

УДК 524.47:524.575

ШАРОВЫЕ СКОПЛЕНИЯ И МОЛЕКУЛЯРНЫЕ ОБЛАКА – ПРИЛИВНЫЕ УДАРЫ

© 1997 г. В. Г. Сурдин

Государственный астрономический институт им. П.К. Штернберга, Москва

Поступила в редакцию 06.04.96 г.

Показано, что прямое приливное разрушение при однократном сближении с молекулярным облаком возможно для рассеянных скоплений, но не для шаровых. Однако многократные приливные удары, происходящие при таких сближениях, могут приводить к разрушению и шаровых скоплений. Предложен расширенный вариант импульсного приближения для расчета изменения энергии скопления за время его эволюции. При этом для скоплений, размер которых ограничен приливным полем галактики, важнейшим параметром, регулирующим эффективность приливных ударов, оказывается степень концентрации скопления. Расчет для нашей Галактики указывает на возможность значительного разрушения шаровых скоплений, имеющих перигалактические расстояния орбит $R_p < 0.8$ кпк и в диапазоне от 3 до 10 кпк при небольшом эксцентриситете и наклоне орбиты. Наблюдательные данные подтверждают дефицит скоплений в этих областях.

GLOBULAR CLUSTERS AND MOLECULAR CLOUDS: TIDAL SHOCKS, by V.G. Surdin. It is shown that a single encounter with a molecular cloud can result in direct tidal disruption of open clusters, but not of globular clusters. However, multiple tidal shocks produced by such encounters can also destroy globular clusters. An extended version of impulse approximation for calculating the change of the cluster energy during its evolution is developed showing the tidal-shock efficiency for tidally-limited clusters to depend primarily on the cluster concentration. Calculations performed for our Galaxy suggest possible disruption of globular clusters with perigalacticon distances, $R_p < 0.8$ kpc, and $3 < R_p < 10$ kpc, moving in low-eccentricity, low-inclination orbits. Observational data confirm the deficit of clusters in these regions.

ВВЕДЕНИЕ

В Галактике известны две популяции объектов с экстремально большими индивидуальными массами: шаровые звездные скопления и гигантские молекулярные облака (ГМО). Сходство между ними состоит в средней массе объектов ($\sim 10^5 M_\odot$), в максимальном значении их массы ($5 \times 10^6 M_\odot$) и в характерном размере объектов (~ 10 пк). По другим характеристикам эти две популяции существенно различаются. Молекулярные облака представляют предельно молодое население I типа; они сосредоточены в тонком диске Галактики в основном в области 3–7 кпк от ее центра и движутся по круговым орбитам. Шаровые скопления относятся к предельно старому населению II типа, заполняют балдж и гало вплоть до 100 кпк от центра Галактики и движутся по разнообразным орбитам.

Насколько велико взаимное влияние этих массивных объектов друг на друга? Нужно ли принимать его во внимание на космологических промежутках времени? Может ли это взаимодействие объяснить какие-либо наблюдаемые особенности данных популяций? Мы проанализируем эти вопросы, сосредоточившись на разрушающем влиянии со стороны ГМО на шаровые скопления. Дело в том, что сами ГМО – короткоживущие объекты, а их популяция постоянно регенерируется, поэтому влияние звездных скоплений на эволюцию ГМО не представляет, на наш взгляд, большого интереса. И напротив, даже слабое разрушающее воздействие ГМО на шаровые скопления может за космологическое время наложить отпечаток на популяцию этих немногочисленных реликтовых объектов Галактики.

Общеизвестно разрушающее влияние внешнего гравитационного поля на звездное скопление (Спitzer, 1987). Наличие стационарного (в системе

ме скопления) внешнего поля приводит к ограничению размера скопления, а нестационарное поле "разогревает" скопление и может привести к его разрушению. Наиболее сильно градиенты регулярного поля Галактики изменяются вблизи ее ядра и в диске. Эволюция шаровых скоплений под действием приливных гравитационных ударов от ядра Галактики и сжимающих гравитационных ударов от ее диска уже исследовалась и эффект оказался значительным (Острайкер и др., 1972; Киннан, Иннанен, 1975; Сурдин, 1979, 1992, 1993).

Влияние пррегулярной компоненты галактического поля на эволюцию звездных скоплений также исследовалось, но только в отношении рассеянных скоплений, населяющих диск Галактики и обращающихся вместе с ним. Впервые разрушающее влияние массивных объектов на звездные скопления было рассмотрено в импульсном приближении Спитцером (1958). Ожидаемый эффект оказался не очень сильным, поскольку единственные известные тогда массивные объекты — облака нейтрального водорода — имеют умеренную массу. Но после обнаружения в диске Галактики значительно более массивных ГМО интерес к проблеме динамического взаимодействия облаков и звездных скоплений появился вновь (Спитцер, Шевалье, 1973; Вилен, 1985). Оказалось, что это взаимодействие играет существенную, а в некоторых случаях и определяющую роль в эволюции рассеянных скоплений: характерное время приливного разрушения скоплений диска в окрестности Солнца составляет от 10^8 до 10^9 лет (Вилен, 1991; Вилен, Фухс, 1988).

Относительно влияния ГМО на шаровые скопления были сделаны лишь оценки, на основании которых Спитцер (1987) заключил, что в отличие от рассеянных, "для шаровых скоплений, обладающих большей плотностью и движущихся с большой скоростью относительно газовых облаков, разрушающее влияние этих облаков представляется незначительным". Однако тогда же была замечена (Сурдин, 1986) антикорреляция между распределением галактоцентрических расстояний ГМО и перигалактических расстояний орбит шаровых скоплений. Теперь мы вновь обратились к этой проблеме, желая проверить теоретическую обоснованность утверждения Спитцера. Как будет показано ниже, для большей части существующих сейчас шаровых скоплений вывод Спитцера оказался справедлив. Но скопления с небольшим наклоном орбиты, движущиеся в направлении галактического вращения, все же подвергаются заметному разрушению при взаимодействии с ГМО. А учет эволюции самой системы ГМО, в частности, ее большей населенности в прошлом делает этот эффект одним из существенных для эволюции исходной системы шаровых скоплений.

