

УДК: 524.64-77

ПОТЕРЯ МАССЫ И ЭНЕРГИИ ТЕСНОЙ ДВОЙНОЙ СИСТЕМОЙ, ДВИЖУЩЕЙСЯ В ОКРЕСТНОСТИ АКТИВНОГО ЯДРА ГАЛАКТИКИ

В.Г.ГОРБАЦКИЙ, С.П.ПРОХОРОВ

Поступила 22 декабря 1996

Трансформация тесной двойной системы (ТДС) в сильном гравитационном поле активного ядра галактики (АЯГ) во многих случаях приводит к потере массы системой. Главным фактором, вызывающим эту потерю, является взаимодействие компонентов в форме динамических приливов и столкновений. Расчеты показали, что потеря массы сопровождается освобождением энергии в достаточно больших количествах для того, чтобы этот процесс мог наблюдаться в виде кратковременных вспышек. Многие свойства таких вспышек сходны с наблюдаемыми в АЯГ, и поэтому очень тесные сближения компонентов могут рассматриваться как одна из возможных причин вспышечной активности.

1. *Введение.* Для активных ядер галактик (АЯГ) характерна переменность излучения в форме кратковременных вспышек на различных частотах (см., напр., [1]). Продолжительность вспышек неодинакова в различных диапазонах длин волн. Она наиболее короткая в рентгеновском диапазоне (2-20 кэВ), где время нарастания блеска составляет $\sim 10^3$ - 10^4 с. Предполагается, что механизм излучения при вспышках синхротронный, и усиление излучения обусловлено локальным возрастанием концентрации релятивистских электронов в активном ядре вблизи "центральной машины" [2]. В последнее время вспышки излучения в рентгеновском диапазоне стали связываться с действием ударных волн, распространяющихся в газе, который содержится в активном ядре. Этот взгляд на природу вспышек не противоречит указанному предположению, поскольку в сильных ударных волнах происходит ускорение частиц до релятивистских энергий. В работе [3] было показано, что обнаруженная ранее [1] из наблюдений зависимость характерного времени возрастания интенсивности излучения от его частоты соответствует теоретической, рассчитанной в предположении, что в широком интервале частот излучение создается синхротронным механизмом.

Оценки напряженности магнитного поля в предполагаемой области вспышки [4,3] привели к величине $H \approx 0.1$ - 1 Гс. Такие значения H , согласно существующим представлениям о магнитных полях в области активного ядра, могут достигаться на расстояниях 10^{16} - 10^{17} см от его центра (предположительно от "черной дыры").

В окрестностях АЯГ (на расстоянии порядка 0.1 пк и менее) могут находиться одновременно сотни тесных двойных систем (ТДС). При движении такой системы в сильном гравитационном поле АЯГ ее орбита модифицируется. Причем во многих случаях это изменение настолько сильное, что происходит очень тесное сближение компонентов ТДС [3], вплоть до того, что расстояние между их центрами r_{12} становится равным $R_1 + R_2$ (здесь R_1 и R_2 - радиусы компонентов). При таких сближениях сильное взаимодействие звезд приводит к освобождению большой энергии ($\geq 10^{48}$ эрг). Расчеты показали, что очень тесные сближения происходят на расстояниях $\sim 10^{16} - 10^{17}$ см от центра активного ядра. Эти обстоятельства позволяют предполагать взаимодействие звезд-компонентов ТДС как одну из причин вспышек в АЯГ. В данной статье производится более подробное обсуждение этого вопроса на основе эффектов, вызванных таким взаимодействием.

2. Механизмы, обуславливающие потери вещества и энергии из ТДС. Количество газа, теряемого компонентами ТДС при их очень тесном сближении, зависит от структуры звезд и обстоятельств их сближения, прежде всего, от величины минимального расстояния между центрами компонентов и значения их относительной скорости в этот момент.

Возможны три механизма, приводящих к потере газа звездами в результате их взаимодействия:

1. Если минимальное расстояние между центрами звезд $r_{12}^{\min}$ превосходит сумму радиусов звезд $R_1 + R_2$, то потеря газа должна происходить только вследствие динамических приливов.

