

524.354.6

РОЖДЕНИЕ И ЖИЗНЬ МАССИВНЫХ ЧЕРНЫХ ДЫР*В.И. Докучаев**(Институт ядерных исследований АН СССР)*

СОДЕРЖАНИЕ

1. Введение	1
2. Образование массивных черных дыр в эволюционирующих звездных системах	3
3. Сверхмассивная звезда с черной дырой в центре	16
4. Структура звездной системы с черной дырой в центре	20
5. Совместная эволюция ядра галактики и центральной черной дыры	27
6. Центральный источник	36
7. Наблюдательный статус массивных черных дыр	41
8. Заключение	47
Список литературы	48

1. Введение. Грандиозные явления в наблюдаемой Вселенной — ядра активных галактик и их наиболее впечатляющая разновидность — квазары связаны с выделением гравитационной энергии в очень массивных источниках. Практически единственный претендент на роль таких источников, выдвигаемый современной физической парадигмой — аккрецирующая массивная черная дыра (ЧД). Только с привлечением массивных ЧД удастся непротиворечивым образом объяснить наиболее яркие особенности ядер активных галактик и квазаров: огромную светимость, большую длительность активной стадии, быструю переменность, направленные выбросы в виде гигантских коллимированных струй [1—7]. Альтернативные модели, такие как сверхмассивные звезды [8—11] или компактные скопления сталкивающихся и взрывающихся звезд [12], также могут обеспечить энергетику ядер активных галактик. Однако подобные объекты оказываются слишком короткоживущими образованиями и представляют собой лишь промежуточную стадию коллапса больших масс вещества в ЧД. Если все галактики имеют общее происхождение, то и

в ядрах нормальных галактик могут находиться массивные ЧД, но в пассивном состоянии "мертвого" квазара или в состоянии слабой активности в силу малости аккреционных потоков вещества, либо чрезвычайно низкой эффективности конверсии массы в излучение.

Помимо эвристических аргументов и теоретических моделей аккрецирующих ЧД постепенно накапливаются и наблюдательные свидетельства присутствия компактных массивных образований как в ядрах ближайших нормальных галактик [13—19], включая нашу собственную Галактику [20—21], так и в ядрах активных галактик [22—29]. Тем не менее следует подчеркнуть, что решающее доказательство, подтверждающее релятивистский характер центральных источников в галактических ядрах и позволяющее идентифицировать важнейшую характеристику ЧД — горизонт событий, еще ждет своего автора.

Начиная с открытия квазаров [30] в 1963 г. и первопроходческих теоретических работ 60-х годов [31—34], разработка проблемы активности галактических ядер превратилась в целую "индустрию" многоволновых наблюдений, анализа данных, моделирования и теоретических изысканий, уходящих корнями практически во все разделы физики. Общая современная картина феномена активности выглядит следующим образом. Центральный источник ядра активной галактики или квазара представляет собой массивную ЧД с массой $M_h \sim 10^6 - 10^{10} M_\odot$. Эти массивные ЧД имеют или реликтовую по отношению к галактикам природу и ведут свою историю от ранних стадий расширения Вселенной [35—38], или, что более вероятно, возникают в ходе естественной эволюции галактических ядер [1—7]. Светимость центрального источника может быть близка к пределу Эддингтона $L_E \approx 1,3 \cdot 10^{46} M_h / 10^8 M_\odot \text{ эрг} \cdot \text{с}^{-1}$. Для поддержания гигантских светимостей необходимы аккреционные потоки вещества вплоть до $\dot{M}_h \sim 1 - 10^2 M_\odot \text{ год}^{-1}$ при эффективности переработки гравитационной энергии в излучение $\eta = L / \dot{M}_h c^2 \sim 0,1$, достижимой, например, при дисковой аккреции. Нестационарные процессы в потоке аккрецируемой плазмы сопровождаются флуктуациями светимости на минимальных масштабах порядка времени пересечения светом гравитационного радиуса центрального источника $r_g = GM_h / c^2 \approx 1,5 \cdot 10^{13} M_h / 10^8 M_\odot \text{ см}$. Обладающий угловым моментом аккрецируемый газ образует вокруг ЧД диск, погруженный в горячую истекающую корону. За счет эффектов динамо в аккреционном диске формируется магнитосфера с регулярным магнитным полем, частично пронизывающим дыру. В результате взаимодействия с ЧД вращающегося замагниченного плазменного диска образуются разреженные воронки, вытянутые вдоль общей оси вращения дыры и диска. В этих осесимметричных воронках генерируются противоположно направленные релятивистские струи. Согласно наблюдениям коллимированные струи или выбросы из центрального источника в ядрах галактик часто распространяются на расстояние, во много раз превышающее размер галактик. Огромные линейные размеры струй свидетельствуют, что стадия активности галактических ядер длится до 10^8 лет и, возможно, даже

дольше. В самих струях вблизи ЧД или на фронтах ударных волн, возникающих при взаимодействии струй с космической средой, с неизбежностью должны генерироваться космические лучи.

Проблематике ЧД посвящены многочисленные детальные обзоры и монографии (см., например, [1—7, 39—43] и цитируемую там литературу). Мы ограничимся рассмотрением в основном теоретических аспектов образования, эволюции и активности в ядрах галактик массивных ЧД, массы которых значительно превышают типичные звездные массы $m \sim M_{\odot}$.

Наиболее естественная цепочка эволюционной истории ядер галактик состоит из последовательных звеньев: сжимающееся компактное скопление звезд, короткоживущая сверхмассивная звезда или диск, массивная ЧД в центре остатка звездной системы, одиночная сверхмассивная ЧД в центре галактики. Диссипативные процессы в эволюционирующей звездной системе ускоряют процесс ее сжатия и увеличивают массу сердцевины, способной сколлапсировать в ЧД. Массивные ЧД в рамках этой эволюционной схемы — типичные обитатели ядер галактик и находятся либо в активном состоянии мощного центрального источника при обильной аккреционной подпитке, либо в пассивном состоянии "мертвого" квазара при скудной аккреции. Лишь маломассивные и разреженные звездные системы в галактических ядрах с параметрами шаровых скоплений звезд не способны породить ЧД с массой, значительно превышающей звездную массу, вследствие большой ее потери в результате рассеяния звезд из системы при эволюционном сжатии.

2. Образование массивных черных дыр в эволюционирующих звездных системах.

2.1. Особенности центральных звездных систем в ядрах галактик. Ядра галактик, являющиеся дном глубокой гравитационной потенциальной ямы, представляют собой наиболее подходящее место для концентрации больших масс вещества и его коллапса в массивную ЧД. Дополнительная масса переносится в центральную часть галактики звездами или газом, например, в виде "остывающего" потока, аккрецируемого из межгалактической среды на галактику и ее ядро [44, 45]. Кроме того, галактики с активными ядрами часто имеют явные признаки происшедшего слияния с другой галактикой, либо их формы сильно искажены приливным взаимодействием с близкой галактикой-компаньоном [46, 47]. Значительный рост массы галактических ядер скорее всего связан с подобными редкими встрясками родительских галактик. Массивные галактики, особенно входящие в состав богатых скоплений, в своей истории, видимо, переживают несколько актов слияния, и активность их ядер может иметь рекуррентный характер.

Собирающийся в ядрах галактик газ быстро по сравнению с временным циклом их жизни конденсируется и образует вместе с уже находящимися там звездами центральное звездное скопление. Сжатие этого скопления сопровождается ускорением всех происходящих в нем процессов, его динамическим обособлением от остальной части галактики и относительно быстрой и независимой эволюцией. Естественное направление эволюции ядер галактики, ведущее к рождению массивной ЧД, — это вековой рост в их центральных

частях скоростей звезд и соответственно гравитационного потенциала. Воздействия на ядра галактик извне в виде оседания на них галактического и межгалактического вещества происходят медленно по сравнению с циклами собственной динамической эволюции центральных звездных систем. Дискретные же воздействия типа бурного приливного взаимодействия и слияния галактик происходят редко. Все они эквивалентны изменениям начальных условий и обеспечивают разнообразие путей эволюции галактических ядер.

В самогравитирующих звездных системах состояние полного статистического равновесия не достигается, поскольку в ньютоновском пределе отсутствует минимум полной энергии. Это проявляется по крайней мере двояко. Во-первых, в результате взаимодействия звезд некоторые из них приобретают скорости, превышающие параболическую скорость вылета из скопления, и улетают (испаряются) из системы [48, 49]. Во-вторых, часть звезд может объединяться в гравитационно связанные подсистемы, эволюционирующие в во многих отношениях самостоятельно. Неустойчивость звездной системы, в результате развития которой ее центральная часть динамически обособляется и быстро по сравнению с системой в целом сжимается [50], получила название гравотермической катастрофы [51]. Подобный режим сжатия наступает при достаточно большом перепаде концентрации звезд между сердцевиной и периферией скопления, когда времена релаксации движущихся звезд в центре и на окраине системы сильно различаются. Из-за невозможности установления состояния статистического равновесия и коллективного характера взаимодействий звезд для последовательного исследования динамики звездных систем необходим кинетический подход [52], то есть решение кинетического уравнения для функции распределения звезд совместно с уравнением Пуассона, либо прямое численное интегрирование уравнений движения. Некоторые качественные особенности динамической эволюции проявляются в гомологическом приближении, называемом также гроссдинамическим, когда рассматриваются изменения во времени интегральных параметров системы типа ее эффективного размера, дисперсии скоростей звезд, массы сердцевины и т.п., отвлекаясь от эволюции пространственной структуры системы. При анализе динамики систем, состоящих из очень компактных объектов, например нейтронных звезд и черных дыр звездных масс, нужно учитывать постньютоновские поправки в уравнениях движения или использовать полностью релятивистский подход [53—57]. Однако в реалистических звездных системах задолго до наступления релятивистской стадии эволюции решающую роль начинают играть диссипативные процессы, связанные с конечными размерами звезд. К ним относятся, в частности, приливные взаимодействия и разрушительные столкновения звезд, ускоряющие сжатие центральной части звездной системы и превышающие ее еще на ньютоновской стадии в самогравитирующее компактное облако газа — сверхмассивную звезду.

2.2. Бездиссипативное сжатие звездной системы. Классическая схема динамической эволюции звездных систем типа галактических ядер и шаровых скоплений звезд [58, 59] состоит в том, что в изолированном звездном скоплении одиночных звезд обмен энергией между ними приводит к расширению и испарению внешней части системы, тогда как центральная

часть неограниченно сжимается. В результате звездная система приобретает структуру "компактная сердцевина — разреженное гало", причем время сжатия сердцевины составляет лишь несколько десятков времен релаксации.

При полной массе звезд в сердцевине динамически равновесного скопления M , состоящего для простоты из идентичных звезд с массой m , и при усредненной по всему скоплению дисперсии скоростей звезд v_0 эффективный радиус сердцевины равен $R = GM/2v_0^2$. Это соотношение по существу является определением величины R . По теореме вириала [60] в случае динамического равновесия полную энергию системы можно записать в виде $E = -Nmv_0^2/2$, где $N = M/m$ — число звезд в сердцевине. Параметры центральных звездных скоплений зависят от типов галактик и варьируются в широких пределах. Для ядер нормальных галактик характерные значения $M \sim 10^6 - 10^8 M_\odot$ и $v_0 \sim 10^2 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$, тогда как в ядрах наиболее активных галактик более вероятны значения $M \geq 10^8 M_\odot$ и $v_0 \geq 10^3 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$.

В силу кулоновского характера взаимодействий звезд изменение траекторий движения отдельных звезд в системе в основном определяется далекими сближениями и происходит диффузионно с характерным временем релаксации [61, 62]

$$T = \left(\frac{2}{3}\right)^{1/2} \frac{v^3}{3\pi G^2 m^2 n \Lambda}, \quad (2.1)$$

где $\Lambda = \ln(N/2)$ — кулоновский логарифм, v и n соответственно локальные значения дисперсии скоростей и концентрации звезд, m — масса отдельной звезды. В частности, в дисках спиральных галактик и в большей части объема эллиптических галактик время релаксации T значительно больше времени жизни Вселенной. Лишь в ядрах галактик, а также в центральных частях богатых шаровых скоплений звезд время релаксации $T < 10^{10}$ лет, что и обеспечивает их быструю относительно всей галактики эволюцию. Сравнивая время релаксации T с характерным динамическим временем пересечения звездной системы $t_{\text{dyn}} = R/v$, имеем $T/t_{\text{dyn}} \sim N/\ln N \gg 1$. Поэтому траектории звезд в самогравитирующей динамически равновесной системе представляют собой регулярные орбиты с медленно меняющимися на масштабах времени $t \ll T$ параметрами.

Качественные особенности эволюции центральных частей звездных систем прослеживаются в гомологическом приближении, исходя из уравнения эволюции

$$\frac{\dot{R}}{R} = -\left(\frac{\dot{E}}{E}\right) + 2\left(\frac{\dot{M}}{M}\right), \quad (2.2)$$

следующего из теоремы вириала. Оно описывает изменение во времени интегральных параметров самогравитирующей системы, находящейся в динамическом равновесии, и справедливо для масштабов времени $t \gg t_{\text{dyn}}$. Ос-

новой фактор бездиссипативной эволюции звездной системы, аппроксимированной $N = M/m$ точечными телами, — испарение из нее звезд [48, 49, 62, 63], происходящее со скоростью

$$\dot{N}_{\text{ev}} = \alpha \frac{N}{T_0}, \quad (2.3)$$

где численная константа $\alpha \approx 7,4 \cdot 10^{-3}$ при максвелловской функции распределения звезд по скоростям, $T_0 = T(v_0, n_0)$, а v_0 и n_0 — усредненные по системе дисперсия скоростей и концентрация звезд. Систему покидают звезды со скоростями, превышающими параболическую скорость $v_{\text{esc}} \approx 2v_0$. Каждая такая звезда обладает близкой к нулевой полной энергией. Поэтому в процессе испарения звезд полная энергия звездной системы $E \approx \text{const}$ и, как следует из уравнения (2.3), она сжимается по закону $R \propto N^2$. Дисперсия скоростей звезд, остающихся в системе, при этом растет как $v_0 \propto N^{-1/2}$. Совместное интегрирование уравнений (2.2) и (2.3) при $E = \text{const}$ и при пренебрежении, как и всюду ниже, медленным изменением логарифмического фактора Λ дает

$$R(t) = R(0) \left[1 - \left(\frac{t}{\tau_{\text{ev}}} \right) \right]^{4/7}, \quad (2.4)$$

где $\tau_{\text{ev}} = (2/7\alpha)T_0(0) \cong 40T(0)$. В звездной системе, состоящей из очень компактных звезд, испарение звезд неизбежно приведет к релятивистскому режиму сжатия, когда $v_0 \rightarrow c$ и ньютоновское приближение становится неприменимым. На релятивистской стадии уже не испарение звезд, а гравитационное излучение управляет сжатием системы, которое завершается коллапсом центральной ее части и образованием массивной ЧД. Если же звездная система состоит из нормальных звезд или даже вырожденных звезд типа белых карликов, у которых скорость убегания с поверхности звезды $v_p = (2Gm/r_*)^{1/2} \ll c$, где m — масса звезды, r_* — ее радиус, то еще на ньютоновской стадии доминирующее влияние на судьбу системы начинают оказывать диссипативные процессы, связанные с конечными размерами звезд.

2.3. Роль приливных взаимодействий звезд в эволюции звездных систем. Неупругие взаимодействия звезд, связанные с их приливным воздействием друг на друга, в силу своего диссипативного характера "охлаждают" звездную систему и, вообще говоря, ускоряют ее эволюционное сжатие [64]. Одновременно неупругие взаимодействия облегчают разбиение системы на гравитационно связанные подсистемы звезд, и именно это приводит к нетривиальному следствию — самозарождению в ней собственных источников "нагрева" [65 — 67]. Ими оказываются наиболее легко образующиеся подсистемы — двойные звезды. Они обмениваются энергией с системой в целом и некоторые из них уменьшают свою энергию, увеличивая энергию остальной части системы. Посредником в этом обмене наиболее часто выступают одиночные звезды, приобретающие в виде отдачи от двойной звез-

ды избыточную энергию, которая затем постепенно коллективизируется всем сообществом звезд. При определенных условиях нагрев звездной системы образующимися в ней парами способен радикально вмешаться в ее эволюционную историю и предотвратить образование массивной ЧД [68 — 70].

В разреженных звездных системах двойные звезды имеют реликтовое происхождение и рождаются при фрагментации вращающихся облаков газа на отдельные протозвезды. В плотных же звездных системах двойные звезды образуются при двухтельном сближении за счет приливного взаимодействия звезд и с гораздо меньшей вероятностью при биздиссипативных трехтельных сближениях [71, 72]. Приливной механизм образования пар работает при условии, что диссипируемая при сближениях звезд энергия не превышает их собственной энергии связи. Это требование реализуется лишь в системах с дисперсией скоростей звезд $v_0 < v_p$. Из-за своей относительно большой массы двойные звезды концентрируются в центральной части системы. В ее нагреве участвуют только прочные или "жесткие" пары, энергия связи которых x превышает среднюю кинетическую энергию звезд $\beta^{-1} = mv_0^2/3$, где m — масса отдельной звезды, v_0 — дисперсия скоростей звезд. Мягкие же пары, у которых энергия связи $x < \beta^{-1}$, при взаимодействии с одиночными звездами в основном разрушаются [63, 67], не оказывая существенного воздействия на динамику системы в целом. Тот факт, что приливное образование пар сопровождается диссипацией энергии из звездной системы, а их упрочнение, напротив, нагревает ее, делает самосогласованное исследование роли двойных в эволюции звездных систем довольно сложной задачей, не решенной полностью даже с помощью численного моделирования [73 — 77]. Ниже мы рассмотрим влияние приливного взаимодействия звезд на эволюцию звездной системы на примере простой аналитической модели.