Отметим, что в качестве источников неоднородности гравитационного поля Галактики в некоторых работах рассматривались не только ГМО, но и гипотетические массивные черные дыры, с которыми связывалась скрытая масса галактического гало. Если предположить, что вся скрытая масса Галактики сосредоточена в таких объектах, то они могли бы существенно разрушить популяцию шаровых скоплений (Вилен, Фухс, 1990). Однако такое предположение не согласуется с низкой рентгеновской светимостью Галактики (Фаббиано, 1989) и поэтому должно быть отвергнуто. Далее мы не будем принимать во внимание массивные черные дыры и ограничимся рассмотрением динамической роли ГМО.

ПРИЛИВНОЕ РАЗРУШЕНИЕ ПРИ МЕДЛЕННЫХ СБЛИЖЕНИЯХ

В принципе, звездное скопление плотности ρ может быть полностью разрушено в результате однократного сближения с ГМО плотности ρ_{GMC} . Для этого, во-первых, необходимо выполнение классического условия приливной неустойчивости (Кинг, 1962):

$$\rho < 3\rho_{GMC}, \quad (1)$$

вытекающее из превышения приливного ускорения над собственным ускорением звезды к центру скопления. Вторым условием является умеренная скорость сближения облака и скопления (V), не превышающая значительно скорости отрыва от ГМО на границе области приливной устойчивости скопления. Это условие следует из необходимости существенного изменения внутренней энергии (или формы) скопления за время пересечения области неустойчивости и может быть записано как

$$V < v_{GMC} \left(\frac{\rho}{\rho_{GMC}} \right)^{1/6}, \quad (2)$$

где $v_{GMC} \equiv (GM_{GMC}/R_{GMC})^{1/2}$ — характерная скорость в облаке. Указанные критерии приливного разрушения были подтверждены при численном трехмерном моделировании лобового столкновения звездного скопления с ГМО (Теунс, 1992).

Рассмотрим соотношение плотностей шаровых скоплений и ГМО. В регулярном галактическом гравитационном поле максимальный размер звездного скопления ограничен его приливным радиусом:

$$r_t = R_p \left[\frac{M}{\beta M_G(R_p)} \right]^{1/3}, \quad (3)$$

где M — масса скопления, $M_G(R_p)$ — масса Галактики внутри перигалактического расстояния орбиты скопления (R_p), а коэффициент β зависит от распределения этой массы. Для модели Галактики

ки в виде сингулярной изотермической сферы, в которой круговая скорость V_c постоянна, имеем

$$M_G(R_p) = \frac{R_p V_c^2}{G}, \quad (4)$$

и в этом случае $\beta = 3$ (Зейтцер, 1985). Поскольку почти у всех шаровых скоплений характерное время релаксации t_{rel} существенно меньше возраста, естественно считать, что физический радиус скоплений близок к значению r_t . Радиус сферы, содержащей внутреннюю половину массы скопления (r_h), и радиус половины массы в проекции на небо (r_{hp}) связаны с r_t через радиус ядра r_c или кинговский параметр концентрации $C \equiv \lg(r_t/r_c)$ (Фол, Рис. 1977; Спитцер, 1987):

$$r_h \approx 1.4 r_{hp} \approx 0.70 \sqrt{r_c r_t} = 0.70 r_t \times 10^{-C/2}. \quad (5)$$

В соответствии с (3)–(5) средняя плотность скопления в пределах r_t составляет

$$\rho_t = 8 \left(\frac{V_c}{220 \text{ км/с}} \right)^2 \left(\frac{R_p}{1 \text{ кпк}} \right)^{-2} M_\odot / \text{пк}^3, \quad (6)$$

а учитывая, что параметр концентрации большинства скоплений заключен в пределах $1 \leq C \leq 2$, средняя плотность внутри r_h по порядку величины составляет

$$\rho_h \sim 2 \times 10^2 \left(\frac{V_c}{220 \text{ км/с}} \right)^2 \left(\frac{R_p}{1 \text{ кпк}} \right)^{-2} M_\odot / \text{пк}^3. \quad (7)$$

С другой стороны, средняя плотность индивидуальных ГМО, населяющих облачное кольцо галактического диска ($3 \text{ кпк} \leq R \leq 10 \text{ кпк}$), связана с их массой (Блитц, 1993):

$$\rho_{GMC} = 5 \left(\frac{M_{GMC}}{10^5 M_\odot} \right)^{-1/2} M_\odot / \text{пк}^3. \quad (8)$$

Для общепринятого диапазона масс ГМО ($10^{4-10} M_\odot$) это дает $\rho_{GMC} \sim 2-16 M_\odot / \text{пк}^3$.

Следовательно, условие (1) для ρ_t выполняется в области $R > (0.4-1) \text{ кпк}$, а для ρ_h в области $R > (2-6) \text{ кпк}$. Таким образом, в облачном кольце Галактики тесное сближение приливно ограниченного звездного скопления с ГМО приводит к существенному разрушению скопления, разумеется, если это сближение происходит с выполнением условия (2). Как видно из (8), характерная скорость в ГМО составляет

$$v_{GMC} = 5 \left(\frac{M_{GMC}}{10^5 M_\odot} \right)^{1/4} \text{ км/с}, \quad (9)$$

т.е. слабо зависит от массы облака и заключена в узких пределах от 3 до 9 км/с. Учитывая, что дисперсия остаточных (к общему галактическому вращению) пространственных скоростей у ГМО

составляет $\approx 8 \text{ км/с}$, а у молодых рассеянных скоплений – около 16 км/с (Глушкова и др., 1997), мы видим, что условие (2) не имеет существенного значения для рассеянных скоплений: во многих случаях уже первое сближение с ГМО должно заканчиваться разрушением скопления. Во всяком случае, к такому результату должны приводить несколько их последовательных сближений. Легко оценить характерное время между сближениями скопления диска с ГМО. Оно составляет около $3 \times 10^8 \text{ лет}$, что близко к среднему возрасту рассеянных скоплений. Это указывает на правомерность наших рассуждений относительно важной роли прямого приливного разрушения рассеянных скоплений при встрече с ГМО.