2. В случае нецентрального столкновения, когда $0 < r_{12}^{\min} < R_1 + R_2$ при достаточно большом значении относительной скорости звезд происходит отрыв от звезд некоторой доли массы. Эта доля тем больше, чем меньше величина $r_{12}^{\min}$. Кроме того при столкновении образуется сильная ударная волна, нагревающая газ до очень высокой температуры.

3. При быстром отрыве внешних слоев звезды она теряет равновесие, и из открывшихся горячих областей газ должен истекать в пространство до тех пор, пока равновесие не восстановится.

В конечном счете в результате очень тесного сближения звезд образуется облако горячего газа, расширяющееся с большой скоростью. Одновременно с расширением газ теряет энергию путем излучения и охлаждается. Это должно приводить к явлению вспышки.

Для расчетов потери вещества из ТДС помимо модели строения компонентов необходимо задать ряд параметров. Во-первых, массы компонентов m_1 , m_2 , а также массу m_3 третьего тела (ядра галактики). Должны быть заданы элементы орбиты в начальный момент. Расчет

движения в такой системе позволяет получить значения скорости компонентов $v_1(t)$ и $v_2(t)$, а также $r_{12}(t)$ [5]. Заметим, что для звезд со значительной концентрацией вещества к центру при расчете движения не требуется изменять первоначальную модель, применявшуюся в [5], когда звезды рассматривались как точечные объекты. Вероятность лобового столкновения мала, и этот случай здесь не рассматривается.

С учетом указанных ограничений рассчитываются скорости потери газа звездами $\dot{m}_1(t)$, $\dot{m}_2(t)$ и полное количество вещества, ушедшего из системы до момента распада ТДС.

3. *Результаты расчетов приливных взаимодействий.* Точный расчет движения газа в ТДС при учете динамических приливов является очень сложной задачей. Для преследуемых в данной работе целей достаточно рассматривать упрощенную модель приливного взаимодействия, чтобы на основе ее расчета оценить массу теряемого системой газа.

Действие приливов особенно сильно сказывается на потере вещества звездой - компонентом ТДС, если эта звезда заполняет объем, соответствующий ее полости Роша (хотя это условие не является необходимым, см., напр., [6]). Газ уходит от звезды главным образом через окрестность критической точки Лагранжа L_1 и образует оболочку вокруг обоих компонентов. При расширении этой оболочки газ покидает систему через точки L_2 и L_3 .

Когда расстояние между центрами компонентов r_{12} велико и звезда не заполняет свою полость Роша, скорость потери газа ТДС не может быть значительной. Однако, при уменьшении r_{12} в процессе сближения компонентов, размеры критической эквипотенциальной поверхности должны уменьшаться и соответственно должно возрастать истечение газа с поверхности звезды.

Расчеты скорости потери газа подобной системой были выполнены для различных значений масс компонентов, но в данной статье приводятся только результаты, относящиеся к случаю, когда $m_1 = m_2 = M_\odot$ и $m_3 = 10^3 M_\odot$. Это качественно соответствует системам типа W UMa, которые, как известно, составляют преобладающую долю всех тесных двойных систем. Кроме того, было использовано предположение, что форма критической поверхности Роша сферическая. Ее радиус обозначим R_* .

При сближении звезд величина $r_{12}(t)$ уменьшается. Соответственно изменяется и R_* . Когда начинает выполняться неравенство $R_* \leq R_c$, то внешние слои звезды уже не удерживаются ее тяготением. Предполагая,

что потеря газа происходит равномерно со всей поверхности звезды, для скорости потери массы имеем

$$\dot{M}_*(t) = 4\pi R_{cr}^2(t) \rho(r = R_{cr}) \frac{dR_{cr}}{dt}, \quad (1)$$

где $\rho(r)$ - плотность вещества в звезде на расстоянии r от ее центра.