2.4. Диссипативное охлаждение звездной системы и образование двойных звезд. При близких пролетах звезд приливное гравитационное взаимодействие возбуждает в них нерадиальные колебания, энергия которых черпается из кинетической энергии звезд, постепенно диссипирует в тепло и излучается [71]. Модельные расчеты в рамках политропного приближения для внутренней структуры звезд [78] дают для энергии, диссипируемой при однократном сближении идентичных звезд с массами m и радиусами r_* , значение

$$\Delta E \approx 2^{7/3} \frac{Gm^2}{r_*} \left(\frac{r_*}{R_{\min}} \right)^{10}, \quad (2.5)$$

где R_{\min} — радиус периастра, соответствующий расстоянию между звездами в момент их максимального сближения. Если при однократном сближении звезд в каждой из них диссипирует энергия $\Delta E > mu^2/4$, где u — относительная скорость звезд до сближения, то звезды образуют гравитационно связан-

ную пару. Сближения с диссипацией меньшей энергии не приводят к связыванию звезд и эквивалентны трению. По аналогии с атомными процессами назовем такие сближения свободно-свободными (f—f)-переходами.

Приливные взаимодействия, ведущие к их связыванию, как правило, порождают пару с отличным от нуля эксцентриситетом орбиты e и энергией связи x , малой по сравнению со средней кинетической энергией звезд в системе $\beta^{-1} = mv_0^2/3$. Орбитальный момент такой пары J значительно превышает собственный угловой момент вращения образующих пару звезд. Поэтому последующие сближения звезд в паре, сопровождающиеся увеличением энергии связи и скруглением орбиты (уменьшением e), будет происходить при $J \approx \text{const}$. В этом случае будет оставаться постоянным соотношение

$$\frac{x}{1-e} = \frac{G^2 m^5}{4J} = \frac{Gm^2}{4R_{\min_0}}. \quad (2.6)$$

где R_{\min_0} — расстояние до периастра в момент образования пары. Отсюда следует, что максимальная энергия связи, которую может приобрести пара при циркуляризации своей орбиты в результате диссипации энергии при многих последовательных прохождении периастра, составляет

$$x_c = \frac{x_0}{1-e_0^2}, \quad (2.7)$$

где x_0 и e_0 — соответственно энергия связи и эксцентриситет орбиты пары в момент образования. Сближения, приводящие к заведомо выживающей в системе жесткой паре с энергией связи $x > \beta^1$ уже при однократном сближении звезд, будем называть свободно связанными (f—b)-переходами. К процессам f—b будем относить и сближения звезд, заканчивающиеся их столкновениями. Возможны также f—b—b-процессы, когда вначале образуется мягкая пара, а затем за счет дальнейшей приливной диссипации энергии она превращается в жесткую пару. Для этого необходимо, чтобы ее эксцентриситет e и энергия связи x удовлетворяли согласно уравнениям (2.6) и (2.7) условию $1 - e^2 < \beta x$. Дополнительное ограничение следует из необходимости малости времени приливного упрочнения такой пары до энергии связи $x_c = \beta^{-1}$, соответствующей границе прочности, по сравнению с временем разрушения мягкой пары одиночными звездами [63, 67]

$$t_s(x) = \frac{3^{3/2}}{20\pi^{1/2}} \cdot G^{-2} m^{-7/2} n^{-1} \beta^{-1/2} x \sim \beta x \Lambda T. \quad (2.8)$$

Часть мягких пар, не успевающих до своего разрушения преодолеть границу прочности, дают **f—b—f-переходы**. Бездиссипативные тройные сближения звезд также могут породить связанную пару. Основная часть этих пар при последующей приливной циркуляризации орбит не достигает границы прочности и разрушается (b—b—f-переходы). Лишь малая доля этих пар проходит

границу прочности и выживает в звездной системе (b—b-переходы). Преобладающими процессами образования прочных пар в звездной системе оказываются парные приливные взаимодействия звезд [64, 69, 72].

Полная скорость приливной диссипации кинетической энергии звезд в звездной системе есть

$$\dot{E}_{\text{dis}} = -\frac{N}{2} \cdot \int_0^{\infty} d^3u f(u) u \int_0^{\infty} dp \cdot 2np \Delta E(p, u). \quad (2.9)$$

В этом выражении n — концентрация звезд, $f(u)$ — функция распределения звезд по относительным скоростям u , p — прицельный параметр, равный

$$p = R_{\min} \left[1 + \left(\frac{4Gm}{u^2 R_{\min}} \right) \right]^{1/2}, \quad (2.10)$$

и, наконец, $\Delta E(p, u)$ — диссипируемая кинетическая энергия звезд, равная энергии приливной диссипации (2.7) для f—f-переходов, и $\Delta E(p, u) = mu^2/4$ для f—b- и f—b—b-переходов. В случае максвелловской функции распределения $f(u)$ получим [64, 69]

$$\dot{E}_{\text{dis}} = \left(\frac{2}{\pi} \right)^{1/2} \left(\Gamma(0,9) + \frac{8}{5} \cdot \Gamma(0,8)g \right) g \beta^{-1} \frac{N}{\Lambda T_0}; \quad (2.11)$$

здесь $\Gamma(0,9) \approx 1,069$ и $\Gamma(0,8) \approx 1,164$ — гамма-функции,

$$g = 2^{37/30} (Gm^2 \beta / r_*)^{-9/10}. \quad (2.12)$$

Вклады процессов f—b, f—f и f—b—b в (2.11) составляют соответственно 85, 10 и 5% [69], тогда как вклады процессов b—b—f и b—b ничтожно малы. Оптимальные условия образования жестких пар с энергиями связи после циркуляризации орбит в интервале $\beta^{-1} < x < x_{\max}$ выполняются, как показывает детальный анализ, лишь при дисперсии скоростей звезд в диапазоне

$$0,52(\beta x_{\max})^{-5/9} < v_0/v_p < 0,52, \quad (2.13)$$

где правая часть неравенства соответствует условию $g < 1$ в уравнении (2.12). В этом случае, эквивалентном линейному по g приближению, скорость образования в системе жестких пар равна

$$\dot{N}_b \approx \left(\frac{2}{\pi} \right)^{1/2} \left(\Gamma(0,9) - (\beta x_{\max})^{-1/10} \right) g \frac{N}{\Lambda T_0}. \quad (2.14)$$

Максимальная энергия связи пар x_{\max} соответствует границе слияния звезд в паре и зависит от их типов.

2.5. Диссипативная эволюция с учетом нагрева двойными звездами. Жесткие пары звезд, образующиеся при диссипативных сближениях звезд или возникшие в звездной системе на стадии формирования в ней звезд (реликтовые пары), в среднем только увеличивают свою энергию

связи при взаимодействиях с одиночными звездами, превращаясь в источники нагрева системы. Скорость изменения энергии связи x жесткой пары на величину y при взаимодействии с налетающей одиночной звездой задается передаточной функцией [67]

$$Q(x, y) \approx 45m^{7/2}\beta^{1/2}G^2 \times x^{-2}\exp(\beta y) \quad \text{при } y < 0, \\ \times x^{5/2}(x+y)^{-9/2} \quad \text{при } y > 0. \quad (2.15)$$

Отсюда, при $\beta x \gg 1$ средняя передаваемая одиночной звезде энергия равна

$$\langle y \rangle = \int_{-\infty}^{+\infty} Q(x, y) y dy \left(\int_{-\infty}^{+\infty} Q(x, y) dy \approx \frac{2}{5} x \right)^{-1}. \quad (2.16)$$

В случае звезд одинаковой массы $2/3$ этой энергии передается одиночной звезде, а $1/3$ идет на изменение движения центра масс жесткой пары. Поэтому взаимодействие одиночных звезд с жесткими парами с $x > x_1 = (135/4)\beta^{-1}$ приводит к выбросу первых из системы, а при $x > x_2 = (315/4)\beta^{-1}$ вследствие отдачи из системы вылетает сама жесткая пара. Такие сверхжесткие пары дают вклад в нагрев системы только при однократном взаимодействии с одиночными звездами. Скорость возрастания энергии связи жесткой пары согласно (2.16) есть

$$\left(\frac{dx}{dt} \right)_h = n \int_{-\infty}^{+\infty} Q(x, y) y dy \approx \frac{36}{7} G^2 m^{7/2} \beta^{1/2} n. \quad (2.17)$$

Излучение гравитационных волн при круговой орбите пары приводит к росту ее энергии связи со скоростью [60]

$$\left(\frac{dx}{dt} \right)_{\text{grav}} = \frac{2^{11}}{5} \frac{x^5}{Gm^5 c^5}. \quad (2.18)$$

Жесткие пары участвуют в нагреве системы только при $(dx/dt)_h > (dx/dt)_{\text{grav}}$ или

$$\beta x_{\text{max}} \leq \beta x_{\text{grav}} \approx 4,7(Gm)^{3/5} \frac{cn^{1/5}}{v_0^{11/5}}. \quad (2.19)$$

Используя теорему вириала, получим оценку $\beta x_{\text{grav}} \sim (c/v_0)N^{-2/5}$. Энергия связи пар ограничивается также слиянием звезд в паре, которое происходит [79] при размере большой полуоси пары $\alpha \leq 1,2r_*$, что соответствует предельной энергии связи пары

$$\beta x_{\text{max}} < \beta x_{\text{tide}} \approx 0,6(v_p/v_0)^2. \quad (2.20)$$

Пары выбывают из числа нагревающих систему при $x_{\text{max}} = \min(x_2, x_{\text{grav}}, x_{\text{tide}})$. Скорость нагрева звездной системы с дисперсией ско-

ростей звезд в интервале (2.13) образующимися жесткими парами оказывается равной

$$\dot{E}_h = \left(\frac{2}{\pi}\right)^{1/2} \left(A(x_{\max})g - B(x_{\max})\right) \beta^{-1} \frac{N}{\Lambda T_0}, \quad (2.21)$$

где приливной фактор g задается уравнением (2.12),

$$A(x_{\max}) = \begin{cases} \frac{7}{5} \beta x_{\max} [\Gamma(0,9) - (\beta x_{\max})^{-1/10}] & \text{при } \beta^{-1} < x_{\max} < x_1, \\ 15 [(\beta x_2)^{-1/10} - (\beta x_{\max})^{-1/10}] + 37,57 & \text{при } x_{\max} > x_2, \end{cases} \quad (2.22a)$$

$$B(x_{\max}) = \begin{cases} \frac{1}{10} [\ln(\beta x_{\max}) + C] & \text{при } \beta^{-1} < x_{\max} < x_1, \\ 0,242 & \text{при } x_{\max} > x_2, \end{cases} \quad (2.22b)$$

где $C \approx 0,577$ — постоянная Эйлера. Формулы для $A(x_{\max})$ и $B(x_{\max})$ в случае $x_1 < x_{\max} < x_2$ весьма громоздки и здесь не приводятся. При скоростях звезд вне интервала (2.13) скорости образования жестких пар и связанный с ними нагрев системы крайне малы, чтобы оказать заметное влияние на динамическую эволюцию системы. В этом случае будем формально полагать $A(x_{\max}) = B(x_{\max}) = 0$. В результате скорость изменения полной энергии системы $\dot{E} = \dot{E}_{\text{dis}} + \dot{E}_h$ представляет собой сумму диссипативного охлаждения (2.11) и нагрева парами (2.21). С помощью уравнений (2.12) и (2.22) можно показать, что условие $\dot{E} > 0$, когда нагрев парами превышает диссипативное охлаждение, может быть обеспечено лишь при условии $\beta x_{\max} > 4$. Из уравнения эволюции (2.2) и уравнений (2.11), (2.13) и (2.21) следует, что нагрев звездной системы жесткими парами способен конкурировать с диссипативным

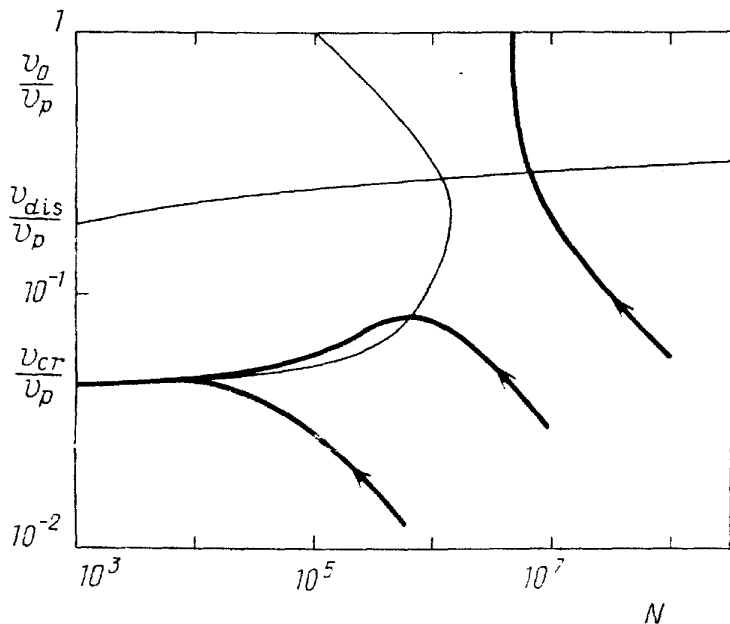


Рис. 1. Эволюционные треки (жирные линии) звездных систем на плоскости (дисперсия скоростей звезд v_0 , число звезд N). Тонкими линиями показана критическая скорость v_{cr} в предположении, что максимальная энергия связи участвующих в нагреве системы пар лимитируется их гравитационным излучением, и v_{dis} , определяющая границу ускоренного сжатия звездных систем

охлаждением только при $v_0 \ll v_p$, что эквивалентно значениям параметра $g \ll 1$.

Двойные звезды радикально изменяют судьбу центральной части звездной системы, если за счет ее нагрева жесткими парами прекращается эволюционный рост дисперсии скоростей звезд. Подставляя в уравнение эволюции (2.2) скорости изменения энергии системы за счет диссипативного охлаждения (2.11) и нагрева парами (2.21), а также скорость изменения массы системы из-за испарения звезд, находим, что условие $\dot{v}_0 = 0$ достигается при $v_0 = v_{cr}$, где критическая скорость

$$v_{cr} = \left(\frac{3}{2}\right)^{1/2} 2^{-67/54} \left[\frac{3(\pi/2)^{1/2} \alpha \Lambda + B(x_{max})}{A(x_{max}) - \Gamma(0,9)} \right]^{5/9} v_p. \quad (2.23)$$

Зависимость v_{cr} от полного числа звезд в системе $N = M/m$ в предположении, что x_{max} определяется гравитационным излучением пар, показана на рис. 1. Минимальное значение v_{cr} имеет при $x_{max} > x_2$. Ее численное значение в этом случае логарифмически слабо зависит от N и при $N \sim 10^7$ равно

$$v_{cr} \approx 30(m/M_\odot)^{1/2} (r_*/R_\odot)^{-1/2} \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}. \quad (2.24)$$

При $\dot{E} > 0$ уравнение эволюции (2.2) можно записать в виде

$$\frac{\dot{R}}{R} = \left[\left(\frac{v_0}{v_{cr}} \right)^{9/5} (1 + \Delta) - (2 + \Delta) \right] \frac{\alpha}{T_0}, \quad (2.25)$$

где параметр

$$\Delta = \frac{B(x_{max})}{3(\pi/2)^{1/2} \alpha \Lambda}. \quad (2.26)$$

Совместное решение уравнений (2.3) и (2.25) при $x_{max} > x_2$ и при пренебрежении, как уже было оговорено, слабым изменением логарифмических факторов есть [70]

$$\rho = v [\vartheta - (\vartheta - 1) v^{9(1+\Delta)/10}]^{10/9}, \quad (2.27)$$

$$t = \frac{T_0(0)}{\alpha} \int_v^1 z [\vartheta - (\vartheta - 1) z^{9(1+\Delta)/10}]^{5/3} dz, \quad (2.28)$$

$$v_0(t) = v_0(0) (v/\rho)^{1/2}, \quad (2.29)$$

где численное значение параметра $\Delta \approx 0,6(\Lambda/15)^{-1}$ и введены безразмерные переменные $\rho = R(t)/R(0)$, $v = N(t)/N(0)$ и параметр $\vartheta = (v_0(0)/v_{cr})^{9/5}$. Классический режим бездиссипативного сжатия системы (2.4) получается отсюда при $\Delta = \vartheta = 0$. Важная особенность уравнения (2.25) и его решения связана

с наличием вследствие конкуренции процессов охлаждения и нагрева отрицательной обратной связи, управляющей изменениями радиуса системы R и дисперсии скоростей звезд в ней v_0 . А именно, увеличение R при $v_0 > v_{cr}$, точнее при $\vartheta > 2$, сопровождается уменьшением v_0 и ослаблением нагрева. В результате система достигает некоторого максимального размера и начинает сжиматься. Наоборот, уменьшение R при $v_0 < v_{cr}$ приводит к увеличению v_0 и соответственно росту нагрева так, что сжатие системы замедляется. В любом случае отрицательная обратная связь между изменениями R и v_0 выводит систему на режим сжатия с $R \propto N$ и $v_0 \rightarrow v_{cr} \approx \text{const}$. В отличие от классического бездиссипативного сжатия системы (2.4) более медленное ее сжатие при нагреве двойными звездами не ведет к неограниченному росту дисперсии скоростей звезд, что исключает возможность образования массивной ЧД. При непрерывном уменьшении за счет испарения звезд массы системы дисперсия скоростей звезд в ней при солнечном звездном составе замораживается на уровне $v_0 = v_{cr} \approx 30 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$. Подобный режим замедленного сжатия, видимо, реализуется в центральных частях шаровых скоплений звезд, сердцевин которых полностью испаряются без коллапса в ЧД. Процесс формирования в шаровых скоплениях звезд плотной сердцевины, ее последующее сжатие и полная испарительная диссоциация могут носить рекуррентный характер, что подтверждается модельными численными расчетами [76, 77]. Если же звездная система содержит достаточно много реликтовых жестких пар, то они вообще вызывают общее расширение системы [80, 81], сопровождающееся уменьшением скоростей одиночных звезд.