Но для шаровых скоплений ситуация существенно иная: условие (2) играет для них принципиальную роль. Высокая дисперсия скоростей шаровых скоплений (150–200 км/с) делает невозможным их прямое приливное разрушение. Только многочисленные сближения с ГМО, вызывающие путем приливных ударов рост внутренней энергии скоплений, могли бы разрушить некоторые из них. Рассмотрим этот процесс.

ПРИЛИВНЫЕ УДАРЫ ПРИ БЫСТРЫХ СБЛИЖЕНИЯХ

Для оценки полной энергии скопления мы используем модель Пламмера:

$$E = -\frac{3\pi GM^2}{64 r_{hp}}. \quad (10)$$

Изменение энергии скопления (ΔE) при однократном пролете с прицельным параметром p и скоростью V мимо компактного тела массой m , согласно Спитцеру (1958), составляет

$$\Delta E(p) = \left(\frac{4\alpha^2}{3} \right) \left(\frac{Gm}{p^2 V} \right)^2 M r_{hp}^2, \quad (11)$$

где α – отношение среднеквадратичного расстояния звезд от центра скопления к значению r_{hp} . В такой форме импульсное приближение справедливо лишь в том случае, когда характеристическое время пролета ($t_{\text{env}} \equiv p/V$) скопления короче его характеристического динамического времени

$$t_{\text{dyn}} \equiv \frac{\pi}{2} \left(\frac{2r_h^3}{GM} \right)^{1/2}. \quad (12)$$

При равенстве этих времен получим значение максимального прицельного параметра:

$$p_{\max} = 3.5V \left(\frac{r_h^3}{GM} \right)^{1/2}. \quad (13)$$

При $p > p_{\max}$ приливное влияние приобретает адиабатический характер и гравитационные уда-

ры становятся неэффективными. Используя соотношения (3)–(5), получим

$$p_{\max} = 0.76 R_p \left(\frac{V}{V} \right) \text{dex}\{-3C/4\}. \quad (14)$$

Скорость сближения определим, предполагая движение ГМО в плоскости Галактики по круговой орбите и движение скопления по плоской орбите с наклоном i к галактической плоскости. Учитывая, что скопление проходит сквозь плоскость Галактики, как правило, в области перицентра орбиты, используем значение его орбитальной скорости именно в этой точке (V_p). Для принятой нами модели Галактики (4) имеем

$$V_p^2 = (\varepsilon V_c)^2, \quad (15)$$

где

$$\varepsilon = \left[\frac{(1+e)^2}{2e} \ln \left(\frac{1+e}{1-e} \right) \right]^{1/2}. \quad (16)$$

Мы обозначили через $e \equiv (R_a - R_p)/(R_a + R_p)$ — эксцентриситет и R_a — апогалактическое расстояние орбиты скопления. Тогда скорость сближения составит

$$V^2 = V_c^2(1 + \varepsilon^2 - 2\varepsilon \cos i). \quad (17)$$

При выводе этого соотношения мы учили, что система молекулярных облаков предельно плоская: ее полная толщина на уровне половины максимума плотности составляет ≈ 120 пк (Комбе, 1991). Поэтому можно считать эту систему абсолютно плоской при взаимодействии с ней скоплений, имеющих наклон орбиты $i \geq \arcsin(0.1 \text{ кпк}/10 \text{ кпк}) = 0.6^\circ$, т.е. практически для всех скоплений.

Минимальную величину прицельного параметра сближения (p_{\min}) за время жизни скопления (t) определим, исходя из его орбитального движения. Дифференциальная частота сближений с прицельным параметром p составляет

$$dV = 2\pi p \left(\frac{\sigma_{H_2}}{m \sin i} \right) \left(\frac{2t}{P} \right) dp, \quad (18)$$

где σ_{H_2} — поверхностная плотность молекулярного газа в проекции на плоскость Галактики, m — средняя масса облака и P — орбитальный период скопления, который для изотермической сферы (4) с достаточной точностью можно представить как кеплеровский период с массой в пределах R_h и большой полуосью $a = (R_h + R_s)/2$.

$$P = \frac{2\pi R_p}{nV}, \quad (19)$$

где $\eta \equiv (1 - e)(1 + e)^{1/2}$. Тогда из очевидного соотношения $\int_{-p_{\min}}^{p_{\max}} dy = 1$ получим

$$P_{\min} = \left(\frac{R_p m \sin i}{n V_t \sigma} \right)^{1/2}. \quad (20)$$

Легко видеть, что эффективность гравитационных ударов определяется наиболее тесными сближениями. Но именно для них импульсное приближение нужно применять с осторожностью, имея в виду конечную протяженность скопления и ГМО. Численные эксперименты показали, что при пролете скопления мимо компактной массы классическое импульсное приближение работает вплоть до $p = 5r_h$ (Бинни, Тримэйн, 1987). Однако его нельзя прямо использовать при меньших значениях p , а также в том случае, когда характерный размер скопления меньше радиуса облака (r_m).

Ранее предпринимались попытки распространить импульсное приближение на случай близких и даже проникающих пролетов (Ахмад, 1979; Бинни, Тримэйн, 1987; Теунс, 1992). Они показали принципиальную возможность это сделать, но конкретные формулы были получены лишь для лобовых столкновений скоплений и облаков, имеющих распределение плотности, как в модели Пламмера. Однако нетрудно пересчитать пламмеровские параметры модели в кинговские, более употребительные для описания шаровых скоплений. При этом оказывается, что изменение энергии скопления умеренной концентрации при его лобовом столкновении с облаком описывается классической формулой (11), если положить $r = r_h$. Учитывая это, мы можем использовать выражение для ΔE в форме (11) для пролетов мимо компактного объекта с любым прицельным параметром, приняв, что $\Delta E(p < r_h) \equiv \Delta E(r_h)$.

