{rad} имеет вид [2]:

$$P_{rad} \approx 0.8Ux [\Gamma(x) - 0.26] [1 - \exp(-x/4)], \quad (2)$$

$$\Gamma(x) = 1 - \frac{3}{4x} \left\{ 1 + \frac{1}{2x^2} [(1 + 2x) \exp(-2x) - 1] \right\}, \quad (3)$$

а уравнение движения оболочки сводится к

$$\frac{dM}{dT} = - \frac{3(M^2 + \xi)}{x} + \beta [\Gamma(x) - 0.26] (1 - \exp(-x/4)) - \alpha x. \quad (4)$$

Найдем условия, при которых лучистое давление звезд поля может ускорять самогравитирующие оболочки. Это возможно, если правая часть (4) положительна. Отсюда

следует, что оболочки ускоряются в случае, когда выполняется неравенство

$$0 < M < \{\beta x [\Gamma(x) - 0.26] [1 - \exp(-x/4)]/3 - \alpha x^2/3 - \xi\}^{1/2}. \quad (5)$$

Из (5) получаем, что скорости расширения оболочек в процессе эволюции могут возрастать только при тех β , которые лежат выше кривой

$$\beta = (\alpha x^2 + 3\xi) / \{x [\Gamma(x) - 0.26] [1 - \exp(-x/4)]\}. \quad (6)$$

Для любого значения внешнего давления P_{ext} (параметра ξ) кривая (6) имеет минимум. На рис. 1 видно, что существует критическое значение $\beta_c \approx 26$. Скорости расши-

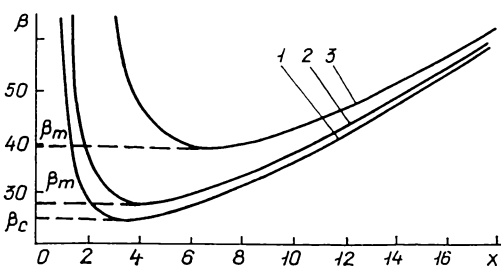
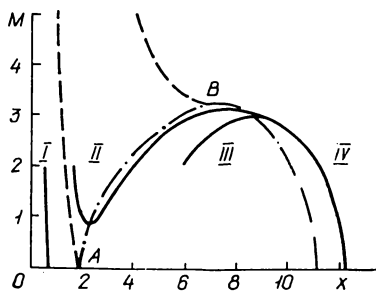


Рис. 1. Кривые $\beta(x)$ для различных значений параметра ξ : 1 — 0; 2 — 1; 3 — 30

Рис. 2. Решения уравнения (10) для различных начальных значений x_0 , M_0 при $\beta = 40$, $\xi = 1$



рения оболочек могут увеличиваться только при $\beta > \beta_c$. Условие $\beta > \beta_c$ является необходимым, но не достаточным для ускорения оболочки. Будет ли оболочка ускоряться при $\beta > \beta_c$, зависит от конкретных начальных значений числа Маха M_0 , координаты x_0 и величины внешнего давления P_{ext} . С увеличением P_{ext} возрастают минимальные значения β_m , при которых оболочки, расширяющиеся под действием лучистого давления звезд поля, могут проходить через фазу ускоренного движения (рис. 1). Для заданного P_{ext} при $\beta > \beta_m$ область фазовой плоскости M , x , в которой dM/dT положительно, задается неравенством (5) и заключена между осью абсцисс и кривой

$$M = \{\beta x [\Gamma(x) - 0.26] [1 - \exp(-x/4)]/3 - \alpha x^2/3 - \xi\}^{1/2}, \quad (7)$$

Для $\beta = 40$, $\xi = 1$ эта кривая показана штрихпунктирной линией на рис. 2. Очевидно, что в процессе эволюции стадию ускорения будут проходить те оболочки, интегральные кривые которых пересекают границу (7) этой области. В [2] найдены численные решения уравнения движения оболочки без учета самогравитации. Однако уравнение движения (4) имеет аналитическое решение, если перейти от дифференцирования по времени к производной по координате. В этом случае (4) сводится к линейному неоднородному уравнению

$$\frac{d}{dx} (M^2 + \xi) = - \frac{6(M^2 + \xi)}{x} + 2\beta [\Gamma(x) - 0.26] [1 - \exp(-x/4)] - 2\alpha x, \quad (8)$$

решение которого для начальных значений координаты x_0 и числа Маха M_0 имеет вид

$$M^2 = M_0^2 \left(\frac{x_0}{x}\right)^6 + \frac{3\beta}{2} \left[L(x) - \left(\frac{x_0}{x}\right)^6 L(x_0) \right] - \frac{\alpha x^2}{4} \left[1 - \left(\frac{x_0}{x}\right)^8 \right] - \xi \left[1 - \left(\frac{x_0}{x}\right)^6 \right], \quad (9)$$

$$\begin{aligned} L(x) = & \frac{74x}{525} - \frac{1}{6} + \frac{1}{8x^2} + \frac{\exp(-2x)}{2} \left(x^{-2} + \frac{5}{2} x^{-3} + \frac{15}{4} x^{-4} + \frac{15}{4} x^{-5} + \right. \\ & \left. + \frac{15}{8} x^{-6} \right) + \frac{74 \exp(-x/4)}{75} \left(4 + \frac{3402}{37} x^{-1} + \frac{68040}{37} x^{-2} + \frac{1088715}{37} x^{-3} + \right. \\ & \left. + \frac{13064580}{37} x^{-4} + \frac{104516640}{37} x^{-5} + \frac{418066560}{37} x^{-6} \right) - \\ & - \frac{2 \exp(-9x/4)}{3} \left(\frac{2}{3} x^{-2} + \frac{41}{27} x^{-3} + \frac{164}{81} x^{-4} + \frac{1312}{729} x^{-5} + \frac{5248}{6561} x^{-6} \right). \quad (10) \end{aligned}$$