Величина R_{cr} определяется по величине и направлению скорости движения сближающихся звезд, которые находятся интегрированием уравнений задачи трех тел (см.[5]). Плотность газа $\rho(r=R_{cr})$ находится из предварительно рассчитанной модели звезды.

Полная потеря массы звездой вследствие приливов определяется интегрированием

$$\Delta M_* = \int_{t_0}^{t_{min}} \dot{M}_*(t) dt, \quad (2)$$

где t_0 - момент начала сближения, а t_{min} - момент, когда r_{12} достигает минимального значения.

В отрывающемся от звезды газе содержится энергия, которая впоследствии уходит в пространство в форме излучения. Общее количество потерянной энергии ΔE , равное

$$\Delta E_* = 6\pi \frac{\mathfrak{R}^*}{\mu} \int_{r(t_{min})}^R r^2 \rho(r) T(r) dr, \quad (3)$$

также может быть найдено для конкретной модели звезды при определяемом из расчетов значении t_{min} , так как $r(t_{min}) = R_* - R_{cr}(t_{min})$.

В качестве характерного примера на рисунках продемонстрированы результаты расчетов потери массы и энергии системой, состоящей из звезд равной массы. Количество газа, теряемого обеими звездами в этом случае, одинаково. Использована близкая к политропе стандартная модель звезды с массой, равной $M_\odot$. Первоначальная орбита принята круговой. На рис. 1 представлено изменение величины r_{12} со временем. Значение $r_{12}^{min} = 0.01 a.e. \approx 2 R_\odot$ и поэтому в момент t_{min} имеет место почти касание обеих звезд. После близкого прохождения ТДС распадается - расстояние между ее компонентами монотонно возрастает.

Зависимость потери массы системой от времени изображена на рис.2, а потери тепловой энергии, содержащейся в оторвавшихся слоях звезд - на рис.3. Общая потеря массы системой $\Delta M = 2\Delta M_* \approx 0.148 M_\odot$, а энергии $\Delta E = 2\Delta E_* \approx 8.58 \cdot 10^{46}$ эрг. Заметим, что полученные значения ΔM и ΔE близки к максимально возможным для подобных систем при взаимодействиях, не сопровождающихся непосредственным контактом

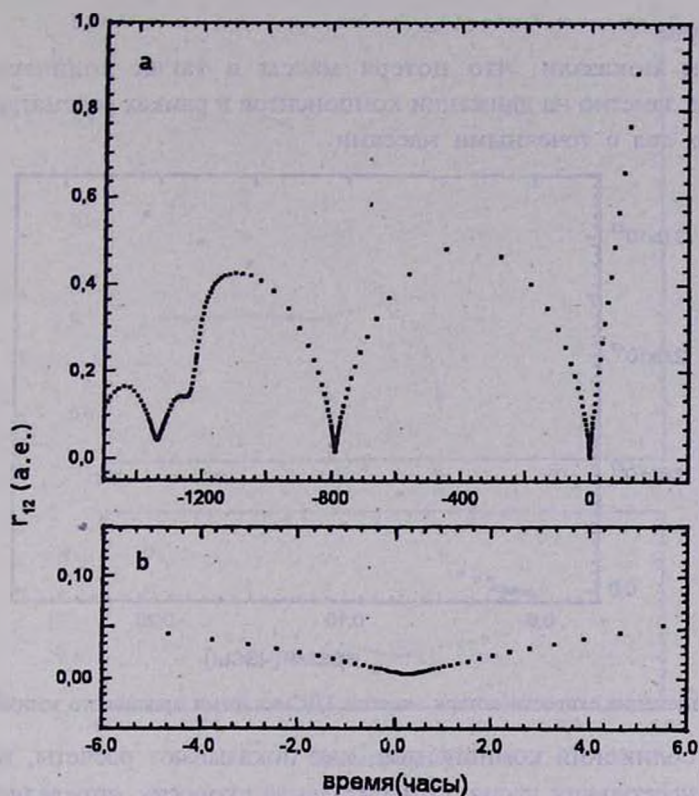


Рис. 1. а). Изменение расстояния r_{12} между центрами компонентов двойной системы со временем вблизи момента тесного сближения. б). То же самое, но в увеличенном масштабе.