Эффективную массу облака, участвующую в столкновении, мы определили с учетом (8). Затем, используя выражение (11) для $\Delta E(p)$, вычислили изменение энергии при различных соотношениях между основными линейными параметрами задачи (p , P_{\max} , r_g , r_h), получив таким образом расширенное импульсное приближение во всем диапазоне этих соотношений:

$$\begin{aligned}
 & \frac{\Delta E}{\Delta E(r_g)} = \\
 & \left\{ \begin{array}{l} (r_g/p)^4; \quad p_{\max} > p > \max\{r_g, r_h\} \\ [1 - (r_g/p_{\max})^2 + 2 \ln(r_g/p)]^2; \\ p_{\max} > r_g > p > r_h \\ [2 \ln(p_{\max}/p)]^2; \quad r_g > p_{\max} > p > r_h \\ [2 \ln(p_{\max}/r_h)]^2; \quad r_g > p_{\max} > r_h > p \\ [1 - (r_g/p_{\max})^2 + 2 \ln(r_g/r_h)]^2; \\ p_{\max} > r_g > r_h > p \\ (r_g/r_h)^4; \quad p_{\max} > r_h > r_g > p \\ 0; \quad p \leq p_{\max} \end{array} \right. \quad \begin{array}{l} (\text{a}) \\ (\text{b}) \\ (\text{c}) \\ (\text{d}) \\ (\text{e}) \\ (\text{w}) \end{array}
 \end{aligned}$$

полное изменение энергии скопления за время его жизни (ΔE_{tot}) определим, интегрируя (21) по прицельному параметру p в интервале $[p_{\max}, p_{\min}]$:

а) в классическом случае, при $p_{\max} > p_{\min} > \max\{r_g, r_h\}$

$$\Delta E_{\text{tot}} = \Delta E(p_{\min}) \left(1 - \frac{p_{\min}^2}{p_{\max}^2} \right); \quad (22)$$

б) при $p_{\max} > r_g > p_{\min} > r_h$

$$\begin{aligned} \frac{\Delta E_{\text{tot}}}{\Delta E(r_g)} = & \left(\frac{r_g}{p_{\min}} \right)^2 \left(6 - \frac{5r_g^2}{p_{\max}^2} + \frac{r_g^4}{p_{\max}^4} \right) - 5 + \frac{4r_g^2}{p_{\max}^2} - \\ & - \frac{r_g^4}{p_{\max}^4} - 4 \left(2 - \frac{r_g^2}{p_{\max}^2} + \ln \frac{r_g}{p_{\min}} \right) \ln \frac{r_g}{p_{\min}}; \end{aligned} \quad (23)$$

в) при $r_g > p_{\max} > p_{\min} > r_h$

$$\frac{\Delta E_{\text{tot}}}{\Delta E(r_g)} = 2 \left(\frac{p_{\max}}{p_{\min}} \right)^2 - 2 - 4 \ln \frac{p_{\max}}{p_{\min}} - 4 \ln^2 \frac{p_{\max}}{p_{\min}}; \quad (24)$$

г) при $r_g > p_{\max} > r_h > p_{\min}$

$$\begin{aligned} \frac{\Delta E_{\text{tot}}}{\Delta E(r_g)} = & 2 \left(\frac{p_{\max}}{p_{\min}} \right)^2 - 2 \left(\frac{r_h}{p_{\min}} \right)^2 - \\ & - 4 \ln \frac{p_{\max}}{r_h} - \left(\frac{2r_h}{p_{\min}} \right)^2 \ln^2 \frac{p_{\max}}{r_h}; \end{aligned} \quad (25)$$

д) при $p_{\max} > r_g > r_h > p_{\min}$

$$\begin{aligned} \frac{\Delta E_{\text{tot}}}{\Delta E(r_g)} = & \left(\frac{r_g}{p_{\min}} \right)^2 \left(6 - \frac{5r_g^2}{p_{\max}^2} + \frac{r_g^4}{p_{\max}^4} - \frac{4r_h^2}{r_g^2} + \frac{2r_h^2}{p_{\max}^2} \right) - \\ & - 1 + \frac{2r_g^2}{p_{\max}^2} - \frac{r_g^4}{p_{\max}^4} - 4 \left(1 + \frac{r_h^2}{p_{\min}^2} - \frac{r_g^2}{p_{\max}^2} + \ln \frac{r_g}{r_h} \right) \ln \frac{r_g}{r_h}; \end{aligned} \quad (26)$$

е) при $p_{\max} > r_h > r_g > p_{\min}$

$$\frac{\Delta E_{\text{tot}}}{\Delta E(r_g)} = \left(\frac{r_g^2}{p_{\min}^2} \right)^2 \left(\frac{2}{r_h^2} - \frac{1}{p_{\max}^2} - \frac{p_{\min}^2}{r_h^4} \right); \quad (27)$$

ж) очевидно, при $p_{\max} < p_{\min}$ получим $\Delta E_{\text{tot}} = 0$.

Эти формулы можно использовать в различных астрофизических задачах, если распределение плотности у тела, вызывающего приливный удар, подобно ГМО ($\rho \sim r^{-1}$), а тело, испытывающее этот удар, описывается моделью Пламмера или моделью Кинга с умеренной степенью концентрации ($0.8 \leq C \leq 1.6$).