Для образования массивных ЧД благоприятны условия преобладания процессов диссипации энергии над нагревом жесткими парами, когда $E < 0$. Такие условия реализуются в центральных скоплениях звезд галактических ядер, значительно более массивных и плотных по сравнению с шаровыми скоплениями звезд. В пределе, когда диссипативное охлаждение преобладает над нагревом парами, уравнение эволюции приобретает вид

$$\frac{\dot{R}}{R} = - \left[\left(\frac{v_0}{v_{dis}} \right)^{9/5} + 2 \right] \frac{\alpha}{T_0}, \quad (2.30)$$

где

$$v_{dis} = \left(\frac{3}{2} \right)^{1/2} 2^{-67/54} \left[\frac{3(\pi/2)^{1/2} \alpha \Lambda}{\Gamma(0,9)} \right]^{5/9} v_p. \quad (2.31)$$

Первый член в уравнении (2.30) связан с приливной диссипацией энергии, а второй с испарением звезд. Совместное решение уравнений (2.3) и (2.30) есть

$$\rho = v \left[\left(1 + \vartheta_{dis} \right) v^{9/10} - \vartheta_{dis} \right]^{10/9}, \quad (2.32)$$

$$t = \frac{T_0(0)}{\alpha} \cdot \int_{\nu}^1 \left[(1 + \vartheta_{\text{dis}}) z^{9/10} - \vartheta_{\text{dis}} \right]^{5/3} dz, \quad (2.33)$$

где параметр $\vartheta_{\text{dis}} = (v_0(0)/v_{\text{dis}})^{9/5}$ и по-прежнему $v_0(t) = v_0(0)(\nu/\rho)^{1/2}$. Режим бездиссипативного сжатия получается отсюда при $\vartheta_{\text{dis}} = 0$. Характерной чертой решения (2.32) и (2.33) является конечная доля звезд

$$\nu_{\text{dis}} = \left[\vartheta_{\text{dis}} / (1 + \vartheta_{\text{dis}}) \right]^{10/9}, \quad (2.34)$$

остающаяся в звездной системе при $R \rightarrow 0$. Эту особенность диссипативного сжатия можно трактовать как образование в остатке звездной системы массивного центрального объекта с массой $M_h = N(0)mv_{\text{dis}}$ — возможного прародителя массивной ЧД [64, 70]. В случае $\vartheta_{\text{dis}} \ll 1$, т. е. при $v_0 \ll v_{\text{dis}}$, эволюция звездной системы, пока число звезд в ней $\vartheta_{\text{dis}}^{10/9} < \nu < 1$, следует по классическому сценарию $\rho \approx \nu^2$. Когда в системе остается доля звезд $\nu < \vartheta_{\text{dis}}^{10/9}$, сжатие заметно отклоняется от классического закона и происходит более быстро. В случае $\vartheta_{\text{dis}} > 1$ сжатие системы уже с самого начала происходит быстрее, чем в классическом случае. Диссипативные процессы, таким образом, существенно ускоряют эволюционное сжатие звездных систем с достаточно большой дисперсией скоростей звезд: $v_0 > v_{\text{dis}} \approx 190(\Lambda/15)^{5/9}(m/M_{\odot})^{1/2} \times (r_*/R_{\odot})^{-1/2} \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$.

При максимальной энергии связи участвующих в нагреве системы звезд $x_{\text{max}} < x_2$ простое аналитическое решение уравнения эволюции (2.2) отсутствует из-за сложного характера конкуренции процессов охлаждения и нагрева парами, которые теперь не выбрасываются из системы, а прекращают свое существование вследствие излучения гравитационных волн и слияния. Однако, используя критическую скорость v_{cr} , разделяющую режим роста и уменьшения дисперсии скоростей звезд v_0 в системе, можно качественно проследить за ее эволюционной траекторией и в данном случае. Некоторые из таких траекторий показаны на рис. 1. Условия для быстрого диссипативного сжатия и образования плотного массивного остатка реализуются при числе звезд в системе $N = M/m \geq 10^7$ и дисперсии скоростей звезд $v_0 \geq 190 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$. В дальнейшей эволюции остатка звездной системы значительную роль играют разрушительные столкновения звезд, приводящие в конце концов к формированию сверхмассивной звезды или диска [4, 83 — 85] или, наконец, газовой оболочки с массивной ЧД в центре.

2.6. Эволюция на стадии доминирования столкновений звезд. Результатом столкновений звезд, сближающихся с относительной скоростью u , меньшей скорости убегания с поверхности звезды $v_p = (2Gm/r_*)^{1/2}$ будет их слияние или полное разрушение, возможно сопровож-

дающееся взрывом типа сверхновой. Лобовое столкновение при $u > v_p$ неизбежно заканчивается разрушением обеих звезд. Следуя [82], будем считать, что разрушительные столкновения звезд происходят наиболее эффективно при взаимных пролетах на расстоянии, меньшем их радиуса r_* . Сечение такого процесса $\sigma = \pi r_*^2 [1 + 2(v_p^2/u^2)]$. Столкновения оказывают доминирующее влияние на эволюцию звездной системы при $v_0 > v_p$, когда гравитационная фокусировка мала и сечение столкновений близко к своему геометрическому значению. В этом пределе скорость разрушительных столкновений звезд в системе равна

$$\dot{N}_{\text{coll}} \approx \left(\frac{v_0}{v_p} \right)^4 \frac{N}{\Lambda T_0}. \quad (2.35)$$

Скорость столкновений звезд, определяемая лишь их тесными сближениями, выражена в (2.35) и в подобных же выражениях ниже через связанное с далекими сближениями время релаксации $T_0 = T(v_0, n_0)$, задаваемое выражением (2.1) с целью прямого сравнения со скоростями других эволюционных процессов.

Звездная система при $v_0 > v_p$ представляет собой совокупность уменьшающегося числа звезд и растущего числа облаков газа — продуктов звездных столкновений. Они участвуют в вириальном балансе системы наравне со звездами, пока их размеры малы по сравнению с размером системы. При каждом разрушительном столкновении диссипирует суммарная кинетическая энергия двух звезд так, что полная скорость диссипации вириальной энергии в системе равна $\dot{E} = 2E\dot{N}_{\text{coll}}/N$ и дает доминирующий вклад в уравнение эволюции (2.1).

Столкновения звезд не изменяют полную массу системы, но в общем случае изменяют полное число N составляющих ее объектов: звезд и отдельных облаков газа. Диссипация энергии вызывает быстрое сжатие звездной системы за характерное время $\tau_{\text{coll}} \sim [v_p/v_0(0)]^4 \Lambda T_0(0) < N t_{\text{dyn}}$, где $t_{\text{dyn}} = R/v_0$. В качестве иллюстративного примера временной эволюции параметров системы рассмотрим приближение, когда в результате разрушительных столкновений звезд в среднем образуется два облака с примерно равными массами так, что $\dot{N} = \dot{M} = 0$. Интегрирование уравнений (2.2) и (2.35) дает тогда закон сжатия звездной системы

$$\rho = \left(1 - t \tau_{\text{coll}}^{-1} \right)^{2/7}, \quad (2.36)$$

где само время столкновительной эволюции $\tau_{\text{coll}} = (v_p/v_0(0))^4 \Lambda T_0(0)/7$ слабо зависит от числа облаков, образующихся в каждом акте звездных столкновений. Сжатие системы по закону (2.36) продолжается вплоть до размера системы $R \sim N^{1/2} r_*$, при котором $\tau_{\text{coll}} \sim t_{\text{dyn}}$, и система перестает существовать

как совокупность отдельных звезд, превращаясь в компактное массивное облако газа. Последующая газодинамическая стадия эволюции этого гравитационно сильно связанного облака сопровождается образованием сверхмассивной звезды или диска и в конечном итоге даже при частичной их фрагментации должна заканчиваться коллапсом в одну или несколько массивных ЧД [5, 83 — 90].

Итак, классическая схема динамической эволюции звездных систем, рассматриваемых как совокупность $N \gg 1$ точечных тел, предсказывает возможность образования массивных ЧД практически во всех компактных скоплениях звезд, у которых время релаксации меньше возраста Вселенной, а также достаточно малы отклонения от сферической симметрии, связанной с вращением. Именно к таким системам относятся центральные конденсации массы в ядрах галактик и в шаровых скоплениях звезд. Эта простая схема, однако, значительно усложняется при учете неупругих взаимодействий звезд, связанных с конечностью их размеров. Неупругие взаимодействия звезд имеют характер приливных сил и помимо чисто диссипативного "охлаждения" звездных систем способны приводить к образованию двойных звезд, которые в свою очередь "нагревают" звездные системы. В частности, приливное образование пар и связанная с ними накачка энергии в звездную систему, по-видимому, приводит к невозможности образования массивных ЧД в шаровых скоплениях звезд. В то же время диссипативные взаимодействия звезд ускоряют сжатие и коллапс наиболее компактных ядер галактики, увеличивая массу образующихся в них массивных ЧД.

3. Сверхмассивная звезда с черной дырой в центре.

3.1. Структура и эволюция сверхмассивной звезды. Разрушительные столкновения звезд в звездной системе с дисперсией скоростей $v_0 > v_p = (2Gm/r_*)^{1/2}$ способствуют ее быстрому сжатию из-за диссипации кинетической энергии звезд в плотное облако. Оно представляет собой смесь газа, выживших звезд и, возможно, ЧД звездных масс. Дальнейшая судьба этого облака, вообще говоря, неоднозначна и зависит от таких его параметров, как масса, размер и полный угловой момент. Облако будет сжиматься благодаря истечению газа и потери энергии на излучение и в конце концов сколлапсирует в ЧД или фрагментирует на отдельные части при быстром вращении или при развитии глобальной неустойчивости. В последнем случае обмен энергией между отдельными фрагментами способен привести к разлету основной массы исходного облака. Тем не менее и при таком развитии событий неизбежен рост гравитационного потенциала остатка первоначального облака. При любом варианте на промежуточной стадии коллапса в ЧД в звездной системе, прошедшей через стадию разрушительных столкновений звезд, формируется сверхмассивная звезда [8 — 11]. Столкновительная стадия и стадия сверхмассивной звезды будут отсутствовать при эволюционном сжатии и коллапсе лишь нереалистических систем, целиком состоящих из нейтронных звезд и ЧД звездных масс.

Особенности строения массивных звезд с массами $M_s > 100M_\odot$ связаны с преобладанием в их недрах давления излучения над давлением газа [1, 2, 91, 92]. В случае чисто водородного состава массивной звезды отношение средних значений давлений газа в звезде P_g к полному давлению газа и излучения $P_g + P_r$ равно

$$\delta = \frac{P_g}{P_g + P_r} \approx 8,6(M_s/M_\odot)^{-1/2}. \quad (3.1)$$

Внутренняя структура массивной звезды при $\delta \ll 1$ описывается стандартной моделью Эддингтона с политропным уравнением состояния и показателем адиабаты $\gamma = (P/\rho)^{-1}(\partial P/\partial \rho) \approx 4/3$. Поток тепла из недр массивной звезды переносится наружу конвективным образом [92], поскольку градиент температуры превышает его адиабатическое значение. Только во внешних слоях звезды, где плотность газа мала, перенос энергии осуществляется лучистой теплопроводностью. Условие равновесия поверхностных слоев приводит к светимости стационарной массивной звезды (условие или предел Эддингтона) $L_E = M_s c^2 / t_E$, где $t_E = \sigma_T c / 4\pi G m_p \approx 5 \cdot 10^8$ лет задает одновременно абсолютную верхнюю границу времени жизни такой звезды. Эффекты общей теории относительности, а также рождение электрон-позитронных [1, 2] пар приводят к гидродинамической неустойчивости и коллапсу массивной звезды на стадии, когда радиус звезды R_s еще значительно превышает ее гравитационный радиус $R_g = GM_s/c^2 \approx 1,5 \cdot 10^{13}(M_s/10^8 M_\odot)$ см. Радиус потери устойчивости в случае невращающейся сверхмассивной звезды в постньютоновском приближении равен [93]

$$R_{hi} \approx 2,4 \cdot 10^5 (M_s/M_\odot)^{3/2} \text{ см.} \quad (3.2)$$

При достаточно большой массе коллапс звезды происходит в условиях, когда в ней еще не зажигаются ядерные реакции, которые могли бы быть последним препятствием на пути образования ЧД. Плотность коллапсирующей сверхмассивной звезды при сжатии до гравитационного радиуса сравнительно невелика и не возникает проблем с поведением сверхплотного вещества, затрудняющих анализ коллапса нейтронных звезд и образования маломассивных ЧД в ранней Вселенной. Из-за неэффективности ядерных источников энергии время жизни сверхмассивной звезды на стадии стационарного сжатия до момента потери устойчивости оказывается коротким и составляет $\tau \sim t_E(R_g/R_{hi})$. Вращение, турбулентность и собственное магнитное поле стабилизируют сверхмассивную звезду, что приводит к уменьшению радиуса потери устойчивости R_{hi} и соответственно к увеличению времени ее жизни [9—11, 94—96].

3.2. Центральная черная дыра в качестве источника энергии сверхмассивной звезды. Стабилизации сверхмассивной звезды может способствовать и находящаяся в ее центре массивная ЧД с массой

$M_h < M_s$, если аккреция на нее дает заметный вклад в энергетику родительской звезды. Сверхмассивная звезда может содержать в себе массивную ЧД, возникающую либо при слиянии и аккреционном росте ЧД звездных масс в первичном звездном скоплении, либо при коллапсе части вещества компактного облака газа, оставшегося от саморазрушившейся звездной системы. Для обеспечения стационарности сверхмассивной звезды необходимо, чтобы ее радиус превышал радиус границы потери устойчивости (3.2), а светимость поддерживалась на эддингтоновском уровне. При массе $M_h < M_s$ дыра обеспечит необходимую мощность энерговыделения только при осуществлении сверхэддингтоновского относительно нее режима аккреции. Ясно, что излучение ЧД при стационарном ламинарном режиме аккреции не может справиться с переносом необходимого потока энергии из-за избыточного давления излучения на аккрецируемый газ. Однако в недрах сверхмассивной звезды перенос энергии осуществляется путем конвекции и плотность конвективного потока тепла превышает локальное эддингтоновское значение. Поэтому, в отличие от случая сферической аккреции разреженного газа, в плотном газе с большой теплоемкостью избыточный градиент давления излучения может быть источником неустойчивости. Оно приводит к развитию турбулентной конвекции, достаточной для переноса сверхэддингтоновского относительно дыры потока тепла из недр сверхмассивной звезды наружу. Такую возможность, хотя она и согласуется с моделью конвекции с эффективной длиной перемешивания [92], следует рассматривать в качестве правдоподобной гипотезы из-за отсутствия строгой теории турбулентного переноса тепла в плазме.

Определим радиус стационарной сверхмассивной звезды, предполагая, что ее равновесие поддерживается за счет энерговыделения при сверхкритической турбулентной аккреции на центральную ЧД. Давление и плотность газа в центре политропной звезды с показателем адиабаты γ равны [2, 91, 92]

$$P_c = H_1(\gamma)GM_s^{2/3}p_c^{4/3}; \quad (3.1)$$

$$P_c = H_2(\gamma)M_s/R_s^3, \quad (3.2)$$

где константы численного интегрирования при $\gamma = 4/3$ равны $H_1(4/3) = 0,364$, $H_2(4/3) = 12,9$. Влияние ЧД с массой $M_h < M_s$ на распределение газа в звезде радиуса R_s ограничено областью с радиусом

$$r_h = \frac{GM_h}{a_c^2} = \frac{1}{\gamma H_1 H_2^{1/3}} \frac{M_h}{M_s} R_s, \quad (3.3)$$

где $a_c = (\gamma P_c / p_c)^{1/2}$ — скорость звука в центре звезды. При $M_h \ll M_s$ параметры газа в области $r \simeq r_h$ близки к их значениям для центра звезды, поэтому темп сферической аккреции на ЧД (аккреция Бонди) будет равен

$$\dot{M}_h \approx \alpha(\gamma)r_g^2 c p_c (\alpha_c/c)^3, \quad (3.4)$$

где гравитационный радиус ЧД $r_g = GM_h/c^2$, а численная константа $\alpha(4/3) \approx 5,6$. По мере сжатия сверхмассивной звезды аккреционная светимость находящейся в ее центре ЧД $L = \eta \dot{M}_h c^2$, где η — эффективность переработки вещества в излучение, возрастает. Сжатие остановится, если темп энерговыделения такого центрального источника достигнет эддингтоновского значения для сверхмассивной звезды $L = L_E$. Уравнения (3.1), (3.2) и (3.4) при условии $L = L_E$ позволяют найти стационарный радиус сверхмассивной звезды с центральной ЧД в качестве источника энергии

$$R_{st} \approx 2 \cdot 10^{20} (\eta/0,1)^{2/3} (M_h/M_\odot)^{4/3} (M_s/M_\odot)^{-1} \text{ см.} \quad (3.5)$$

Условие устойчивости такой невращающейся сверхмассивной звезды относительно коллапса $R_{st} > R_{hi}$ с помощью уравнения (3.2) и (3.5) можно записать в виде

$$M_h/M_\odot > 5,6 \cdot 10^3 (\eta/0,1)^{-1/2} (M_s/10^8 M_\odot)^{15/8}, \quad (3.6)$$

и, следовательно, ЧД с массой $M_h < M_s$ потенциально может быть центральным источником энергии в сверхмассивной звезде с массой $M_s < 7 \cdot 10^{12} (\eta/0,1)^{4/7} M_\odot$. Стабилизирующие факторы типа вращения и магнитного поля дополнительно ослабляют это ограничение. Поскольку масса центральной ЧД только растет, то установившееся стационарное состояние сверхмассивной звезды $R_{st} > R_{hi}$ будет поддерживаться и в дальнейшем, причем стационарный радиус звезды R_{st} со временем увеличивается.