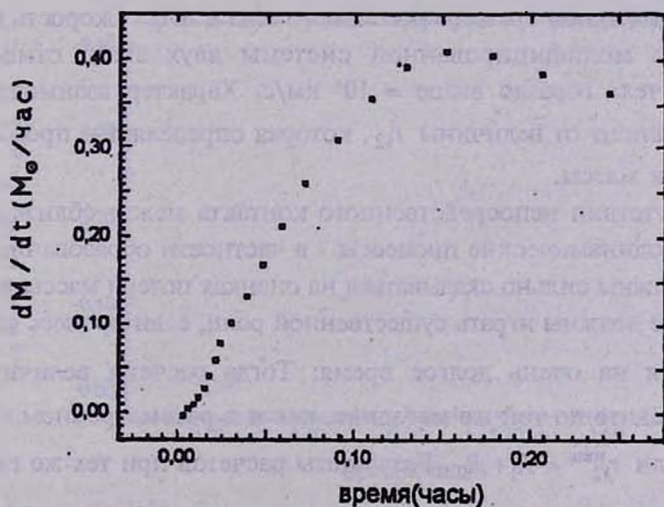


Рис.2. Изменение скорости потери массы ТДС во время приливного взаимодействия.

компонентов.

Расчеты показали, что потеря массы в таких количествах не сказывается заметно на движении компонентов в рамках рассматриваемой задачи трех тел с точечными массами.

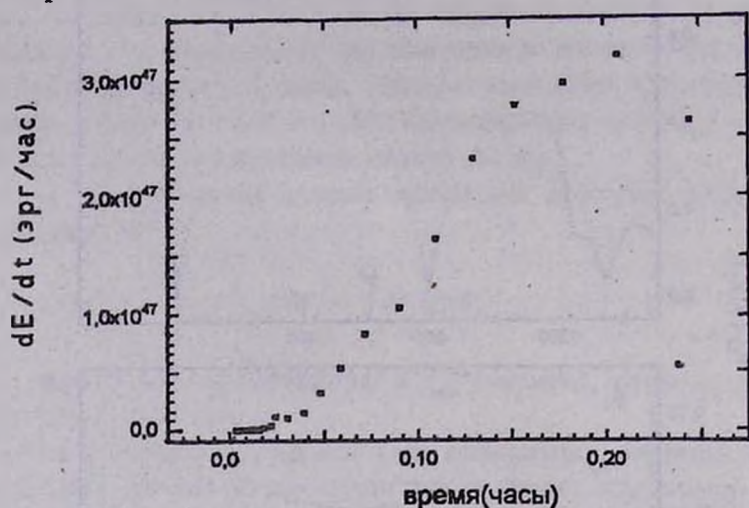


Рис.3. Изменение скорости потери энергии ТДС во время приливного взаимодействия.

Время сближения компонентов, как показывают расчеты, невелико - порядка нескольких часов. Относительная скорость, определяемая как $\dot{r}_{12}$, при этом относительно невелика - в приведенном примере она составляет около 400 км/с. Относительное движение компонентов ТДС в это время по существу уже не кеплеровское. Оно определяется главным образом воздействием третьего массивного тела в АЯГ. Скорость движения центра масс модифицированной системы двух звезд относительно массивного тела гораздо выше $\approx 10^4$ км/с. Характер взаимодействия в основном зависит от величины $\dot{r}_{12}$, которая определяет и продолжительность потери массы.