В наших дальнейших вычислениях, не стремясь к неоправданно высокой точности, мы ограничимся предельными выражениями для выше приведенных соотношений:

$$\frac{\Delta E_{\text{tot}}}{\Delta E(r_g)} \approx$$

$$\left(\frac{r_g}{p_{\min}} \right)^4; \quad p_{\max} > p_{\min} > \max\{r_g, r_h\} \quad (\text{а})$$

$$6 \left(\frac{r_g}{p_{\min}} \right)^2; \quad p_{\max} > r_g > p_{\min} > r_h \quad (\text{б})$$

$$2 \left(\frac{p_{\max}}{p_{\min}} \right)^2; \quad r_g > p_{\max} > p_{\min} > r_h \quad (\text{в}) \quad (28)$$

$$\approx 2 \left(\frac{p_{\max}}{p_{\min}} \right)^2; \quad r_g > p_{\max} > r_h > p_{\min} \quad (\text{г})$$

$$6 \left(\frac{r_g}{p_{\min}} \right)^2; \quad p_{\max} > r_g > r_h > p_{\min} \quad (\text{д})$$

$$2 \frac{r_g^4}{(r_h p_{\min})^2}; \quad p_{\max} > r_h > r_g > p_{\min} \quad (\text{е})$$

$$0; \quad p_{\max} < p_{\min} \quad (\text{ж})$$

Условием разрушения скопления будем считать

$$\Delta E_{\text{tot}} = -E. \quad (29)$$

Подставив в уравнение (29) выражения соответствующих величин из (3)–(5) и (10)–(11), мы видим, что для всех случаев, кроме случая (е), единственной величиной, характеризующей собственные свойства скопления, является его концентрация. Решив уравнение (29) относительно величины C , получим критическое значение концентрации:

случай (а)

$$C_{\text{crit}} = \frac{4}{3} \lg \left(\frac{\alpha G t \eta \sigma_{H_2}}{V \sin i} \right) - 0.25; \quad (30)$$

случаи (б) и (д)

$$C_{\text{crit}} = \frac{2}{3} \lg \left(\frac{G^2 m \eta \alpha^2 t R_p \sigma_{H_2}}{V_c r_g^2 V^2 \sin i} \right) + 0.27; \quad (31)$$

случаи (в) и (г)

$$C_{\text{crit}} = \frac{1}{3} \lg \left(\frac{G^2 m R_p^3 \eta \alpha^2 t \sigma_{H_2}}{r_g^4 V_c^2 \sin i} \right) - 0.1; \quad (32)$$

случай (е)

$$C_{\text{crit}} = 2 \lg \left(\frac{G^{4/3} m t \eta V_c^{1/3} \sigma_{H_2}}{M^{2/3} V^2 R_p^{1/3} \sin i} \right) + 1.1. \quad (33)$$

Условием разрушения шаровых скоплений служит неравенство $C \leq C_{\text{crit}}$. Еще раз обратим внимание, что во всех случаях, кроме (е), для скоплений, находящихся на одинаковых орбитах, значение C_{crit} не зависит от массы самого скопления. Это указывает на необходимость поиска связи между индексом концентрации шаровых скоплений и их орбитальными элементами: именно в ней может проявиться эффект взаимодействия скоплений с ГМО.

СБЛИЖЕНИЯ В ГАЛАКТИЧЕСКОМ ДИСКЕ

Для дальнейших расчетов примем $V_c = 200$ км/с, $t = 16 \times 10^9$ лет, $\alpha = 1$ и простое выражение для σ_{H_2} , достаточно точно представляющее наблюдаемое распределение молекулярного вещества в диске Галактики (Сандерс и др., 1984; Робинсон и др., 1988):

$$\sigma_{H_2}(R) = \begin{cases} 300M_\odot \text{ пк}^{-2}; & R < 0.8 \text{ кпк} \\ 5M_\odot \text{ пк}^{-2}; & 0.8 \text{ кпк} < R < 3 \text{ кпк} \\ 20M_\odot \text{ пк}^{-2}; & 3 \text{ кпк} \leq R \leq 6 \text{ кпк} \\ 148 \exp\{-R/3 \text{ кпк}\} M_\odot \text{ пк}^{-2}; & R > 6 \text{ кпк.} \end{cases} \quad (34)$$

Особенность этого распределения, как известно, в том, что ГМО в основном сконцентрированы в двух "резервуарах": центральном молекулярном диске (около 10% массы) и облачном кольце (около 80%). Среднее значение массы ГМО за пределами диска, т.е. при $R > 0.8$ кпк, будем полагать $m = 5 \times 10^5 M_\odot$, а в пределах центрального диска, при $R < 0.8$ кпк, примем $m = 2 \times 10^6 M_\odot$. Средний радиус ГМО везде примем $r_g = 20$ пк (Блитц, 1993).

Для определения области применимости различных вариантов формулы (28) рассмотрим скопление с типичной массой $M = 10^5 M_\odot$ и концентрацией $1 < C < 2$, движущееся по орбите с умеренным эксцентриситетом $e \approx 0.3$ и наклоном $5^\circ \leq i \leq 30^\circ$, ибо только такими орбитами ограничена область значительного динамического эффекта при взаимодействии ГМО и скоплений. Вычисления показывают, что в зависимости от значения R_p реализуются различные варианты формулы (28):

- (г); $R_p < 1$ кпк
- (д); $1 \text{ кпк} \leq R_p \leq 10 \text{ кпк}$
- (а); $10 \text{ кпк} \leq R_p \leq 30 \text{ кпк}$
- (ж); $R_p > 30 \text{ кпк}$