Высокая эффективность конверсии массы в излучение на уровне $\eta \sim 0,1$ достижима, по-видимому, только при существенном отклонении аккреционного потока от сферической симметрии в релятивистской области вблизи горизонта событий ЧД, что неизбежно должно происходить во вращающейся сверхмассивной звезде. В этом случае в области основного энерговыделения вблизи ЧД картина аккреции будет аналогична толстому диску [97 — 100] с изоденсами тороидальной формы и низкой эффективной скоростью радиального течения плазмы по сравнению со скоростью звука. Выполнение последнего условия необходимо для осуществления конвективного переноса выделяющегося тепла наружу. Время жизни сверхмассивной звезды с ЧД в качестве центрального источника не зависит от массы звезды и равно $\tau_{st} = \eta t_E \sim 5 \cdot 10^7$ лет. В течение этого времени сверхмассивная звезда постепенно разбухает и "выедается" своей центральной ЧД, вообще не переживая стадии катастрофического коллапса.

4. Структура звездной системы с черной дырой в центре.

4.1. Приливное разрушение звезд массивной черной дырой. Массивная ЧД с массой M_h , образовавшаяся в центре остатка звездного скопления с массой $M = Nm$ и эффективным радиусом $R = GM/2v_0^2$, своим гравитационным полем воздействует на движение звезд в пределах радиуса влияния

$$r_h = \frac{GM_h}{v_0^2}. \quad (4.1)$$

Если масса ЧД превышает суммарную массу звезд в системе, то радиус влияния r_h также является и радиусом всей звездной системы. При $M_h \ll M$ в сфере влияния ЧД оказывается лишь малая часть объема и массы звездной системы.

Звезда с массой m и радиусом r_* , пролетающая на расстоянии от ЧД, меньше приливного радиуса

$$r_t \approx 2r_*(M_h/m)^{1/3}, \quad (4.2)$$

будет разорвана приливыми силами дыры [101]. Как показывает численное моделирование [102], в процессе приливного разрушения звезды некоторая доля ее массы выбрасывается из окрестности ЧД, но значительная часть массы звезды остается в области приливного разрушения и способна образовать вокруг ЧД газовый аккреционный диск. Если время выпадения вещества из такого диска на дыру меньше интервала между последующими актами приливных разрушений звезд, то активность ЧД будет проявляться в виде отдельных ярких вспышек продолжительностью в несколько лет с большими интервалами времени между ними [103—105]. В противном случае будет происходить накопление аккреционных дисков. Взаимодействие дисков между собой приведет к компенсации их угловых моментов и квазисферической аккреции на ЧД или к образованию единого диска в случае звездной системы с достаточно большим моментом вращения.

Высокая аккреционная активность ЧД за счет приливного разрушения звезд может быть обеспечена, если разрыв звезд происходит вне горизонта событий дыры [101]. Точнее, необходимо выполнение условия $r_t > r_{mb}$, где r_{mb} — радиус захвата или минимальный радиус устойчивых орбит для звезд, падающих на дыру с больших расстояний. В случае невращающейся ЧД для параболических орбит $r_{mb} = 4GM_h/c^2$. В этом случае условие $r_t > r_{mb}$ с помощью (4.2) представимо в виде

$$M_h < M_{\max} = m(c/v_p)^3, \quad (4.3)$$

где $v_p = (2Gm/r_*)^{1/2}$ — скорость убегания на поверхности звезды. При $M_h > M_{\max}$ звезды "проглатываются" дырой целиком, что не сопровождается

вспышкой активности. В частности, для звезд типа Солнца $M_{\max} \sim 10^8 M$ и $M_{\max} \sim 10^5 M_{\odot}$ для белых карликов с $m \sim M_{\odot}$ и $r_* \sim 10^{-2} R_{\odot}$. При $M_h < M_{\max}$ приливному разрушению подвергаются звезды, векторы скоростей которых направлены в сторону ЧД и попадают в пределы конуса потерь с углом полураствора

$$\theta_{lc} = \frac{r_1}{r} \left[1 + \left(\frac{2GM_h}{v^2 r_1} \right) \right]^{1/2}. \quad (4.4)$$

В реалистических звездных системах величина конуса потерь всегда значительно превышает чисто геометрическое значение и определяется вторым членом в круглых скобках в выражении (4.4), связанным с фокусировкой орбит звезд в гравитационном поле массивной ЧД. При $M_h > M_{\max}$, когда оказавшиеся внутри конуса потерь звезды "проглатываются" дырой целиком, в выражении (4.4) и всюду ниже приливный радиус r_1 нужно заменять на радиус захвата r_{mb} .

4.2. Темп приливного разрушения звезд. Частота приливного разрушения или проглатывания звезд зависит от распределения и характера их орбит вблизи массивной ЧД, а также от скорости заполнения конуса потерь. В частности, коллективные взаимодействия звезд в гравитационном поле ЧД при заполненном конусе потерь приводят к их накоплению в области $r < r_h$. Поэтому для нахождения распределения звезд вблизи ЧД и их потока на дыру необходим кинетический подход.

Функция распределения звезд вблизи ЧД, вообще говоря, неравновесная, что связано с потоком (стоком) звезд внутрь сферы приливного разрушения или внутрь горизонта ЧД. Вид неравновесной функции распределения и скорость приливного разрушения звезд определяются их взаимодействиями между собой. Адекватным приближением для решения этой задачи является полуценное Ландау [106] кинетическое уравнение для системы частиц, взаимодействующих кулоновским образом. Интеграл столкновений в этом приближении представим в виде дивергенции потока в пространстве импульсов

$$I_s = - \frac{\partial}{\partial p^i} j^i, \quad i = 1, 2, 3, \quad (4.5)$$

где в случае звездной системы, состоящей из идентичных звезд с массой m ,

$$j^i = 2\pi(Gm^2)^2 \Lambda \int_0^{\infty} d^3 p' w^{ik} \left(\frac{\partial f'}{\partial p'^k} f - \frac{\partial f}{\partial p^k} f' \right), \quad (4.6)$$

$$w^{ik} = \frac{1}{u^3} (u^2 \delta^{ik} - u^i u^k); \quad (4.7)$$

здесь p^i — импульс звезды, $u^i = (p'^i - p^i)/m$ — относительная скорость двух

звезд, δ^{ik} — символ Кронекера, $\Lambda = \ln(N/2)$ — гравитационный кулоновский логарифм. В интеграле столкновений (4.5) учитываются лишь парные взаимодействия звезд, поэтому соответствующее ему кинетическое уравнение является уравнением Фоккера—Планка. Появление в интеграле столкновений кулоновского логарифма Λ отражает доминирующую роль во взаимодействиях далеких сближений звезд, при которых их траектории изменяются незначительно. Орбита отдельной звезды существенно изменяется за время релаксации (2.1), которое при $N \gg 1$ значительно превышает характерное динамическое время $t_{\text{dyn}} = R/v$. Поэтому функцию распределения звезд $f(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t)$, зависящую в общем случае от 7 переменных, на временных масштабах $t \gg t_{\text{dyn}}$ можно считать зависящей только от времени и интегралов движения. В случае сферически симметричной звездной системы $f = f(E, J, t)$, где E — полная энергия, а J — угловой момент отдельной звезды. Изменение орбит звезд за счет доминирующих далеких сближений происходит динамически медленно и имеет вид диффузии в пространстве E и J .

При $M_h \ll Nm$ все звезды в системе разделяются по типу орбит на инфинитные и финитные относительно ЧД. Первые гравитационно не связаны с ЧД и движутся в основном вне сферы влияния дыры с радиусом r_h . Распределение и характер орбит этих звезд практически не зависят от присутствия в центре звездной системы массивной ЧД. Финитные же звезды гравитационно связаны с ЧД и их орбиты целиком лежат внутри сферы влияния дыры. Резервуаром финитных звезд служат инфинитные звезды, переходящие вследствие взаимодействий на гравитационно связанные с дырой орбиты.

Из-за существования стока звезд на ЧД конус потерь заполняется звездами или, иначе говоря, полностью размывается лишь вне некоторой кинетической области вокруг ЧД [107] с радиусом r_{cr} . В области $r < r_{\text{cr}}$ взаимодействия звезд уже не успевают пополнять новыми звездами конус потерь, опустошаемый приливными разрушениями или захватом звезд дырой. Радиус критической области r_{cr} , определяемый из равенства

$$\theta_{\text{lc}}(r_{\text{cr}}) = \left(\int_{r_t}^{r_{\text{cr}}} \frac{dr}{vT} \right)^{1/2}, \quad (4.8)$$

где величина конуса потерь θ_{lc} задается уравнением (4.4), можно записать в виде

$$r_{\text{cr}} \approx br_h \left(\frac{r_t v_0 T_0}{r_h^2} \right)^q, \quad (4.9)$$

где численная константа $b \sim 1$, а показатель степени q зависит от распределения звезд вблизи ЧД. В частности, при выполнении условия $r_h \ll r_{\text{cr}} \ll R$, когда конус потерь пуст в пределах радиуса влияния ЧД r_h , показатель степени $q = 1/3$.

В случае $r \ll R$ взаимодействия успевают изотропизовать функцию распределения инфинитных звезд в пределах подавляющей части объема системы. Темп приливного разрушения таких звезд равен их потоку в сторону ЧД в пределах конуса потерь (4.4). При максвелловском распределении инфинитных звезд по скоростям этот поток равен [101]

$$\dot{N}_{\text{inf}} = (6\pi)^{1/2} n_0 r_i r_h v_0 \approx 1,5 \left(\frac{M_h}{m} \right)^{4/3} \left(\frac{v_0}{v_p} \right)^2 / \Lambda T_0, \quad (4.10)$$

где n_0 , v_0 и T_0 — соответственно средние по системе концентрация, дисперсия скоростей и время релаксации (2.1), используемое для удобства сравнения со скоростями других процессов. Поток инфинитных звезд (4.10) непосредственно выражается через критический радиус r_{cr} как $\dot{N}_{\text{inf}} \sim (r_{\text{cr}}/R)^3 N / \Lambda T_0$. Условие $r_{\text{cr}} \ll R$, необходимое для существования потока звезд (4.10), с помощью уравнения (4.9) и теоремы вириала можно представить (независимо от соотношения между M_h и Nm) в виде $M_h \ll M_{\text{dif}}$, где [108]

$$M_{\text{dif}} \approx 0,5 \left[(v_p/v_0)^2 \Lambda N \right]^{3/4} m. \quad (4.11)$$

В частном случае $M_h \ll Nm$ величина M_{dif} существенно зависит только от размера звездной системы R , а именно:

$$M_{\text{dif}} \approx 2 \left(\frac{R\Lambda}{r_*} \right)^{3/4} m \approx 10^7 \left(\frac{\Lambda}{10} \right)^{3/4} \left(\frac{R}{1 \text{ пк}} \right)^{3/4} \left(\frac{r_*}{R_0} \right)^{-3/4} m. \quad (4.12)$$

Если масса дыры $M_h > M_{\text{dif}}$ и, следовательно, $r_{\text{cr}} > R$, то взаимодействия звезд не успевают поддерживать их изотропное распределение, и конус потерь оказывается опустошенным в пределах всей системы. Поток звезд на дыру теперь обеспечивается только диффузией их орбит через границу пустого конуса потерь, происходящей за счет изменения при взаимодействиях угловых моментов звезд со скоростью [109, 110]

$$\dot{N}_{\text{dif}} \approx \frac{1}{\lambda_1} \frac{N}{T_0}, \quad (4.13)$$

где $\lambda_1 = \ln(R/r_i)$. От величины конуса потерь (4.4) диффузионный поток (4.13) зависит только логарифмически. При $M_h \gg Nm$ зависимость диффузионного потока от массы ЧД входит в (4.13) через время релаксации T_0 , поскольку в этом случае ЧД управляет движением звезд в пределах всей звездной системы, тогда как при $M_h \ll Nm$ диффузный поток зависит от массы ЧД лишь логарифмически слабо.

Более нетривиален случай $r_{\text{cr}} \ll r_h$, когда распределение звезд успевают изотропизоваться в пределах части области гравитационного доминирования

ЧД $r_{cr} < r < r_h$. Как оказывается [111, 112], в этой области накапливаются финитные звезды с изотропной, но неравновесной функцией распределения $f(E) \propto |E|^{1/4}$, где $E = (mv^2/2) - GM_h m/r < 0$ — полная энергия отдельной финитной звезды. Эта функция распределения является нелинейным изотропным решением стационарного кинетического уравнения в приближении Фоккера—Планка и описывает диффузию в сторону ЧД гравитационно связанных с ней звезд, образующих в области $r_{cr} < r < r_h$ самосогласованное распределение плотности

$$n(r) \propto \int_{-GM_h m/r}^0 f(E) \left[E + \left(GM_h m / r_h \right) \right]^{1/2} dE \propto r^{-7/4}. \quad (4.14)$$

Образование такого пика плотности звезд, имеющего нелинейное происхождение, можно рассматривать как результат коллективного взаимодействия звезд в гравитационном поле ЧД. Финитные звезды дают основной вклад в полную локальную концентрацию звезд в области $r < r_h$, поскольку плотность инфинитных звезд в этой области меняется по более слабому закону $n_{inf}(r) \propto r^{-1/2}$. Закон распределения плотности $n(r) \propto r^{-7/4}$ легко получить из качественного соотношения

$$4\pi r^2 \frac{GM_h m}{2r} n(r) \frac{r}{T(r)} \sim \text{const} \quad (4.15)$$

для стационарного потока энергии от ЧД, возникающего при накоплении и диффузии в гравитационном поле ЧД взаимодействующих между собой звезд.

Типичная орбита финитной звезды в области $r_{cr} \ll r \ll r_h$ имеет форму медленно стягивающейся к ЧД спиральной траектории, вдоль которой энергия связи звезды с дырой постепенно возрастает. Освобождающаяся при этом энергия посредством взаимодействий перераспределяется среди остальных звезд системы и в конечном итоге дает вклад в ее нагрев. Однако после уменьшения энергии звезды до значения $E_{cr} = -GM_h m / 2r_{cr}$, когда большая полуось орбиты звезды оказывается порядка критического радиуса r_{cr} , характер диффузии изменяется. При $E < E_{cr}$ из-за неполного заполнения конуса потерь функция распределения финитных звезд становится анизотропной: $f(E, J) \propto |E|^{1/4} \ln(J/J_{min})$, где $J_{min} = m(2GM_h r_t)^{1/2}$. Приближение таких звезд к области приливного разрушения $r = r_t$ происходит уже не за счет диффузии их орбит по энергии, а за счет диффузии орбит по угловым моментам, приводящей к повороту векторов скорости финитных звезд в сторону конуса потерь [107]. В результате поток финитных звезд на ЧД, вычисленный путем решения двумерного стационарного уравнения Фоккера—Планка для анизотропной функции распределения $f = f(E, J)$, оказывается равным [113, 114]

$$\dot{N}_{\text{fin}} \approx \frac{s}{\lambda_2} \left(\frac{M_h}{Nm} \right)^3 \frac{r_{\text{cr}}}{r_h} \cdot \frac{N}{T_0}, \quad (4.16)$$

где $\lambda_2 = \ln(r_{\text{cr}}/r_t)$, а численная константа $s \approx 10^3$. Величина критического радиуса r_{cr} при условии $r_{\text{cr}} \ll r_h$, когда существует пик плотности $n(r) \propto r^{-7/4}$, задается уравнением (4.9) с показателем степени $q = 4/9$. Из уравнений (4.10) и (4.16) находим, что $\dot{N}_{\text{fin}}/\dot{N}_{\text{inf}} \sim (r_h/r_{\text{cr}})^{5/4} \gg 1$, и, следовательно, при существовании пика плотности в потоке звезд на ЧД преобладают финитные звезды. Выражение для потока финитных звезд (4.16) представимо в виде

$$\dot{N}_{\text{fin}} \sim \frac{N(r_{\text{cr}})}{\lambda_2 T(r_{\text{cr}})}, \quad (4.17)$$

где $N(r_{\text{cr}})$ — полное число звезд внутри радиуса r_{cr} , $T(r_{\text{cr}})$ — время релаксации вблизи r_{cr} . Это означает, что за время $\tau_J \sim \lambda_2 T(r_{\text{cr}})$ все звезды с энергиями $E \leq E_{\text{cr}}$ за счет диффузии их орбит по угловым моментам попадают внутрь области приливного разрушения $r < r_t$ и прекращают свое существование. В течение этого времени энергия отдельной звезды за счет диффузии ее орбиты может уменьшиться до величины $E_{\text{min}} \sim \lambda_2 E_{\text{cr}}$, лишь в несколько раз отличающейся от E_{cr} . Ограничение энергии финитных звезд величиной E_{min} приводит в области $r_t < r \ll r_{\text{cr}}$ к более плавному закону роста плотности: $n(r) \propto r^{-1/2}$.