При отсутствии непосредственного контакта между сближающимися звездами газодинамические процессы - в частности образование ударных волн - не должны сильно сказываться на оценках потери массы и энергии. Они также не должны играть существенной роли, если процесс сближения растягивается на очень долгое время. Тогда расчеты величины $\dot{M}(t)$ можно проводить по той же методике, как и в рассмотренном выше случае, даже если $r_{12}^{\min} < R_1 + R_2$. Результаты расчетов при тех же параметрах звезд, которые указаны выше, но для величины $r_{12}^{\min} = 0,0026a. e. \approx 0,6 R_1$ приведены на рис. 4-6. Для этого случая получены следующие значения

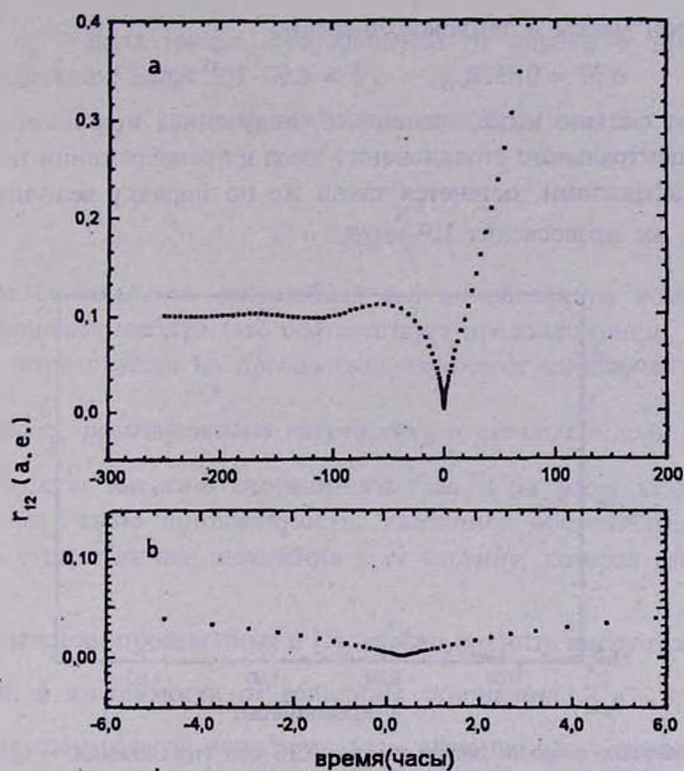


Рис.4. а). Изменение расстояния r_{12} между центрами компонентов двойной системы со временем при столкновении с малой скоростью ($\dot{r}_{12} < 100 \text{ км/с}$). б). То же самое, но в увеличенном масштабе.

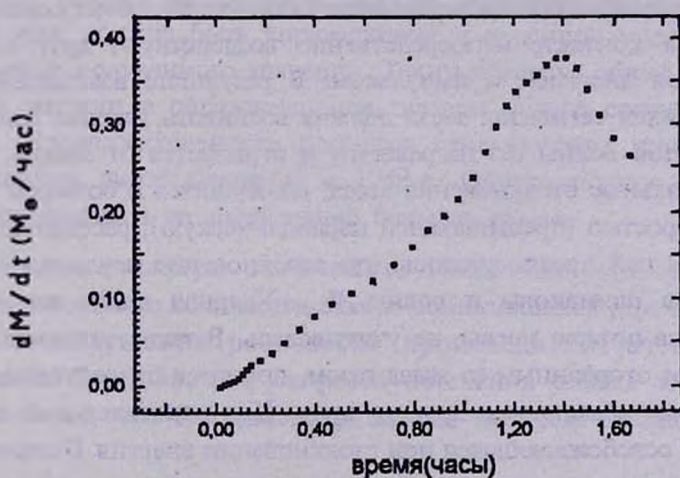


Рис.5. Изменение скорости потери массы ТДС при столкновении.

полной потери массы и тепловой энергии:

$$\Delta M = 0.632 M_{\odot}, \quad \Delta E = 6.60 \cdot 10^{47} \text{ эрг.}$$

Как будет сказано ниже, оценка ΔE , полученная при исследовании процесса нецентрального столкновения звезд в пренебрежении газодинамическими эффектами, останется такой же по порядку величины, если значение v_{12} не превосходит 10^2 км/с.