Варианты (б), (в) и (е) не реализуются. Учитывая это, можно получить зависимость $C_{\text{crit}}(R_p)$, параметрами которой будут наклон и эксцентриситет орбиты:

$$C_{\text{crit}}(<1 \text{ кпк}) = 1.6 + \lg \frac{R_p}{1 \text{ кпк}} + \frac{1}{3} \lg \frac{\eta}{\sin i}, \quad (35)$$

$$C_{\text{crit}}(1-10 \text{ кпк}) = -0.6 + \frac{2}{3} \lg \left\{ \left(\frac{R_p}{1 \text{ кпк}} \right) \left(\frac{\sigma_{H_2}}{1 M_\odot / \text{пк}^2} \right) \frac{\eta}{\gamma \sin i} \right\}, \quad (36)$$

$$C_{\text{crit}}(10-30 \text{ кпк}) = -0.8 +$$

$$+ \frac{4}{3} \lg \left\{ \left(\frac{\sigma_{H_2}}{1 M_\odot / \text{пк}^2} \right) \frac{\eta}{\gamma^{1/2} \sin i} \right\}, \quad (37)$$

где $\gamma \equiv 1 + e^2 - 2e \cos i$. Эта зависимость представлена на рис. 1. В качестве примера использованы орбиты с умеренным эксцентриситетом: $e = 0.2$ на рис. 1а и $e = 0.5$ на рис. 1б. Наклон орбиты, указанный в градусах у конкретных кривых, взят в диапазоне от 5° до 30° . При $i > (30^\circ - 40^\circ)$ взаимодействие шаровых скоплений с ГМО становится малоэффективным везде, кроме центрального молекулярного диска. При $i < 5^\circ$ использованное нами приближение плоской орбиты становится неудовлетворительным из-за влияния потенциала галактического диска.

Как видим, разрушающее влияние приливных ударов от молекулярных облаков вполне ощущимо для скоплений с умеренно вытянутыми и наклоненными орбитами. При этом, как и следовало ожидать, оно достигает наибольшей степени в области центрального молекулярного диска ($R < 0.8$ кпк) и облачного кольца ($3 \text{ кпк} \leq R \leq 10 \text{ кпк}$). Однако условия взаимодействия скоплений и ГМО в этих областях Галактики существенно различаются: в центральном диске приливные удары происходят только в момент прямого столкновения и пролета скопления сквозь ГМО, а в кольце основную роль играют далекие пролеты без проникновения скопления в облако. Соответственно по разному зависит эффективность взаимодействия от параметров задачи, в частности, столкновения в центральном диске значительно менее чувствительны к форме и ориентации орбит скопления.

Было бы любопытно вычислить значение C_{crit} для каждого из скоплений и сравнить его с наблюдаемой степенью концентрации этого скопления C_{obs} , однако нам не известны точно орбитальные параметры скоплений. Их можно лишь косвенно оценить по наблюдаемому положению скопления и его структурным параметрам. Данные о скоплениях мы взяли из каталогов Дьюрговского (1993), Трагера и др. (1993) и Харриса (1994), принял отношение $M/L_V = 3$ в солнечных единицах и расстояние до центра Галактики $R_0 = 8.5$ кпк. По этим данным, используя формулу (3), мы оценили перигалактические расстояния R_p и минимальные значения эксцентриситета орбит скоплений $e_{\min} = (R - R_p)/(R + R_p)$, где R – наблюдаемое расстояние скопления от центра Галактики. Для оценки наклона орбиты к плоскости Галактики мы использовали отношение $|Z|/R$, где Z – расстояние скопления от галактической плоскости. Учитывая ящичный характер орбит скоплений, связанный с различием частот орбитального

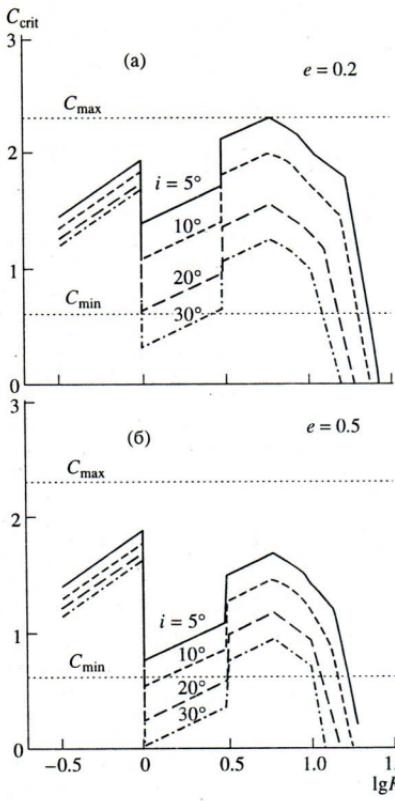


Рис. 1. Зависимость критического значения параметра концентрации скоплений (C_{crit}) от перигалактического расстояния его орбиты (R_p , в килопарсеках), ее наклона к галактической плоскости (i) и эксцентриситета (e). Зависимости построены для разных значений эксцентриситета: $e = 0.2$ (а) и $e = 0.5$ (б). Горизонтальными пунктирными линиями указаны максимальная (C_{max}) и минимальная (C_{min}) концентрации наблюдаемых скоплений.

обращения и колебания относительно галактической плоскости, отношение $|Z|/R$ в большинстве случаев служит нижней границей величины $\sin i$. То же самое справедливо для величины e_{min} по отношению к e . Следовательно, вычисленные с их помощью значения C_{crit} будут завышены. Поэтому мы не можем ожидать для вычисленных таким образом значений C_{crit} выполнения неравенства $C_{\text{obs}} > C_{\text{crit}}$, следующего из условия выживания скоплений. Но можно ожидать выполнения этого неравенства для большей части скоплений, поскольку наши оценочные значения e_{min} и $\sin i$ дей-

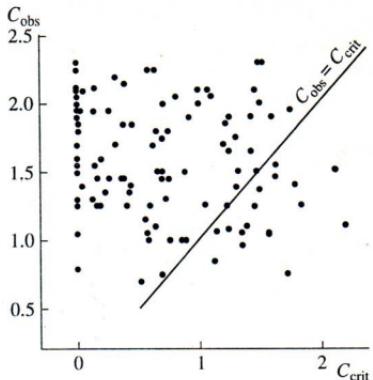


Рис. 2. Положение шаровых скоплений Галактики на плоскости "наблюданная концентрация (C_{obs}) – минимальная концентрация, необходимая для устойчивости по отношению к приливным ударам (C_{crit})". Скопления, у которых формально вычисленное значение $C_{\text{crit}} < 0$, размещены на линии $C_{\text{crit}} = 0$.