В звездной системе с $M_h \gg Nm$ все звезды оказываются финитными относительно ЧД и можно пренебречь вкладом самогравитации звезд в интегральные параметры звездной системы. В частности, эффективный радиус такой звездной системы $R = GM_h/2v_0^2$, а локальные скорости полностью задаются параметрами их орбит E и J в гравитационном поле ЧД. Взаимодействия звезд, однако, по-прежнему определяют скорости различных процессов, например, темп их приливного разрушения или проглатывания дырой. Обобщение результатов решения двумерного уравнения Фоккера—Планка на случай $M_h \gg Nm$ [113, 114] приводит при $r_{\text{cr}} \ll R$ к темпу приливного разрушения звезд

$$\dot{N}_{\text{fin}} \approx \frac{10}{\lambda_2} \cdot \frac{r_{\text{cr}}}{R} \cdot \frac{N}{T_0}. \quad (4.18)$$

Величина критического радиуса r_{cr} при $r_{\text{cr}} \ll R$ и $M_h \gg Nm$ задается уравнением (4.9), в котором нужно заменить r_h на R и положить $q = 4/9$. Плотность звезд в области $r_{\text{cr}} \ll r \ll R$ меняется по закону $n(r) \propto r^{-7/4}$, а в области $r_t \ll r \ll r_{\text{cr}}$ по закону $n(r) \propto r^{-1/2}$.

4.3. Условия формирования пика плотности звезд вокруг массивной черной дыры. Пик плотности звезд $n(r) \propto r^{-7/4}$ формируется вокруг ЧД из гравитационно связанных с ней звезд, если в области гравитационного влияния дыры на их движение конус потерь успевает пополняться новыми финитными звездами взамен попавших в область приливного разрушения $r < r_t$. Для этого необходимо выполнение условия $r_{cr} \ll r_h$ в случае $M_h \ll Nm$ или условия $r_{cr} \ll R$ в случае $M_h \gg Nm$. При этом величина критического радиуса r_{cr} , вне которого конус потерь заполнен звездами, задается уравнением (4.9) с показателем степени $q = 4/9$, в котором при $M_h \gg Nm$ нужно также произвести естественную замену r_h на R . Рост плотности звезд при приближении к ЧД по закону $n(r) \propto r^{-7/4}$ продолжается лишь до радиуса $r \sim r_{cr}$. В области $r \ll r_{cr}$, где преобладает не диффузия орбит звезд по энергиям, а их диффузия по угловым моментам, плотность меняется более плавно: $n(r) \propto r^{-1/2}$. Следует отметить, что поиск массивных ЧД в близких галактиках и шаровых скоплениях по распределению плотности звезд в их центральных частях, когда фактически регистрируется их поверхностная плотность, затруднен. Причина в том, что заметный пик поверхностной плотности $r n(r) \propto r^{-3/4}$ существует только в случае $r_{cr} \ll r_h$. В то же время при $r_{cr} > r_h$ слабый пик плотности инфинитных звезд $n(r) \propto r^{-1/2}$ в распределении поверхностной плотности замывается и практически его нельзя зарегистрировать.

Помимо условия $r_{cr} \ll \min(r_p, R)$, необходимого для существования пика плотности звезд $n(r) \propto r^{-7/4}$, дополнительное ограничение связано с влиянием их разрушительных столкновений. Сравнивая скорости столкновений звезд (2.35) со скоростями их приливного разрушения (4.10), (4.13), (4.16) и (4.18), приходим к выводу, что при $v_0 > v_p$ столкновения становятся доминирующим фактором изменения числа звезд в системе и подпитки аккреции на центральную ЧД. В частности, они разрушают пик плотности звезд $n(r) \propto r^{-7/4}$, препятствуя их накоплению в области гравитационного влияния дыры $r < r_h$. Следовательно, для существования пика плотности звезд $n(r) \propto r^{-7/4}$ вокруг массивной ЧД необходимо выполнение двух условий $r_{cr} \ll \min(r_h, R)$ и $v_0 < v_p$, которые с помощью теоремы вириала и уравнения (4.9) при $N \gg 1$ сводятся к соотношению $M_{fin} \ll M_h \ll M_{dif}$, где величина $M_{fin} \ll Nm$ и равна

$$M_{fin} \approx 0,1 \left[\Lambda^{-1} N^2 (v_0/v_p)^2 \right]^{3/5} m, \quad (4.19)$$

а величина M_{dif} задается уравнением (4.11). Область параметров звездных систем с пиком плотности звезд вокруг центральной ЧД показана на рис. 2.

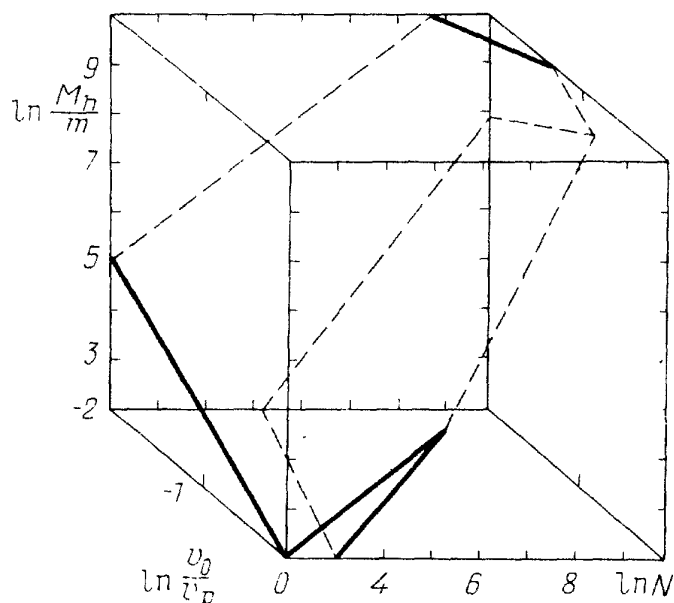


Рис. 2. Пик плотности звезд $n(r) \propto r^{-7/4}$ существует в системах с числом звезд $N \gg 1$ и дисперсией скоростей звезд $v_0 \ll v_p = (2Gm/r_*)^{1/2}$ вокруг массивной ЧД, величина массы которой ограничена областью $M_{\min}(N, v_0) < M_h < M_{\text{dir}}(N, v_0)$ с границами, заданными уравнениями (4.12) и (4.19)

5. Совместная эволюция ядра галактики и центральной черной дыры.

5.1. Основные эволюционные процессы. Возникновение в центре звездного скопления массивной ЧД усложняет и делает более разнообразными пути эволюции комбинированной системы. Появляются дополнительные эволюционные факторы такие, как уменьшение числа звезд в системе и одновременный рост массы ЧД при поглощении дырой этих звезд или части их вещества. Происходит также изменение полной энергии остающихся в системе звезд при диффузии на дыру звезд из пика плотности. Рост массы ЧД в конце концов завершается ее гравитационным доминированием в пределах всей звездной системы.

Физически различные стадии совместной эволюции звездной системы и центральной массивной ЧД характеризуются доминированием одного из задаваемых уравнениями (2.3), (2.35), (4.10), (4.13) и (4.16) или (4.18) процессов: (1) испарения звезд из системы, (2) приливного разрушения гравитационно не связанных с дырой (инфинитных) звезд при заполненном конусе потерь, (3) диффузии звезд на дыру в условиях пустого конуса потерь, (4) диффузии на дыру гравитационно связанных с ней звезд при существовании пика плотности и, наконец, (5) столкновений звезд. Соотношения между скоростями этих процессов зависят от массы ЧД и одного или двух вириальных параметров, например, дисперсии скоростей звезд v_0 в системе и полного их числа N . Значительная доля газа, освобождающаяся при приливном разрушении звезд дырой, а на поздних стадиях эволюции при разрушительных столкновениях звезд, аккрецируется на ЧД. Естественно поэтому предполагать, что темп аккреции на ЧД близок к темпу накопления газа в системе, если последний не превышает значения, необходимого для поддержания светимости ЧД вблизи предела Эддингтона $L_E = M_h c^2 / t_E$, где $t_E = \sigma_{Tc} / 4\pi G m_p \sim 5 \cdot 10^8$ лет. В противном случае, светимость ЧД будет поддер-

живаться на максимальном уровне $L \simeq L_E$, а ее масса будет расти по экспоненциальному закону с характерным временем $\tau = t_T/\eta$, где $\eta \sim 0,1$ — эффективность аккреции. Дополнительным источником аккрецируемого газа может быть сильный звездный ветер. Он возникает в результате нагрева внешних слоев звезд интенсивным излучением центрального источника [115 — 120] и частично выдувается из системы. Возможные стадии совместной эволюции составной системы естественно рассматривать, начиная с относительно малых масс ЧД в пределе, когда $M_h \ll Nm$, а дисперсия скоростей звезд $v_0 \ll v_p$, то есть мала роль звездных столкновений. Общая схема последовательности смены режимов совместной эволюции звездной системы и центральной ЧД показана на рис. 3 и будет обоснована в последующих разделах.

5.2. Рост массы ЧД на стадии испарения звезд из системы ($r_h \ll r_{cr} \ll R$, $v_0 \ll v_p$, $N_{inf} \ll \dot{N}_{ev}$). Пусть масса центральной ЧД настолько мала, что выполняются условия заполнения конуса потерь звездами и отсутствия пика плотности финитных звезд: $v_0 \ll v_p$ и $r_h \ll r_{cr} \ll R$, которые согласно уравнениям (4.11) и (4.19) имеют вид $M_h \ll \min(M_{dif}, M_{fin})$. В такой звездной системе масса ЧД растет за счет аккреции газа, освобождающегося при приливном разрушении гравитационно не связанных с дырой звезд. Пусть также выполнено условие $\dot{N}_{inf} \ll \dot{N}_{ev}$, которое с помощью уравнений (2.3) и (4.10) можно записать в виде $M_h \ll \alpha^{3/4} M_{dif}$, где $\alpha \simeq 7 \cdot 10^{-3}$, так что уменьшение суммарной массы звезд связано в основном с их испарением из системы. В таких условиях звездная система эволюционирует независимо от ЧД по классическому испарительному сценарию (2.4), когда $R \propto N^2$ и $v_0 \propto N^{-1/2}$. Интегрируя уравнение (4.10) с учетом (2.4), получим закон роста ЧД на испарительной стадии эволюции [121]

$$\mu = \left\{ 1 + \mu_1 \left[1 - \left(1 - \tau_{ev}^{-1} \right)^{-2/7} \right] \right\}^{-3}, \quad (5.1)$$

где $\mu = M_h(t)/M_h(0)$, $\mu_1 = (7/6)\tau_{ev}\dot{\mu}(0)$. Продолжительность этой стадии определяется моментом начала быстрого роста массы ЧД, согласно (5.1) равным

$$\tau_h = \left[1 - \left(\frac{\mu_1}{1 + \mu_1} \right)^{7/2} \right] \tau_{ev}. \quad (5.2)$$

К этому моменту времени в системе остается число звезд $N_h = \mu_1(1 + \mu_1)^{-1}N(0)$ и, следовательно, максимальная масса, которую на последующих стадиях способна приобрести ЧД, равна $N_h m$. Согласно (5.1) масса ЧД за время сжатия системы τ_{ev} возрастает слабо при условии $\mu_1 < 1$, которое можно представить в виде $M_h < M_{min}$, где

$$M_{\min} < \left[\alpha \Lambda \left(\frac{v_p}{v_0} \right)^2 \right]^3 m. \quad (5.3)$$

Если же $M_h > M_{\min}$, то в процессе сжатия системы масса ЧД значительно возрастает и после достижения значения $M_h = \alpha^{3/4} M_{\text{dif}}$ скорость приливного разрушения инфинитных звезд \dot{N}_{inf} начинает превышать скорость их испарения из системы \dot{N}_{ev} .

5.3. Быстрый рост черной дыры на стадии без пика плотности ($r_h \ll r_{\text{cr}} \ll R$, $v_0 \ll v_p$, $\dot{N}_{\text{inf}} \gg \dot{N}_{\text{ev}}$). На этой стадии пик плотности финитных звезд вокруг ЧД $n(r) \propto r^{-7/4}$ отсутствует [122]. Масса ЧД удовлетворяет соотношениям $\alpha^{3/4} M_{\text{dif}} \ll M_h \ll \min(M_{\text{dif}}, M_{\text{fin}})$, где M_{dif} и M_{fin} задаются уравнениями (4.11) и (4.19). Поток инфинитных звезд на ЧД (4.10) определяет рост массы ЧД и изменение числа звезд в системе $\dot{N} = -\dot{N}_{\text{inf}}$. При $\dot{N}_{\text{inf}} \gg \dot{N}_{\text{ev}}$ характерное время эволюции системы $\tau_{\text{inf}} = N(0)/\dot{N}_{\text{inf}}(0) \ll \tau_{\text{ev}}$. В этом пределе уменьшение полной массы системы $M = Nm + M_h$ за время τ_{inf} относительно мало и в уравнении эволюции (2.2) им можно пренебречь. Между тем приливное разрушение и поглощение инфинитных звезд дырой не сопровождается изменением полной энергии системы E и, следовательно, при пренебрежении испарением звезд $M = Nm + M_h = \text{const}$ и $\dot{R} = \dot{v}_0 = 0$. Изменяющимися параметрами оказываются лишь число звезд в системе N и масса дыры M_h . В результате, система эволюционирует по закону

$$\mu = 1 + \chi(1 - \nu), \quad (5.4)$$

$$t = \tau_{\text{inf}} \int_{\nu}^1 \frac{dx}{x[1 + \chi(1 - x)]^{4/3}}, \quad (5.5)$$

где $\mu = M_h(t)/M_h(0)$, $\nu = N(t)/N(0)$, $\chi = N(0)m/M_h(0)$. При быстром росте ЧД, эквивалентном относительно медленному изменению параметров звездной системы, получим [108] приближенный закон роста со временем массы ЧД

$$\mu \approx \left[1 - \left(\frac{\chi}{3} \right) \frac{t}{\tau_{\text{inf}}} \right]^{-3}, \quad (5.6)$$

который следует также из (5.1) при $t \ll \tau_{\text{ev}}$. За время жизни ядра галактики, сравнимое с возрастом Вселенной, произойдет значительный рост массы центральной ЧД при условии $(3/\chi)\tau_{\text{inf}} \leq 10^{10}$ лет, которое записывается в виде $M_h \geq M_{\text{int}}$, где

$$M_{\text{inf}} \approx \left[\left(\frac{\pi}{6} \right)^{1/2} \left(\frac{R}{r_*} \right)^2 \frac{v_p}{v_0} \cdot \frac{r_*}{v_p} \cdot (10^{10} \text{ лет})^{-1} \right]^3 m. \quad (5.7)$$

Численное значение здесь и всюду ниже, если не оговорено особо, приведено для скопления, состоящего из звезд типа Солнца. Значительный рост массы ЧД на этой стадии эволюции сопровождается ростом дисперсии скоростей звезд v_0 и уменьшением отношений r_{cr}/r_h и R/r_{cr} . В итоге система переходит на стадию эволюции, когда в ней либо образуется пик плотности $n(r) \propto r^{-7/4}$ при $r_{\text{cr}} \ll r_h$, либо оказывается опустошенным конус потерь в пределах всей звездной системы при $r_{\text{cr}} > R$, либо, наконец, начинают доминировать столкновения звезд при $v_0 > v_p$.

5.4. Нагрев звездной системы пиком плотности звезд вокруг черной дыры ($r_{\text{cr}} \ll \min(r_h, R)$, $v_0 \ll v_p$). Для формирования пика плотности финитных звезд $n(r) \propto r^{-7/4}$ в случае $M_h \ll Nm$ помимо выполнения условия $r_{\text{cr}} \ll r_h$, которое реализуется при $M_h \gg M_{\text{fin}}$ из (4.19), необходимо также удовлетворение дополнительного требования $v_0 \ll v_p$, когда относительно редки столкновения между звездами. Накопление гравитационно связанных с ЧД звезд может качественно изменить судьбу звездной системы, обратив ее эволюционное сжатие в расширение. Это происходит при достаточно сильном нагреве последней образующими пик плотности звездами [123]. В процессе диффузии к ЧД они уменьшают свою полную энергию и соответственно увеличивают энергию остающихся в системе звезд. Каждая выпадающая из пика плотности на дыру звезда передает на нагрев звездной системы энергию $|E_{\text{min}}| \approx \lambda_2 GM_h m / 2r_{\text{cr}}$, где $\lambda_2 = \ln(r_{\text{cr}}/r_t)$. Скорость нагрева системы потоком финитных звезд (4.16) оказывается не зависящей от величины r_{cr} и равной

$$\dot{E}_{\text{fin}} = \frac{s}{2} \cdot \left(\frac{M_h}{Nm} \right)^3 \frac{|E|}{T_0}, \quad (5.8)$$

где численная константа $s \approx 10^3$, а полная энергия $E = -Nmv_0^2/2$. Из сравнения скоростей (2.3), (4.10), (4.16) и (5.8) следует, что доминирующие вклады в правую часть уравнения эволюции (2.2) при $M_h \gg M_{\text{fin}}$, когда $r_{\text{cr}} \ll r_h$, дают скорость нагрева \dot{E}_{fin} и скорость изменения массы системы за счет испарения звезд \dot{N}_{ev} . Остальными вкладками можно пренебречь. Подставляя (2.3) и (5.8) в (2.2), получим условие расширения звездной системы $\dot{R} > 0$ в виде $M_h > M_{\text{exp}}$, где

$$M_{\text{exp}} = \left(\frac{2\alpha}{s} \right)^{1/3} Nm. \quad (5.9)$$

Таким образом, ЧД с массой в несколько процентов от полной массы звездной системы способна обеспечить ее вековое расширение. Одновременно оно будет сопровождаться замедлением или даже полным "замораживанием" роста ЧД. Совместное решение уравнений (2.2), (2.3) и (5.8) с замороженной ЧД при $\dot{N}_{ev} \gg \dot{N}_{inf}$ имеет вид [121]

$$\rho = \nu^2 \exp \left[\frac{2}{3} \cdot \nu_0^3 (\nu^{-3} - 1) \right], \quad (5.10)$$

$$t = \alpha^{-1} T(0) \int_{\nu}^1 x^{5/2} \exp \left[\nu_0^3 (x^{-3} - 1) \right] dx, \quad (5.11)$$

где $\rho = R(t)/R(0)$, $\nu = N(t)/N(0)$, а

$$\nu_0 = \left(\frac{s}{2\alpha} \right)^{1/3} \frac{M_h(0)}{mN(0)}. \quad (5.12)$$

При $M_h = 0$ это решение сводится к классической испарительной эволюции системы (2.4). Условием ее изначального расширения будет $\nu_0 > 1$, идентичное условию $M_h > M_{exp}$. При $\nu_0 \gg 1$ расширение происходит по более простому закону

$$\rho = \left[1 + \left(\frac{t}{\tau_{exp}} \right) \right]^{2/3}, \quad (5.13)$$

где $\tau_{exp} = (3\nu_0^3 \alpha)^{-1} T_0(0) < 45 T_0(0)$. Число звезд в системе N тогда уменьшается со временем логарифмически медленно и все динамические процессы замедляются. При медленном изменении числа звезд масса ЧД растет как

$$\mu = \left[1 - \mu_2 (1 - \rho)^{-4/9} \right]^{-27/47}, \quad (5.14)$$

где $\mu = M_h(t)/M(0)$, $\mu_2 = (47/4) \dot{\mu}(0) \tau_{exp}$. Отсюда находим самосогласованное условие слабого роста ЧД в виде $\mu_2 \ll 1$ или $M_h \gg M_{fr}$, где

$$M_{fr} \approx 0,1 \lambda_2^{-27/47} \Lambda^{-12/47} N^{51/47} (\nu_0/\nu_p)^{24/47} m. \quad (5.15)$$

При $t \gg \tau_{exp}$ аккреционная светимость замороженной ЧД уменьшается по закону $L \propto t^{-35/27}$.