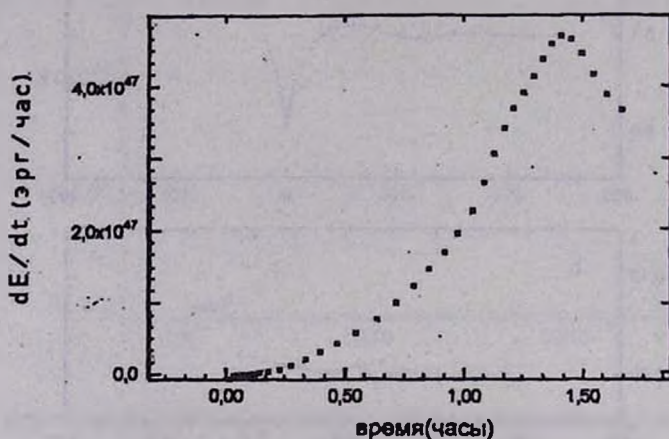


Рис. 6. Изменение скорости потери энергии ТДС при столкновении.

В противном случае процесс взаимодействия должен описываться по-иному. Этот вопрос рассматривается в следующем разделе.

4. *Потери газа при нецентральной столкновении звезд.* В ходе нецентрального столкновения звезд газовые слои обоих компонентов, которые при контакте непосредственно воздействуют друг на друга, обмениваются энергией и импульсом. В результате взаимодействия в сталкивающихся сегментах звезд должна возникать ударная волна. Под действием этой волны газ нагревается и отрывается от звезды.

Нецентральные столкновения звезд, движущихся с большой относительной скоростью (превышающей параболическую), рассматривались в работе [7]. В ней предполагалось, что столкновение неупругое, а массы компонентов одинаковы и равны $M_{\odot}$. Ударная волна как фактор, влияющий на потерю массы, не учитывалась. В таких условиях облако, образованное оторванным от звезд газом, покоится относительно центра масс, а звезды разлетаются друг от друга. При относительной скорости движения V освобождающаяся при столкновении энергия U определяется соотношением

$$U = \frac{\alpha_1 m_1 \cdot \alpha_2 m_2}{\alpha_1 m_1 + \alpha_2 m_2} \frac{V^2}{2}, \quad (4)$$

где α_1, α_2 - доля массы, оторвавшейся от первой и второй звезды соответственно. Если

$$\alpha_1 = \alpha_2 = \alpha \text{ и } m_1 = m_2 = M_{\odot},$$

то

$$U = \alpha M_{\odot} \frac{V^2}{4}. \quad (5)$$

Если считать, что оторванный газ из облака не возвращается к разлетающимся звездам (это соответствует предположению, что энергия газа не затрачивается на преодоление тяготения звезды, то есть $v_{\text{изр}} = 0$),

то около $\frac{U}{2}$ расходуется на нагрев газа, а остальная доля переходит в кинетическую энергию оторванного газа. При этом газовое облако увеличивает свою протяженность. Указанное обстоятельство должно вносить существенные изменения в ту картину, которая рассмотрена в [7].

Из расчетов, проведенных в [7], можно оценить массу газа, теряемого звездами, в зависимости от величины отношения $\frac{r_{12}^{\text{min}}}{2 R_*}$, где $R_* = R_{\odot}$.

В предыдущем разделе использовалось значение этого отношения ≈ 0.3 . Согласно [7], такой величине соответствует потеря массы из системы $\Delta M \approx (0.5+0.6) M_{\odot}$, что очень близко к полученному для приливной модели.

Если скорость сближения компонентов $\dot{r}_{12}(t)$ оказывается близкой к $5 \cdot 10^7$ см/с, то соответственно на нагрев газа затрачивается энергия $\approx 2 \cdot 10^{47}$ эрг. Оценка же тепловой энергии, содержащейся в оторванном от звезд газе, должна быть справедливой и в данной модели, то есть втрое больше полученного значения. Таким образом, общее количество тепловой энергии в образовавшемся газовом облаке составляет около 10^{48} эрг. Продолжительность процесса столкновения короче, чем в рассмотренном выше случае и $\approx 2 \cdot 10^3$ с. Однако полное охлаждение должно происходить за значительно большее время.