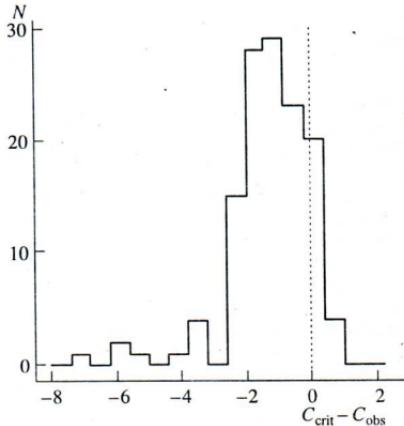


Рис. 3. Распределение скоплений по расстоянию от линии критического значения концентрации.

ствительно близки к истинным для большинства скоплений (Сурдин, 1996).

На рис. 2 представлено распределение 120 скоплений на плоскости $C_{\text{crit}} - C_{\text{obs}}$. Из них лишь 17 не удовлетворяют условию $C_{\text{obs}} > C_{\text{crit}}$, которое даже формально не является абсолютно строгим, ибо при пересечении скоплением линии " $C_{\text{crit}} = C_{\text{obs}}$ " оно не исчезает мгновенно, а лишь ускоренно разрушается. Действительно, важной особенностью этого распределения является близость многих скоплений к линии " $C_{\text{crit}} = C_{\text{obs}}$ " и быстрое уменьшение числа скоплений при $C_{\text{crit}} < C_{\text{obs}}$. Это хорошо демонстрирует рис. 3. Очевидно, что такое

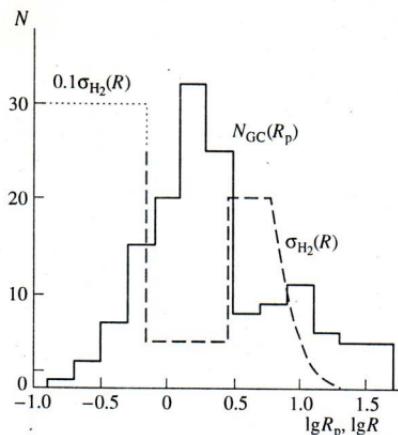


Рис. 4. Распределение поверхностной плотности молекулярного газа (σ_{H_2} , в единицах $M_\odot/\text{пк}^2$) в зависимости от галактоцентрического расстояния (R) и распределение числа шаровых скоплений (N_{GC}) в зависимости от перигалактического расстояния их орбиты (R_p). Расстояния выражены в килопарсеках.

распределение свидетельствует о важности обсуждаемого нами эффекта для многих скоплений.

Еще одно свидетельство разрушающего влияния ГМО на систему шаровых скоплений следует из сравнения распределения количества скоплений по значению R_p с распределением поверхностной плотности молекулярного вещества в диске Галактики (рис. 4). Очевидная антикорреляция этих распределений не оставляет сомнений в заметном влиянии ГМО на динамическую эволюцию шаровых скоплений.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Используя импульсное приближение в предложенном нами расширенном варианте, мы рассмотрели роль приливных ударов, действующих со стороны гигантских молекулярных облаков на шаровые звездные скопления. Полученные нами общие формулы позволяют исследовать эффективность этого процесса в любой дисковой галактике. В большинстве случаев единственным физическим параметром, от которого зависит устойчивость скопления к приливным ударам, служит степень концентрации звезд к его центру. В значительной степени устойчивость скопления зависит также от параметров его орбиты.

В системе шаровых скоплений Галактики при современном состоянии облачного населения галактического диска указанное взаимодействие

должно заметно проявляться лишь у скоплений умеренной концентрации, движущихся по орбитам с небольшим эксцентриситетом и малым наклоном к галактической плоскости. Однако следует учитывать тот факт, что в прошлом степень концентрации звезд к центрам скоплений была ниже современной, а система молекулярных облаков была значительно более населенной, чем сейчас. Поэтому средняя эффективность приливного взаимодействия шаровых скоплений и ГМО за весь период эволюции Галактики должна быть существенно выше современной. Вероятно, именно поэтому нам сравнительно легко удалось заметить признаки этого взаимодействия в распределении скоплений по степени концентрации (рис. 2 и рис. 3) и по галактоцентрическому расстоянию (рис. 4).

Важным критерием эффективности взаимодействия шаровых скоплений и ГМО могло бы стать сравнение морфологических параметров скоплений с прямым и обратным (относительно галактического) орбитальным обращением. Как следует из нашего анализа, скопления с обратным направлением орбитального движения (т.е. с углом наклона орбиты $i > 90^\circ$) практически не испытывают разрушающего влияния ГМО. Однако этот тест можно будет применить только после массового определения точных собственных движений скоплений.

Разумеется, разрушающее влияние со стороны ГМО не входит в число ведущих эффектов динамической эволюции шаровых скоплений, каковыми являются диссипация, динамическое трение, сжимающие гравитационные удары о диск Галактики и некоторые другие внутренние и внешние эффекты (Матсунами и др., 1959; Сурдин, 1978, 1979, 1995; Агуилар и др., 1988; Чернофф, Вейнберг, 1990; Гнедин, Острайкер, 1997). Но без учета влияния ГМО последовательное рассмотрение динамической эволюции шаровых скоплений, как теперь выясняется, было бы существенно неполным.

Неоднородное распределение ГМО в диске Галактики вносит своеобразие в распределение параметров шаровых скоплений. А поскольку в целом система шаровых скоплений значительно более консервативна и устойчива, чем система ГМО, не исключено, что, определив ее свойства (прежде всего — орбитальные параметры скоплений), мы сможем в какой-то степени восстановить и историю популяции ГМО.