Начальный этап расширения системы может реализовываться в условиях, когда $\dot{N}_{ev} \ll \dot{N}_{inf}$. В этом пределе безразмерная масса ЧД $\mu = 1 + \chi(1 - \nu)$ и система расширяется по закону

$$\rho = \left\{ 1 - \xi \int_{\nu}^1 \frac{dx}{x^{5/9}} \left[1 + \chi(1 - x) \right]^{20/27} \right\}^{-9/4}, \quad (5.16)$$

$$t = \tau_{\text{fin}} \int_0^1 \frac{dx x^{-14/9}}{[1 + \chi(1-x)]^{61/27}} \left\{ 1 - \xi \int_0^1 \frac{dz}{xz^{5/9}} [1 + \chi(1-x)]^{20/27} \right\}^{-35/8}, \quad (5.17)$$

где $\xi = (2/9)\lambda_2 [r_h(0)/r_{\text{cr}}(0)] \gg 1$, $\tau_{\text{fin}} = N(0)/\dot{N}_{\text{fin}}(0)$. Радиус звездной системы, а также полное время эволюции, как следует из (5.16) и (5.17), формально стремятся к бесконечности, когда в системе остается конечное число звезд. Соответственно замораживается рост ЧД. После замораживания система расширяется согласно уравнению (5.13), а число звезд уменьшается как

$$\nu \simeq 1 - \xi^{-1} (1 - \rho^{-4/9}), \quad (5.18)$$

причем характерное время уменьшения числа звезд в системе на этой стадии $\tau_{\text{fin}} = (27/8)\xi\tau_{\text{exp}} \gg \tau_{\text{exp}}$. Условие самосогласования решения (5.16) и (5.17) с требованием замороженности ЧД совпадает с условием $M_h \gg M_{\text{fr}}$ из (5.15).

В звездной системе с гравитационно доминирующей ЧД с массой $M_h \gg Nm$ пик плотности звезд $n(r) \propto r^{-7/4}$ формируется, если $v_0 \ll v_p$ и $r_{\text{cr}} \ll R$. Последнее неравенство выполняется при $M_h \ll M_{\text{dif}}$ из (4.11). Поток звезд из пика плотности на ЧД (4.18) в этом пределе сопровождается нагревом звездной системы со скоростью $E = \lambda_2(R/r_{\text{cr}})|E|\dot{N}_{\text{fin}}/N$ и ее неизбежным расширением по закону [124]

$$\rho = \left[1 + \left(\frac{t}{\tau_{\text{exp}}^*} \right) \right]^{2/3}, \quad (5.19)$$

где $\tau_{\text{exp}}^* = T_0(0)/15$. Число звезд в расширяющейся звездной системе при $\dot{N}_{\text{ev}} \ll \dot{N}_{\text{inf}}$ меняется как

$$\nu = \left[1 - \xi^{-1} (1 - \rho^{-4/9}) \right]^{-9/4}, \quad (5.20)$$

где $\xi = \lambda_2 [R(0)/r_{\text{cr}}(0)] \gg 1$, а при $\dot{N}_{\text{ev}} \gg \dot{N}_{\text{inf}}$ как $\nu = \rho^{-\alpha/10}$, где $\alpha \approx 7 \cdot 10^{-3}$. Светимость гравитационно доминирующей ЧД при $t \gg \tau_{\text{exp}}^*$ аналогично случаю замороженной ЧД с массой $M_h \ll Nm$ затухает по закону $L \propto t^{-35/27}$ или еще быстрее, если входящие в состав системы достаточно компактные звезды проглатываются дырой целиком без приливного разрушения вне горизонта.

При расширении звездной системы отношения v_0/v_p , r_{cr}/r_h и r_{cr}/R уменьшаются. Поэтому продолжают выполняться условия существования пика плотности звезд, обеспечивающего нагрев и расширение системы. Однако увеличивается отношение $\dot{N}_{\text{ev}}/\dot{N}_{\text{inf}}$ и, в конце концов, происходит переход на режим расширения с $\dot{N}_{\text{ev}} \gg \dot{N}_{\text{inf}}$. Итогом такой эволюции будет мертвый квазар в центре замороженной звездной системы (рис. 3).

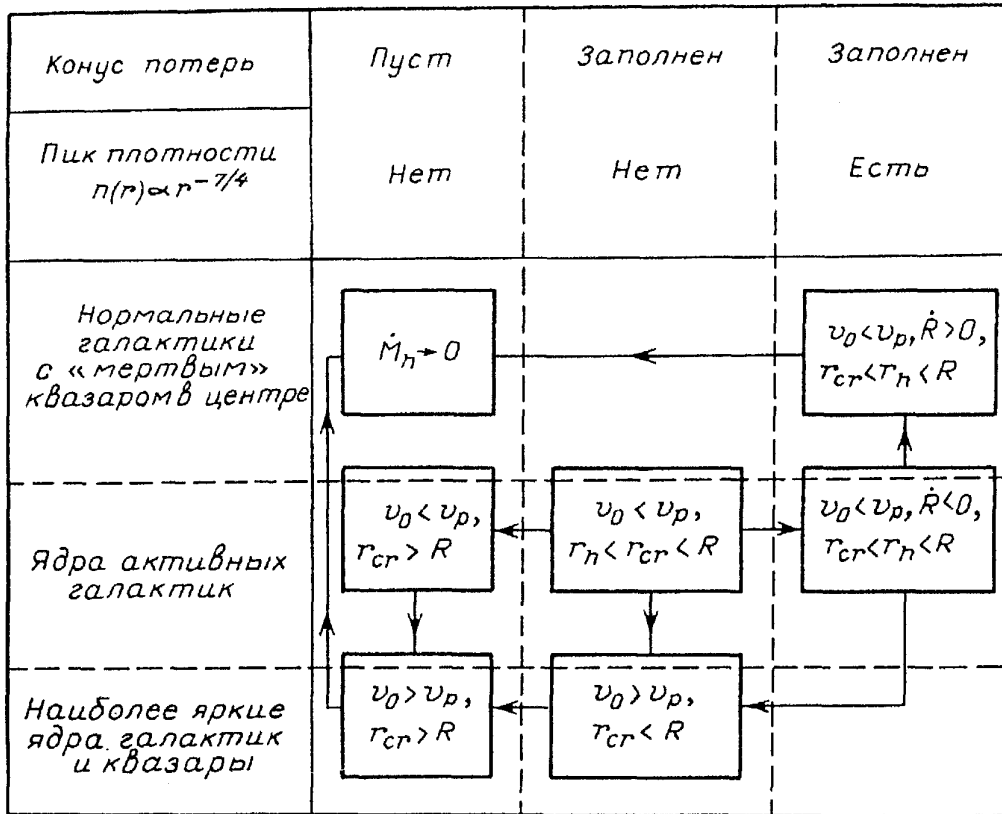


Рис. 3. Последовательность смены физически различных стадий эволюции галактических ядер с центральной массивной ЧД, зависящая от соотношений между дисперсией скоростей звезд v_0 и скоростью убегания с поверхности звезды v_p , между радиусом влияния дыры $r_h = GM_h/v_0^2$, критическим радиусом r_{cr} , в пределах которого конус потерь не успевает заполняться звездами, и радиусом звездной системы $R = GmN/2v_0^2$. Штриховыми линиями показаны условные границы, разделяющие ядра галактик с различным уровнем активности. Подробное рассмотрение каждой из стадий эволюции см. в разделах 5.2 — 5.6

5.5. Эволюция с незаполненным конусом потерь ($r_{cr} \gg R, v_0 \ll v_p$). На этот режим эволюции звездная система переходит при $M_h \gg M_{dif}$ из (4.11) в процессе сжатия на стадии без пика плотности (см. разделы 5.2 и 5.3) или с пиком плотности (см. раздел 5.4), не способным остановить сжатие. Приливное разрушение или захват звезд дырой теперь происходит за счет диффузии их орбит внутрь пустого в пределах всей системы конуса со скоростью (4.13), которая значительно превышает скорость испарения звезд из системы (2.3). Поэтому пренебрегая испарением звезд так же, как и при рассмотрении стадии быстрого роста ЧД в режиме без пика плотности (см. раздел 5.3), имеем: $M = M_h + Nm = \text{const}, \dot{R} = \dot{v}_0 = 0, \mu = 1 + \chi(1 - \nu)$ при $\chi = N(0)/M_h(0)$. В этом случае интегрирование уравнения (4.13) при $\dot{N} = -\dot{N}_{dif}$, независимо от соотношения между M_h и Nm , дает единый закон временной эволюции системы

$$\nu \simeq \left[1 + \left(\frac{t}{\tau_{\text{dif}}} \right) \right]^{-1}, \quad (5.21)$$

где $\tau_{\text{dif}} = \lambda_1 T_0(0)$. Испарение звезд тем не менее сопровождается относительно медленным сжатием $\rho = \nu^k$ в случае $M_h \ll Nm$ и $\rho = \nu^{k/2}$ в случае $M_h \ll Nm$, где $k = 2\alpha\lambda_1/3 \sim 10^{-1}$, и медленным ростом $v_0 \propto \nu^{-k/4}$. При уменьшении числа звезд в системе отношение r_{cr}/R возрастает, и, следовательно, не реализуются условия образования пика плотности звезд, способного остановить сжатие. Наоборот, с ростом дисперсии скоростей звезд v_0 возрастает роль разрушительных столкновений звезд, темп которых начинает превышать темп диффузии звезд к дыре при $v_0 > v_p = (2Gm/r_*)^{1/2}$.

5.6. Стадия столкновений звезд ($v_0 > v_p$). Этой стадии эволюции избегают лишь звездные системы с пиком плотности звезд $n(r) \propto r^{-7/4}$, в которых нагрев гравитационно связанными с ЧД звездами обеспечивает вековое расширение системы (см. раздел 5.4), а также системы, целиком состоящие из нейтронных звезд и ЧД звездных масс, для которых $v_p \sim c$. Сравнение скоростей эволюционных процессов (2.3), (2.35), (4.10), (4.13), (4.16) и (4.18) показывает, что столкновения звезд становятся доминирующим фактором эволюции при $v_0 > v_p$. Пик плотности звезд $n(r) \propto r^{-7/4}$, если он не оказывается способным остановить рост дисперсии скоростей звезд v_0 , на столкновительной стадии эволюции также разрушается. При доминировании столкновений процесс сжатия звездной системы с центральной ЧД управляется теми же законами, что и в рассмотренном в разделе 2.7 случае без ЧД, поскольку столкновения не изменяют полную массу системы $M = M_h + Nm$ и преобладают над всеми другими процессами. Вне зависимости от соотношения масс M_h и Nm эффективный радиус системы R уменьшается вследствие диссипации энергии по приближенному закону (2.36), причем продолжительность столкновительной стадии эволюции $\tau_{\text{coll}} \sim (v_p/v_0)^4 \Lambda T_0(0)$ зависит от массы ЧД только в случае $M_h > Nm$.

Особенности роста массы ЧД на столкновительной стадии эволюции связаны только с соотношением между критическим радиусом r_{cr} , в пределах которого конус потерь не успевает заполняться звездами, и радиусом системы R . При $r_{\text{cr}} \ll R$ в потоке звезд на дыру доминируют заполняющие конус потерь инфинитные звезды и масса ЧД с учетом уравнения (4.10) растет как

$$\mu = \left[1 - \mu_{\text{inf}} (1 - \rho) \right]^{-3}, \quad (5.22)$$

где $\mu_{\text{inf}} = (\chi/3) \dot{N}_{\text{inf}}(0) / \dot{N}_{\text{coll}}(0)$, $\chi = mN(0) / M_h(0)$. Однако этот режим эволюции сопровождается ростом отношения r_{cr}/R по мере сжатия звездной системы и роста ЧД и неизбежно заканчивается опустошением конуса потерь в пределах всей системы при достижении значения $r_{\text{cr}} \geq R$. Дальнейший рост ЧД (см. рис. 3) уже в эволюционно устойчивом режиме, когда $r_{\text{cr}} > R$, и поток

звезд на дыру задается темпом их диффузии внутрь пустого конуса потерь (4.13), приводящим к росту ЧД по закону [124]

$$\mu = 1 + \mu_{\text{dif}} (1 - \rho^2), \quad (5.23)$$

где $\mu_{\text{dif}} = (\chi/2)\dot{N}_{\text{dif}}(0)/\dot{N}_{\text{coll}}(0)$.

Столкновительная стадия эволюции звездной системы, окружающей массивную ЧД, — самая яркая фаза активности галактических ядер, на которой светимость ЧД может быть близка к эддингтоновской. Физические условия на столкновительной стадии более всего соответствуют наблюдаемым в ядрах активных галактик областям формирования широких эмиссионных линий, интерпретируемым как совокупность высокоскоростных облаков газа в интенсивном поле излучения центрального источника [125, 126]. В наиболее мощных ядрах активных галактик и квазарах с массой центрального источника $M_{\text{h}} > M_{\text{max}}$ из (4.3), когда звезды проглатываются дырой целиком без приливного разрушения, именно столкновения звезд способны в избытке снабжать ЧД аккрецируемым материалом и поддерживать ее светимость на высоком уровне. Более того, суммарная мощность энерговыделения при столкновительном саморазрушении звездной системы при достаточно высокой дисперсии скоростей звезд v_0 может превысить предел Эддингтона $L_{\text{E}} = Mc^2/t_{\text{E}}$, где $t_{\text{E}} = \sigma_T c / 4\pi G m_{\text{p}} \sim 5 \cdot 10^8$ лет, для полной массы системы $M = M_{\text{h}} + Nm$ в течение интервала времени $t \leq (v_0/c)^2 t_{\text{E}}$. Подавляющую часть этого энерговыделения составляет кинетическая энергия облаков газа разрушенных звезд, которые в процессе своего расширения и взаимодействия друг с другом образуют выходящую из ядра галактики единую сферическую ударную волну. Частично энергия этой ударной волны должна трансформироваться в излучение протяженной области формирования узких эмиссионных линий [126, 127], а также идти на ускорение космических лучей [128, 129].

Стадия столкновительного саморазрушения плотных звездных скоплений в галактических ядрах, сопровождающаяся генерацией гигантской сферической ударной волны, может реализоваться, по крайней мере, дважды — перед образованием массивной ЧД (см. раздел 2.6) и в процессе сжатия остатка звездной системы вокруг центральной ЧД.

Звездная система прекращает свое существование как скопление звезд, когда большая их часть разрушается в результате столкновений. К этому моменту масса ЧД дорастает согласно (5.23) до величины $M_{\text{h}} \approx \approx (1/2)N(0)m\dot{N}_{\text{dif}}(0)/\dot{N}_{\text{coll}}(0) < N(0)m$ или еще меньшей, если светимость ЧД поддерживается на эддингтоновском уровне и она не успевает аккрецировать весь поставляемый ей газ. Следовательно, на столкновительной стадии эволюции ЧД не успевает поглотить основную долю массы разрушающейся звездной системы и ее эволюция завершается формированием вокруг ЧД массивной газовой оболочки с примесью выживших звезд. На последующей газодинамической стадии эволюции [83 — 90] в зависимости от величины углового момента газового остатка разрушающейся звездной системы формируется массивный аккреционный диск, способный раскрутить ЧД [130], либо осущест-

вляется режим сферической аккреции с темпом [2]

$$\dot{M}_h = \alpha(\gamma) r_g^2 c \rho_\infty (a_\infty/c)^{-3}, \quad (5.24)$$

где зависящая от показателя адиабаты численная константа $\alpha(\gamma) \sim 1$, а величины плотности ρ_∞ к скорости звука в газе a_∞ на больших расстояниях от ЧД соответствуют их значениям вблизи радиуса влияния дыры $r_h = GM_h/a_\infty^2$. Фрагментация, сопровождающаяся звездообразованием в окружающем ЧД газовом облаке после сброса части массы в виде сферической ударной волны, частично возрождает звездную систему, но лишь в экстремальных условиях глубокой потенциальной ямы и высокой аккреционной светимости ЧД.