5. Заключительные замечания. После быстрого отделения от звезды значительного количества газа из обнажившихся горячих областей вследствие нарушения равновесия происходит истечение газа в окружающее пространство. Скорость истечения близка к утроенной скорости звука, что для рассматриваемых моделей составляет сотни км/с.

С другой стороны, из горячих слоев звезды в это время исходит мощный поток излучения, приводящий к их охлаждению. Таким образом, вопрос о том, как звезда приходит к равновесию после потери

массы, является очень сложным и его решение далеко выходит за рамки данной работы. Однако грубые оценки, которые были сделаны, показали, что количество истекающего из звезды газа и излучаемая им энергия по порядку величины такие же, как масса и энергия, содержащиеся в отрывающихся слоях.

Что касается времени, за которое охлаждается облако газа, образовавшееся в результате взаимодействия сближающихся звезд, то оно зависит от механизмов излучения и динамики облака. Расширение облака связано с действием ударной волны. Скорость волны в облаке изменяется. При выходе ударной волны на периферию облака эта скорость может достигать 10^4 км/с. Как известно, в сильной ударной волне происходит ускорение частиц до релятивистских энергий, причем общая энергия этих частиц может составить заметную долю энергии волны. В окрестности активного ядра галактики напряженность магнитного поля составляет порядка 1 Гс. Выражение для продолжительности рентгеновской вспышки, полученное в [3], при условии, что механизм ее излучения синхротронный

$$\Delta t \approx 10^{12} H_1^{-\frac{1}{2}} \nu^{-\frac{1}{2}} \text{ с}, \quad (6)$$

где ν - частота излучения. При $\nu = 10^{18} \text{ с}^{-1}$ и $H_1 = 1 \text{ Гс}$ значение $\Delta t \approx 10^3 \text{ с}$, что вполне соответствует наблюдениям. По порядку величины согласуется с наблюдениями и количество излучаемой энергии $\approx 10^{47} + 10^{48}$ эрг.

Таким образом, по своим основным характеристикам рентгеновские вспышки, наблюдаемые в активных ядрах галактик, соответствуют вспышкам, которые должны происходить при распаде многих тесных двойных систем, находящихся в окрестности АЯГ. Это может быть основанием для более углубленного исследования процессов распада ТДС вблизи АЯГ.

Данная работа выполнена при финансовой поддержке Российского Фонда фундаментальных исследований (проект №95-02-05597).

Астрономический институт Санкт-Петербургского
государственного университета, Россия

MASS AND ENERGY LOSSES FROM CLOSE BINARY SYSTEM MOVING IN THE VICINITY OF AN ACTIVE GALACTIC NUCLEUS

V.G.GORBATSKY, S.P.PROKHOROV

The transformation of an close binary system (CBS) in the strong gravitational field of an active galactic nucleus (AGN) leads to mass loss from the system in many cases. The main factor causing this loss is the interaction of components in the forms of dynamical tides and collisions. As the computations have shown liberation of thermal energy that accompany the mass loss is great enough to make this events observable as the shortterm flares. Many properties of such flares are similar to observed ones in AGN and therefore very close approach of CBS components may be considered as one of the possible causes of flare activity.

ЛИТЕРАТУРА

1. *J.N.Bregman*, *Astron. Astrophys. Rev.*, **2**, 125, 1990.
2. *B.Dennison, J.J.Condon*, *Astrophys. J.*, **246**, 91, 1981.
3. *V.G.Gorbatsky*, in "Variability of Blazars", *Cambridg Univ. Press*, 1992, p.327.
4. *В.Г.Горбацкий*, *Астрофизика*, **2**, 276, 1985.
5. *В.Г.Горбацкий, С.П.Прохоров*, *Письма в Астрон.ж.*, №21, 276, 1995.
6. *Ю.П.Корвяковский*, *Изв. Спец.астрофиз.обсерв.* №4, 115, 1972.
7. *L.Spitzer Jr., W.C.Saslaw*, *Astrophys. J.*, **143**, 400, 1966.