Интегральные кривые, проходящие через точку B — максимум кривой (7) и точку A — пересечение кривой (7) с осью абсцисс для $\beta=40$, $\xi=1$, показаны на рис. 2 штриховыми линиями. Все оболочки с начальными значениями числа Маха M_0 и координаты x_0 , лежащими в области между этими кривыми и между осью абсцисс и кривой (7), в процессе эволюции проходят стадию ускорения. Скорости оболочек, у которых начальные значения не принадлежат к этим областям, монотонно уменьшаются. Таким образом, вся фазовая плоскость M , x разбивается на четыре области I, II, III, IV (рис. 2). Стадию ускорения проходят только оболочки с начальными данными, попадающими в области II и III. Перечисленные типы возможных интегральных кривых, полученные с помощью (9), показаны на рис. 2 сплошными линиями.

Для Галактики отношение плотности энергии излучения U к газовому давлению P_{ext}^0 таково, что $\beta \approx 5$ [2] значительно меньше найденного нами критического значения $\beta_c \approx 26$. Поэтому для Галактики несправедлив вывод работы [2] о возможности образования наиболее крупных расширяющихся оболочек нейтрального водорода под действием лучистого давления звезд поля.

Выводы. 1. Самогравитирующие оболочки могут ускоряться лучистым давлением звезд поля только в случае, когда плотность энергии излучения U превышает критическое значение $U_c \approx 3.6 \cdot 10^{-13}$ Дж/м³. При этом максимальные скорости расширения оболочек остаются ограниченными; 2. Уравнение движения оболочек под действием радиационного давления звезд поля имеет точное аналитическое решение. Для любого внешнего давления P_{ext} существуют $U > U_c$, при которых оболочка может ускоряться. Для таких P_{ext} и U фазовая плоскость разбивается на четыре области. Будет ли оболочка в процессе эволюции проходить стадию ускоренного движения — определяется тем, в какую область попадают начальные значения радиуса x_0 и числа Маха M_0 ; 3. Для Галактики плотность энергии излучения меньше критической, поэтому механизм ускорения наиболее крупных расширяющихся оболочек лучистым давлением звезд поля оказывается не эффективным.

1. *Brinks E., Bajaja E.* A high-resolution hydrogen-line survey of Messier 31 // *Astron. and Astrophys.*— 1986.— 169, N 1/2.— P. 14—42.
2. *Elmegreen B. G., Chiang W.-H.* Runaway expansion of giant shells driven by radiation pressure from field stars // *Astrophys. J.*— 1982.— 253, N 2.— P. 666—678.
3. *Heiles C.* H I shells and supershells // *Ibid.*— 1979.— 229, N 2.— P. L533—L544.
4. *Meaburn J.* Optical giant and supergiant interstellar shells // *Highlights of Astronomy.*— 1982.— 6.— P. 665—674.
5. *Williams R. E., Christiansen W. A.* Blast wave formation of the extended stellar shells surrounding elliptical galaxies // *Astrophys. J.*— 1985.— 291, N 1.— P. 80—87.

Глав. астрон. обсерватория АН УССР,
Киев

Поступила в редакцию 24.04.87,
после доработки 25.06.87

УДК 521.96

О значениях поправок постоянной прецессии

Н. В. Харченко

На основании сравнения каталогов собственных движений звезд относительно галактик и АГКЗ определены значения поправок постоянной прецессии Δk , Δn . По данным сводного каталога в площадках Главного меридионального сечения Галактики и Пулковского каталога, приведенного в систему сводного каталога в смысле учета уравнения блеска, эти значения соответственно равны $\Delta k = -0.0024 \pm 0.0017$ и $-0.0003 \pm 0.0014''/\text{год}$; $\Delta n = +0.0024 \pm 0.0016$ и $+0.0029 \pm 0.0014''/\text{год}$.

ON THE CORRECTIONS TO THE PRECESSION CONSTANT, by Kharchenko N. V.— The comparative analysis of the catalogues of the stellar proper motions with respect to galaxies and AGK3 underlies the determination of the corrections to precession constant Δk , Δn . Data of the general catalogue in the areas of the Galaxy main meridional section and Pulkovo catalogue in the system of general catalogue in the sense of the allowance for magnitude equation yield $\Delta k = -0.0024 \pm 0.0017$ and $-0.0003 \pm 0.0014''/\text{year}$; $\Delta n = +0.0024 \pm 0.0016$ and $+0.0029 \pm 0.0014''/\text{year}$, respectively.