6. Центральный источник.

6.1. Основные принципы работы. Способность массивной ЧД функционировать в качестве центральной "машины" в ядрах активных галактик и квазарах с качественной точки зрения не вызывает сомнений, что связано с уникальностью свойств гравитационного поля ЧД, позволяющего перерабатывать значительную долю массы падающего на нее вещества в излучение. Однако детальная картина взаимодействия ЧД с ее окружением чрезвычайно сложна и запутана. Ее разработка в настоящее время еще далека от завершения, несмотря на значительные усилия многочисленных исследователей. Тем не менее принципиальные особенности работы центральной машины, по-видимому, уже определены [1 — 7, 31 — 34, 43, 131 — 139]. Этими особенностями являются

а) *Аккреция.* Источником энергии несомненно является внешний газ, аккрецируемый на ЧД. Поскольку у ЧД отсутствует твердая поверхность, то наибольшая эффективность энерговыделения достигается при дисковой аккреции газа, обладающего достаточным угловым моментом.

б) *Релятивизм.* В сильном гравитационном поле ЧД достигается эффективность конверсии массы аккрецируемого вещества в излучение $\eta = L/\dot{M}_h c^2 \sim 0,1$, что обеспечивает в течение длительного времени большую мощность излучения.

в) *Электродинамика.* В аккрецируемой плазме за счет механизма динамо формируется магнитосфера с крупномасштабным регулярным магнитным полем, внешним по отношению к ЧД. В результате вся система действует как электромагнитный генератор.

г) *Вращение.* В нестационарной области вдоль совместной оси вращения ЧД и аккреционного диска образуются разреженные воронки (сопла), в которых под действием градиентов давления газа и излучения, а также магнитосферного электромагнитного поля генерируются противоположно направленные релятивистские струи.

Получение детального решения задачи об аккреции на ЧД является вызовом современной астрофизики, поскольку требует самосогласованного рассмотрения гравитационных, газодинамических и электромагнитных факторов в широком интервале условий, охватывающих реальное многообразие явлений

в ядрах активных галактик. В то же время разнообразие возможных условий аккреции позволяет выделить предельные режимы, для описания которых достаточно лишь небольшого числа параметров. В ньютоновской области на больших расстояниях от области основного энерговыделения баланс градиента давления и сил гравитации во вращающемся аккреционном потоке приводит к формированию геометрически тонкого диска [34, 131 — 134]. В свою очередь дифференциальное вращение слоев диска за счет вязкости обеспечивает перенос избыточного углового момента от внутренних частей диска наружу. Выделяемая при этом энергия излучается локально с поверхности диска. При большой светимости внешние слои, образующие атмосферу диска, подвергаются дополнительному сильному нагреву вследствие поглощения части энергии, излучаемой центральной релятивистской областью диска. В процессе дисковой аккреции ЧД раскручивается падающим на нее веществом до состояния, близкого к экстремально быстрому вращению, что сопровождается дополнительным ростом эффективности аккреции до значения $\eta \approx 0,3$ [140, 141]. В релятивистской области, где происходит основное энерговыделение, при большом темпе аккреции тонкий диск в результате развития тепловой неустойчивости распухает [142 — 149] и становится геометрически толстым. Поверхности равной плотности (изоденсы) в толстом аккреционном диске имеют форму коаксиальных торов [97 — 99], что в частности способствует начальной коллимации излучения вдоль оси вращения ЧД. Стационарная аккреция на ЧД возможна, вообще говоря, лишь при полной светимости центрального источника $L \leq L_E$, когда гравитационное притяжение ЧД может противостоять давлению излучения на плазму. При светимости, близкой к эддингтоновскому пределу, аккреционный диск будет окружен протяженной горячей хромосферой, образуемой истекающей из диска плазмой [150 — 152]. В случае достаточно плотной плазмы сверхэддингтоновский поток излучения, возможно, приводит не к выдуванию плазмы из окрестности центрального источника, а к развитию в ней сильной турбулентности и переходу к конвективному переносу энергии, как в недрах массивных звезд.

6.2. Особенности магнитосферы черной дыры. В аккреционном потоке на ЧД происходит неизбежный рост напряженности вмороженного в плазму исходного магнитного поля за счет сжатия плазмы и механизма динамо [130, 153 — 156]. Достаточно близко от ЧД электромагнитные силы наравне с гравитацией определяют характер распределения и движения заряженных частиц [43, 157 — 159]. В области сильного гравитационного поля быстро вращающейся ЧД в силу эффекта Бардина—Петерсона [160] аккреционный диск с произвольной ориентацией углового момента располагается в плоскости экватора дыры и соответственно магнитосфера быстро вращающейся ЧД в релятивистской области имеет осесимметричную структуру. Горизонт событий ЧД в электромагнитном отношении качественно подобен сфере с конечной проводимостью [43, 161, 162], поэтому магнитосферы ЧД во многих отношениях сходны с магнитосферами вращающихся нейтронных звезд — пульсаров [163, 164]. В то же время существенное различие связано с тем, что затравочным источником магнитосферы нейтронной звезды является ее собственное внутреннее магнитное поле, к которому подстраивается

аккрецируемая или генерируемая за счет каскадного рождения электрон-позитронных пар плазма. Наоборот, в более сложном случае магнитосферы ЧД все затравочные источники электромагнитного поля расположены в самой аккрецируемой плазме и являются внешними относительно ЧД [165]. Магнитосфера в свою очередь оказывает обратное электромагнитное воздействие на ЧД, приводя к ее поляризации или накоплению внутри дыры электрического заряда. В частности [166], в вакуумном пределе равновесный электрический заряд ЧД с угловым моментом $J = aM_h G/c$ в коллинеарном магнитном поле напряженностью B_0 оказывается равным $q_0 = 2B_0 JG/c^3$. Этот заряд с учетом обратного влияния магнитного поля на метрику [167] сохраняется дырой даже при экстремальном значении параметра вращения дыры $a = M_h$.

В общем случае при генерации в магнитосфере крупномасштабного магнитного поля напряженностью B_0 за счет поляризации дыры и аккрецируемой плазмы вблизи горизонта вращающейся ЧД индуцируется также и электрическое поле напряженностью $\mathcal{E} \sim (a/M_h)B_0$, где параметр вращения керровской ЧД $|a| \leq M_h$. Электромагнитной равновесие вращающейся магнитосферы и ЧД поддерживается поляризацией дыры и плазмы, а также протекающими в плазме токами, причем ЧД сама является частью электрической цепи. Такая электрическая батарея работает за счет излучения электромагнитных волн и вследствие токовых потерь [43]. Последние, по-видимому, являются преобладающим механизмом энерговыделения, поскольку из-за поляризации в плотной плазме возможно подавление электромагнитного излучения подобно тому, как это происходит в магнитосфере пульсаров [164]. По порядку величины полная мощность энерговыделения в магнитосфере ЧД достигает величины

$$W \sim 10^{-2} \left(\frac{a}{M} \right)^2 B_0^2 r_g^2 c \sim 10^{45} \left(\frac{a}{M} \right)^2 \left(\frac{B_0}{10^4 \text{ Гс}} \right)^2 \left(\frac{M_h}{10^9 M_\odot} \right)^2 \text{ эрг} \cdot \text{с}^{-1}, \quad (6.1)$$

при максимальной э.д.с. в такой батарее

$$U \sim \frac{a}{M} B_0 r_g \sim 4,4 \cdot 10^{20} \frac{a}{M} \cdot \frac{B_0}{10^4 \text{ Гс}} \left(\frac{M_h}{10^9 M_\odot} \right) B. \quad (6.2)$$

С этим электрическим потенциалом связываются надежды на ускорение частиц в вакуумных воронках вдоль оси вращения ЧД. Максимальную величину напряженности магнитного поля в магнитосфере ЧД можно оценить, например, из условия равномерного распределения плотностей энергии аккрецируемой плазмы и электромагнитного поля, что приводит к величине

$$B_0 \leq \left(\frac{m_p c^2}{\eta r_g \sigma_T} \right)^{1/2} \approx 4 \cdot 10^4 \left(\frac{\eta}{0,1} \right)^{-1/2} \left(\frac{M_h}{10^8 M_\odot} \right)^{-1/2} \text{ Гс}. \quad (6.3)$$

6.3. Генерация космических лучей. Гравитационное поле ЧД само по себе без привлечения вторичного по происхождению магнитосферного электромагнитного поля является мощным ускорителем, поскольку скорости всех падающих в дыру частиц стремятся к скорости света относительно локально неподвижного наблюдателя при приближении к горизонту событий ЧД. Этот гравитационный ускоритель будет эффективно работать не только на себя, но и на внешнего наблюдателя, если обеспечены условия вылета продуктов взаимодействий ускоренных частиц, для чего в свою очередь необходимы подходящие мишени в области существования стационарных орбит. В реальных условиях мишенями служат частицы самого аккрецируемого газа при релятивистских относительных скоростях его частиц. Такая возможность реализуется, по крайней мере, при квазисферической аккреции разреженного газа или вблизи внутренней границы толстого диска. В тонком же диске, несмотря на релятивистский характер объемного течения газа, относительное движение частиц в газе даже вблизи внутренней границы диска происходит лишь с тепловыми, вообще говоря, нерелятивистскими скоростями. Дополнительными преимуществами для генерации быстрых частиц обладает быстро вращающаяся ЧД. В области, примыкающей к горизонту событий вращающейся ЧД и называемой эргосферой, возможна реализация процесса Пенроуза [168], качественно аналогичного потере энергии вращающимся телом при его взаимодействии со внешним полем [169, 170]. Помимо обычной прецессии в гравитационном поле вращающейся ЧД вблизи ее горизонта происходит также сильная прецессия мгновенных плоскостей неэкваториальных орбит вокруг оси вращения дыры — эффект Уилкинса [171]. В результате близкие к круговым неэкваториальные траектории в релятивистской области быстро перемешиваются и вблизи плоскости экватора ЧД частицы аккрецируемого газа оказываются на встречных траекториях с малыми радиальными, но с релятивистскими относительными скоростями. Подобные траектории частиц аккрецируемого газа типичны для внутренней границы толстого диска. Механизм генерации быстрых частиц при столкновениях и распадах частиц аккрецируемого газа работает наиболее эффективно вблизи границы устойчивого движения [140], причем самые быстрые улетающие от ЧД частицы ведут свое происхождение от процессов Пенроуза. Например [172], упругое взаимодействие в этгосфере экстремально быстро вращающейся ЧД двух протонов на сходящихся неэкваториальных орбитах, которые первоначально почти покоялись вдали от ЧД, может закончиться вылетом одного из них на бесконечность с максимальной кинетической энергией $2(2/3)^{1/2}m_p c^2 \approx 1,5$ ГэВ. При подобных же неупругих взаимодействиях, сопровождающихся рождением гамма-кванта, энергия последнего на бесконечности имеет верхний предел $2m_p c^2 \approx 1,9$ ГэВ. Эти энергии соответствуют наиболее оптимальной геометрии взаимодействия и вылета, маловероятной при статистическом усреднении. Толща вещества, проходимая быстрой частицей в квазисферическом потоке или внутри толстого диска вблизи его внутренней границы, есть $x \sim (L/L_E)(m_p/\eta\sigma_T) \sim 25(L/L_E)(\eta/0,1)^{-1} \text{ г}\cdot\text{см}^{-2}$, где η — эффективность конверсии вещества в излучение, σ_T — сечение Томсона. При светимости вблизи

эддингтоновского предела $L \sim L_E$ и $\eta \sim 0,1$ набираемая толщина достаточна для эффективных ядерных взаимодействий, которые в субрелятивистском режиме имеют типичные сечения $\sigma_{pp} \sim 10^{-26} \text{ см}^2$. Конечными продуктами р—р-взаимодействий вблизи ЧД будут гамма-кванты и нейтрино с характерными энергиями на бесконечности порядка $10 - 100 \text{ МэВ}$. Полная интенсивность их излучения зависит от характера траекторий протонов в релятивистской области аккреции вблизи ЧД [173, 174]. Идеализированный модельный расчет [175] для случая невращающейся ЧД при полной светимости $L < 10^{-3} L_E$, когда протоны аккрецируемой плазмы движутся по регулярным орбитам, дает интенсивность гамма-излучения на уровне $L_\gamma \approx 10^{-2} L$.

Возможность участия массивных ЧД в генерации космических лучей высоких и сверхвысоких энергий связывается с электромагнитными полями и ударными волнами [176 — 180], инициируемыми аккреционной активностью ЧД, подобно процессам ускорения частиц на нестационарных звездах, при взрывах сверхновых и в космической среде. В этих процессах ЧД выступает в роли общего генератора энергии — первичного движителя, определяющего лишь масштаб явлений, а специфические особенности их сильного гравитационного поля, в частности, чрезвычайная компактность источника и наличие горизонта событий, оказываются несущественными. Энергия ускоренных частиц, в принципе достижимая за счет униполярной индукции в магнитосфере ЧД, согласно (6.2) и (6.3) есть $E_{\max} \sim eBr_g \leq 5 \cdot 10^{20} (M/10^9 M_\odot) \text{ эВ}$. Реальные энергии частиц, ускоряемых вблизи массивных ЧД индуцированным электромагнитным полем, по-видимому, значительно меньше этой максимальной оценки с учетом эффектов экранировки в плазме и потерь энергии ускоряемых протонов при их взаимодействии с мощным световым полем аккреционного диска [181, 182].

Наблюдаемые мощные релятивистские струи из многих ядер активных галактик и квазаров есть свидетельство эффективного ускорения частиц в разреженных воронках толстого аккреционного диска вблизи оси вращения массивной ЧД. Проникающая внутрь этих воронок плазма даже при отсутствии сильного индуцированного электромагнитного поля ускоряется до субрелятивистских скоростей мощным потоком излучения центрального источника, коллимированного стенками воронок [183 — 185]. Для поддержания коллимации плазменных струй на больших расстояниях от ЧД необходима генерация в них собственного фокусирующего магнитного поля [4 — 7, 186 — 188]. Переносчиками энергии в крупномасштабных плазменных струях могут быть только протоны и релятивистские нейтроны [189, 190], поскольку электронная компонента из-за неизбежных синхротронных потерь чрезвычайно быстро теряет энергию и должна непрерывно подпитываться. Альтернативным вариантом является переработка в самом источнике энергии ускоренных частиц в пучок гамма-квантов высоких энергий [191, 192], способный без потерь распространяться на большие расстояния. Энергия такого пучка при попадании в облако плотной плазмы снова конвертируется в энергию заряженных частиц.

Развитие неустойчивостей в мощных струях и их взаимодействие с ок-

ружающим галактическим и межгалактическим веществом сопровождается образованием крупномасштабных ударных волн, наблюдаемых [6, 193 — 197] в виде горячих пятен в струях или на их концах. Образование стоячих ударных волн возможно и в самом аккреционном потоке [198 — 201] в непосредственной близости от ЧД. Процесс ускорения частиц на фронтах ударных волн вблизи ЧД и в горячих пятнах в струях, по-видимому, более эффективен для генерации космических лучей по сравнению с их непосредственным ускорением в магнитосфере ЧД индуцированным электромагнитным полем. В этом случае космические лучи наиболее высоких энергий генерируются в крупномасштабных ударных волнах вдали от центрального источника, где плотность его излучения мала и соответственно малы потери энергии ускоряемых протонов вследствие фоторасщепления.

7. Наблюдательный статус массивных черных дыр.

7.1. Ключевые факты присутствия массивных ЧД в ядрах активных галактик. Ядра галактик — естественная среда обитания трудноуловимых ЧД. Несмотря на то, что ЧД есть вещь в себе, ее взаимодействие с окружающим миром строго детерминировано. Поэтому реальность ЧД может быть подтверждена или отвергнута путем экспериментальной проверки. Гигантское различие пространственно-временных масштабов наблюдателя и ЧД делает невозможным проведение непосредственного (контактного) эксперимента с объектом изучения, удостоверяющего реальность его существования. В этом отношении ЧД, как и вообще все далекие астрофизические объекты и Вселенная в целом, подобны объектам микромира. Факт их объективной реальности, а также их свойства определяются лишь путем системного анализа (теория) совокупности косвенных признаков (эксперимент). В свою очередь наблюдательные проблемы детектирования ЧД подобны трудностям всякого эксперимента и связаны с большой зашумленностью полезного сигнала за счет его малой интенсивности, либо вследствие размывания при прохождении через вещество между ЧД и наблюдателем.

Аналізу наблюдательной картины феномена активности в галактических ядрах посвящены многочисленные детальные обзоры (см., например, [4 — 7, 127, 203] и цитируемую там литературу). Огромный массив накопленных наблюдательных данных полностью согласуется со схемой аккреции на массивные ЧД и не содержит ни одного противоречащего ей факта. Эвристическим преимуществом схемы с массивной ЧД является ее универсальность и эволюционная неизбежность [1 — 4] в отличие от альтернативных моделей (сверхмассивная звезда, компактное скопление взрывающихся звезд и т.д.), которые объясняют только часть наблюдаемой картины и способны реализоваться лишь на относительно коротком промежуточном этапе на пути к массивной ЧД. Перечислим основные для проблематики массивных ЧД экспериментальные факты.