Автор благодарен за теплый прием сотрудниками Ликской обсерватории Калифорнийского университета в Санта Круз, где в основном была выполнена данная работа. Особенно ценными были дискуссии с Дугласом Лином, Стивом Миррэйем и Майклом Болти.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Агуилар и др.* (Aguilar L., Hut P., Ostriker J.P.) // *Astrophys. J.* 1988. V. 335. P. 720.
- Ахмад* (Ahmad A.) // *Astron. and Astrophys. Suppl. Ser.* 1979. V. 60. P. 493.
- Бинни, Тримэйн* (Binney J., Tremaine S.). *Galactic Dynamics*. Princeton: Princeton Univ. Press, 1987.
- Блитц* (Blitz L.). *Giant molecular clouds. Protostars and Planets. III* / Eds Levy E.H., Lunine J.I. Tucson: Univ. Arizona Pressss, 1993. P.125.
- Вилен* (Wielen R.) // *Dynamics of Star Clusters* / Eds Goodman J., Hut P. Dordrecht: D. Reidel Publ. Company, 1985. P. 449.
- Вилен* (Wielen R.) // *Formation and Evolution of Star Clusters* / Ed. Janes K. San Francisco: Astron. Soc. Pacif., 1991. P. 343.
- Вилен, Фухс* (Wielen R., Fuchs B.) // *The Outer Galaxy* // Eds Blitz L., Lockman F.J. Berlin: Springer Verlag, 1988. P. 100.
- Вилен, Фухс* (Wielen R., Fuchs B.) // *Dynamics and Interactions of Galaxies* / Ed. Wielen R. Berlin: Springer Verlag, 1990. P. 318.
- Глушкова Е.В., Дамбис А.К., Мельник А.М., Расторгуев А.С.* // *Astron. and Astrophys.* 1997 (in press).
- Гнедин, Острийкер* (Gnedin O.Y., Ostriker J.P.) // *Astrophys. J.* 1997. V. 474. P. 223.
- Дърговски* (Djorgovski S.) // *Structure and dynamics of globular clusters* / Eds Djorgovski S.G., Meylan G. San Francisco: Astron. Soc. Pacif., 1993. P. 325.
- Зейтцер* (Seitzer P.) // *Dynamics of Star Clusters* / Eds Goodman J., Hut P. Dordrecht: D. Reidel Publ. Company, 1985. P. 343.
- Кинг* (King I.R.) // *Astron. J.* 1962. V. 67. P. 471.
- Киинаан, Иннанен* (Keenan D.W., Innanen K.A.) // *Astron. J.* 1975. V. 80. P. 290.
- Комбэ* (Combes F.) // *Ann. Rev. Astron. and Astrophys.* 1991. V. 29. P. 195.
- Матсунами и др.* (Matsunami N., Obi S., Shimoda M. et al.) // *Publ. Astron. Soc. Japan.* 1959. V. 11. P. 9.
- Острийкер и др.* (Ostriker J.P., Spitzer L., Chevalier R.A.) // *Astrophys. J. (Letters)*. 1972. V. 176. L51.
- Робинсон и др.* (Robinson B.J., Manchester R.N., Whiteoak R.E. et al.) // *Astron. and Astrophys.* 1988. V. 193. P. 60.
- Сандерс и др.* (Sanders D.B., Solomon P.M., Scoville N.Z.) // *Astrophys. J.* 1984. V. 276. P. 182.
- Спизцер* (Spitzer L.) // *Astrophys. J.* 1958. V. 127. P. 17.
- Спизцер* (Spitzer L.) *Dynamical Evolution of Globular Clusters*. Princeton: Princeton University Press, 1987.
- Спизцер, Шевалье* (Spitzer L., Chevalier R.A.) // *Astrophys. J.* 1973. V. 183. P. 565.
- Сурдин В.Г.* // *Астрон. журн.* 1978. Т. 55. С. 702.
- Сурдин В.Г.* // *Астрон. журн.* 1979. Т. 56. С. 1149.
- Сурдин В.Г.* // *Астрон. циркуляр.* 1986. № 1434. С. 1.
- Сурдин В.Г.* // *Morphological and physical classification of galaxies* / Eds Longo G. et al. Dordrecht: Kluwer Publ. Company, 1992. P. 457.
- Сурдин В.Г.* // *The globular cluster – galaxy connection: globular clusters within the context of their parent galaxies* / Eds Smith G.H., Brodie J.P. San Francisco: Astron. Soc. Pacif., 1993. P. 342.
- Сурдин В.Г.* // *Astron. and Astrophys. Trans.* 1995. V. 7. P. 147.
- Сурдин В.Г.* // *Dynamical evolution of star clusters – confrontation of theory and observations* / Eds Hut P., Makino J. 1996. V. 313.
- Теунс* (Theuns T.) // *Astron. and Astrophys.* 1992. V. 259. P. 493.
- Трагер и др.* (Trager S.C., Djorgovski S., King I.R.) // *Structure and dynamics of globular clusters* / Eds Djorgovski S.G., Meylan G. San Francisco: Astron. Soc. Pacif., 1993. P. 347.
- Фаббiano* (Fabbiano G.) // *Ann. Rev. Astron. and Astrophys.* 1989. V. 27. P. 87.
- Фолл, Рис* (Fall S.M., Rees M.J.) // *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* 1977. V. 181. P. 37P.
- Харрис* (Harris W.E.). *New catalog of globular cluster parameters.* 1994. Высылается в электронной форме по e-mail запросу в адрес harris@phynsun.physics.mcmaster.ca. Доступен через Internet по ftp: phynsun.physics.mcmaster.ca. (Login = "anonymous", password = your e-mail address, cd pub, get mwgc.dat and mwgc.ref).
- Чернофф, Вайнберг* (Chernoff D.F., Weinberg M.D.) // *Astrophys. J.* 1990. V. 351. P. 121.