Ядра целого класса галактик проявляют высокую активность и содержат мощный пространственно неразрешаемый центральный источник излучения. Галактики с активными ядрами как правило имеют спиральную структуру и составляют порядка 10% их общего числа [202]. Мощной активностью обла-

дают также расположенные в центрах богатых скоплений галактик гигантские эллиптические cD галактики. Они образуются, по-видимому, при слиянии нескольких галактик. Наиболее яркую часть этого класса объектов составляют квазары, вокруг которых, несмотря на гигантские расстояния до них, удается обнаружить диффузные туманности с характерными для галактик спектрами. Излучение ядер активных галактик регистрируется во всех диапазонах длин электромагнитных волн от радио до жесткого гамма-излучения и качественно соответствует равномерному распределению энергии излучения по декадам частот. В предположении изотропии излучения светимость наиболее ярких объектов достигает $10^{47} - 10^{48}$ эрг·с⁻¹, что с учетом эддингтоновского предела стационарной светимости соответствует массам центральных источников $M_h \sim 10^9 - 10^{10} M_\odot$ или еще большим. Центральные источники часто оказываются переменными. Их яркость может меняться на десятки процентов в течение суток, часов или еще быстрее, что свидетельствует о размерах области формирования излучения порядка гравитационного радиуса источника $r_g = GM_h/c^2 \approx 1,5 \cdot 10^{14} (M_h/10^9 M_\odot)$ см. В радио, а в некоторых случаях и в оптическом диапазоне (галактика М 87, квазар 3С 273), наблюдаются гигантские коллимированные струи, выходящие из ядер активных галактик [4 — 7, 203]. Эти выбросы с линейными размерами, значительно превышающими размер галактик, имеют разнообразные формы и сложную структуру. Вблизи источника они обычно распространяются в двух противоположных направлениях, но наблюдаются также и односторонние выбросы. Из поляризационных измерений следует существование в струях регулярного магнитного поля. Во многих случаях струи заканчиваются огромными областями радиоизлучения с линейными размерами в сотни кпк и даже больше (около 5 Мпк у 3С 236 [204]). Такие протяженные двойные структуры с обычно растущей к внешнему краю яркостью имеют синхротронные спектры излучения, а полная энергия релятивистских электронов в них достигает $10^{60} - 10^{61}$ эрг. Протяженные двойные радиоструктуры через струи генетически связаны с центральным источником, поэтому он должен обладать свойствами массивного гироскопа и поддерживать непрерывную накачку энергии в струи в течение длительных интервалов времени, вплоть до 10^8 лет. Только на генерацию струй должна "перерабатываться" масса вещества больше $10^7 - 10^8 M_\odot$. С подобной задачей способен справиться только очень массивный релятивистский объект.

Из анализа пространственного распределения ядер активных галактик и связанных с ними радиоисточников следует существование сильной эволюции их яркости на временных масштабах порядка $10^8 - 10^9$ лет. Сильная эволюция согласуется со схемой возрастания массы центрального источника, максимальная скорость которого при достаточном резервуаре аккрецируемого вещества связана с эддингтоновским пределом светимости и соответствует экспоненциальному росту с характерным временем $\tau = \eta t_E$, где $t_E = \sigma_T c / 4\pi G m_p \approx 5 \cdot 10^8$ лет, а эффективность аккреции $\eta \sim 0,1$. При исчерпании запасов аккрецируемого материала центральный источник гаснет и родительская галактика возвращается в состояние нормальной галактики. Радикальная пере-

стройка галактических ядер происходит при приливных взаимодействиях близких галактик, приводящих к их слиянию. Следы происшедшего в недавнем прошлом слияния наблюдаются в морфологической структуре некоторых активных галактик [46, 47]. Диссипативные приливные взаимодействия и слияния галактик наиболее вероятны в центральных, самых плотных частях скоплений галактик. Отдельные галактики здесь могут переживать несколько актов слияния, приводящих к рекуррентному возобновлению активности их ядер. Примерами таких галактик являются гигантские сD галактики, доминирующие в центральных частях богатых скоплений. Эти же галактики увеличивают свою массу и соответственно массу своих ядер, аккрецируя содержащийся в скоплениях горячий межгалактический газ. Сжатие аккрецируемого газа сопровождается быстрым высвечиванием его тепловой энергии и формированием так называемого остывающего потока [44, 45], в котором происходит интенсивное звездообразование.

Спектральные характеристики потоков излучения и особенности их временных вариаций дают информацию о картине аккреции в ближайшей окрестности центрального источника. В рентгеновском диапазоне спектры ядер активных галактик обычно имеют степенную форму [205 — 207] с показателем степени $\alpha \sim 0,6 - 0,8$. Подобные спектры характерны для аккреционных дисков, в наиболее экстремальных случаях окруженных горячей истекающей короной. В области энергий ≤ 1 кэВ наблюдается небольшой избыток излучения (часто переменный в масштабе нескольких часов и меньше), интерпретируемый как тепловое излучение внутренних частей диска [208, 209]. Резкие изменения светимости центрального источника обычно через несколько дней сопровождаются изменением интенсивности профилей эмиссионных линий. Прямым свидетельством аккреции при подобном скачке интенсивности излучения ядра активной галактики можно считать наблюдение запаздывания роста красного крыла линий по отношению к голубому крылу [24 — 29]. Эффект Доплера и красное смещение приводят к несимметричной двугорбой форме спектральных линий, излучаемых вращающимся диском. Подобные профили наиболее яркой бальмеровской линии H_{α} наблюдаются у нескольких достаточно близких ядер активных галактик [29]. Мониторное слежение за изменением профилей линий дает также информацию о внутреннем и внешнем размерах диска и массе центрального источника.

Попытка построения единой схемы активности галактических ядер [210 — 213], сводящей различие их качественных характеристик к единственной зависимости от ориентации оси симметрии центрального источника относительно линии наблюдения, — результат естественного стремления к обобщению разнообразных наблюдательных данных. Эта красивая идея опробована лишь на нескольких примерах и ее жизнеспособность, по крайней мере, в первоначальном виде еще нельзя считать надежно установленной. Тем не менее, обосновывается гипотеза, что центральный источник обычно окружен массивным поглощающим облаком пыли и газа тороидальной формы с внешним размером от ~ 1 пк до ~ 1 кпк, тогда как основное энерговыделение происходит из много меньшей области размером порядка гравитационного радиуса ЧД. Ось симметрии тороидального облака близка или совпадает с

осью вращения дыры и в конечном итоге связана с вращением родительской галактики. Анизотропия поглощения излучения центрального источника в тороидальном облаке эквивалентна коллимации излучения вдоль оси тора и сильной зависимости спектра и кажущейся формы источника от взаимной ориентации оси тора и линии наблюдения. Поэтому изучение ядра только одной активной галактики дает лишь частичную и далеко не полную информацию о сущности "монстра" в ее центре по аналогии с определением формы слона на ощупь в древней притче о слепых странниках. Если угол между осью симметрии тора и линией наблюдения достаточно мал, то наблюдатель может видеть собственное излучение аккреционного диска и релятивистской струи. В этом случае в зависимости от соотношения между интенсивностями излучения диска и струи источник представляет собой классический квазар, либо объект типа BL Lac с быстрой переменностью и слабыми или вообще отсутствующими эмиссионными линиями. Наконец, при более умеренной светимости наблюдается ядро сейфертовской галактики 1-го типа с широкими эмиссионными линиями, формирующимися в высокоскоростных облаках газа в непосредственной близости от центрального источника. Если же угол между осью симметрии тора и линией наблюдения достаточно велик, то спектр центрального источника из-за поглощения сильно искажается. Достаточно близкие источники в этом случае выглядят как ядра сейфертовских галактик 2-го типа, у которых эмиссионные линии уже, чем у сейфертов 1-го типа. Более же далекие источники с мощными струями предстают теперь в виде радиогалактик со слабой или полностью отсутствующей центральной компонентой и протяженными двойными областями радиоизлучения, в которые энергия накачивается струями из центрального источника. Единая схема решает также проблему наблюдаемого рентгеновского фона, поскольку она предсказывает для большинства ядер активных галактик анизотропию рентгеновского излучения при средней интенсивности на уровне, типичном для сейфертов 1-го типа. В этом случае рентгеновский фон может быть приписан активности их центральных источников [213].

7.2. Проблема массивной черной дыры в ядре нашей Галактики. В основе поиска "мертвых" квазаров в ядрах нормальных галактик лежит изучение распределения и движения вещества в их центральных частях, а также регистрация возможных спорадических вспышек активности. Наиболее интригующую возможность здесь представляет центр нашей собственной Галактики, расстояние до которого "всего" около 8 кпк. Эта особая область имеет запутанную пространственную и динамическую структуру [20, 21], расшифровка которой чрезвычайно затруднена затеняющими ее плотными молекулярными облаками и пылью. Основная масса вещества в пределах центрального парсека сосредоточена в звездах и составляет около $10^7 M_{\odot}$. Вследствие гигантского ослабления пылью излучения звезд (до 30 звездных величин) параметры центральной области этого скопления и звездный состав известны удручающе плохо. Радиус динамически выделенной сердцевины (кора) звездного скопления, по-видимому, порядка 0,1 пк, но возможно и еще меньше. Дисперсия скоростей звезд в этой области около $100 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$, причем скорости газовых конденсаций значительно выше. Предполагаемая в центре Галактики массивная ЧД ассоциируется с уникальным переменным

радиоисточником Sgr A*, имеющим необычный для галактических объектов растущий спектр с показателем степени $\alpha \sim 0,25$ и линейный размер всего 10 астрономических единиц [214]. Радиоисточник расположен внутри комплекса инфракрасного излучения IRS 16, но не совпадает ни с одной из его ярких частей [215, 216]. Болومترическая светимость объекта Sgr A*, определяемая по тепловому излучению окружающей его пыли [217], не превышает $\sim 2 \cdot 10^7 L_{\odot}$. В рентгеновском диапазоне это заурядный источник со светимостью не более $10^{36} - 10^{37}$ эрг·с⁻¹. Эпизодически от центра Галактики регистрируется [218—220] переменное излучение узкой аннигиляционной линии 0,511 МэВ, но идентификация ее источника затруднена из-за низкого углового разрешения гамма-телескопов. Не исключено, что значительная доля излучения источника Sgr A* ускользает от наблюдений и каналируется в узкие струи гамма излучения высоких энергий, бьющие вдоль оси вращения галактики [191]. Такие масштабно уменьшенные аналоги струй из ядер активных галактик будут проявлять себя только при их пересечении достаточно плотным облаком газа.

С радиоисточником Sgr A* связана также компактная структура ионизованного газа размером 1×3 пк², имеющая форму тройной "спирали", часть которой скорее всего образует кольцо [221, 222]. Вдоль "спиралей" движется полтора десятка плотных облаков звездных масс с размерами $\sim 0,1 \div 0,2$ пк и временем жизни $\sim 10^4$ лет. По доплеровскому сдвигу регистрируемой от облаков инфракрасной линии Ne II удалось измерить их индивидуальные лучевые скорости. Если считать, что компактные облака газа движутся стационарно, то в центре Галактики помимо распределенной массы звезд должна также находиться "точечная" масса $M_h \approx (2 - 4) \cdot 10^6 M_{\odot}$, которой могла бы быть ЧД [20, 21]. Кроме того, существование невидимой массы $M_h \approx 2 \cdot 10^6 M_{\odot}$ следует из данных о скоростях индивидуальных звезд [223, 224], хотя допустима структура центрального скопления вообще без массивной ЧД [215, 225—230]. Движение звезд, контролируемое лишь гравитационными силами, происходит с меньшими скоростями, чем движение газа. Это указывает на нестационарность газовой компоненты и отчасти ослабляет аргументы в пользу массивной ЧД, полученные из измерений скоростей движения облаков.

При звездном составе близком к солнечному и предсказываемой массе ЧД радиус сердцевины центральной звездной системы R , радиус влияния дыры r_h и критический радиус области с незаполненным конусом потерь r_{cr} отличаются не более, чем на порядок. В этих условиях заметный пик плотности звезд $n(r) \propto r^{-7/4}$ не формируется, конус потерь практически полностью заполнен звездами. При этом поток звезд на ЧД составляет $\dot{M}_h \sim 10^{-4} - 10^{-3} M_{\odot} \text{ год}^{-1}$ и должен приводить к средней светимости галактического центра, превышающей наблюдаемую [231]. Эта трудность преодолевается, если ЧД достаточно быстро "переваривает" вещество каждой разрушенной ее приливными силами звезды. Тогда активность ЧД проявляется в виде коротких, порядка нескольких лет, ярких вспышек [103, 104], повторяющихся с интервалами $\sim 10^3 - 10^4$ лет. Другим вариантом может быть разбрасывание из непосредственной окрестности дыры значительной массы газа, освобождающегося в процессе приливного разрушения звезд [104, 105]. На-

конец, возможно "проглатывание" звезд дырой целиком без образования аккреционного диска при падении внутри конуса потерь, когда из траектории не имеют точек возврата.

Однако даже при разрешении проблемы светимости галактического центра остается более сложная проблема неизбежного сильного роста достаточно массивной центральной ЧД за время жизни Галактики [122]. За время порядка 10^{10} лет предсказываемая массивная ЧД должна была "выесть" все окружающее ее звездное скопление и к настоящему времени полностью доминировала бы в центре Галактики. Надежда на замедление роста ЧД за счет разбрасывания остатков разрушенных звезд потенциально может оправдаться только в условиях пустого конуса потерь, когда звезды приближаются к сфере приливного разрушения по касательным траекториям и, следовательно, имеют точку возврата. Условиям же галактического центра при $M_h \approx (2 - 4) \cdot 10^6 M_\odot$ и солнечном звездном составе соответствует заполненный конус потерь. Поэтому значительная часть звезд, попадающих внутрь сферы приливного разрушения, имеет ныряющие в дыру траектории и проглатывается ею практически целиком без заметного энерговыделения (то есть без вспышки активности). Заморозить рост массивной ЧД в звездном скоплении можно, как показано в разделе 5.4, лишь при условии образования вокруг дыры пика плотности звезд $n(r) \propto r^{-7/4}$, способного обеспечить нагрев и вековое расширение центральной части скопления. Необходимое условие образования такого пика плотности $r_{cr} \ll r_h$ легко выполняется, если центральное скопление в ядре Галактики в основном состоит из более компактных звезд по сравнению с Солнцем, например, из белых карликов. Такая возможность достаточно реалистична для очень старого скопления звезд в ядре Галактики. Основной рост ЧД в нем в первую очередь должен происходить за счет "выедания" наиболее массивных и протяженных звезд, сосредоточенных ближе к центру скопления и имеющих большое сечение приливного разрушения. Замораживание роста массивной ЧД в центре Галактики при большом обилии там белых карликов произойдет [121] уже при $M_h \geq 10^5 M_\odot$. Одновременно снимается и проблема активности, поскольку белые карлики проглатываются дырой такой массы целиком без приливного разрушения.

7.3. Ядра близких галактик. Значительная удаленность ядер соседних галактик по сравнению с наблюдаемым сквозь толстый слой поглощающего вещества центром нашей Галактики частично компенсируется возможностью проведения детальных спектроскопических наблюдений в оптическом диапазоне. В ядре ближайшей спиральной галактики М 31 (Туманность Андромеды) и ее спутнике, карликовой галактике М 32, наблюдается сильная радиальная зависимость отношения масса—светимость, а также резкий рост к центру скорости вращения и дисперсии скоростей звезд в пределах нескольких центральных угловых секунд [13 — 18]. Аналогичная кинематическая картина обнаружена в ядре более далекой спиральной галактики М 104 ("Сомбреро") [19]. Моделирование распределения и движения звезд в ядрах этих галактик, так же как и в нашей Галактике, приводит к необходимости существования в них "точечных" масс, величиной $(6 - 7) \cdot 10^7 M_\odot$ в М 31, $(5 - 8) \cdot 10^6 M_\odot$ в М 32 и $\sim 10^8 M_\odot$ в М 104. Отметим также, что компактное

образование с массой порядка $10^3 M_{\odot}$ наблюдается в центре богатого шарового скопления звезд М 15 [232]. Все эти точечные при современном уровне наблюдений концентрации вещества вполне могут быть массивными ЧД со слабой активностью в силу малых аккреционных потоков на них. В условиях ядер нормальных галактик основным поставщиком аккрецируемого газа служат звезды, разрушаемые приливными силами массивной ЧД раз в $10^3 - 10^5$ лет. Поэтому в таких нормальных галактиках с неизбежностью должны происходить вспышки активности, преобразующие на короткое время их ядра в сейфертовские. В настоящее время, однако, не исключена возможность, что наблюдаемая в ядрах нормальных галактик, включая нашу собственную Галактику, "точечная" масса представляет собой всего лишь очень компактное скопление звезд или массивную перемычку — бар [225 — 230]. Дилемма — массивная ЧД или компактное скопление звезд — неразрешима пока и в случае ближайшей активной эллиптической галактики М 87, расположенной в центре скопления галактик в Деве. В ядре этой гигантской галактики, знаменитой, кроме того, своей оптической струей, возможно, существует ЧД с массой $M_h \approx (3 - 4) \cdot 10^9 M_{\odot}$ [22, 23, 233 — 235].

Многие неопределенности присутствия массивных ЧД в ядрах близких галактик, связанные с недостаточным угловым разрешением современных инструментов, в ближайшие несколько лет могут быть преодолены на уже запущенном большом космическом телескопе "Хаббл" или на проектируемых наземных оптических интерферометрах.

8. Заключение. Эволюционная цепочка "звездное скопление — сверхмассивная звезда — массивная ЧД в центре компактного звездного скопления — одиночная сверхмассивная ЧД" — наиболее прямой и естественный путь эволюции ядер галактик. Подобная эволюционная схема реализуется при минимальных требованиях к начальным условиям, сводящимся, вообще говоря, лишь к самому факту образования в центре галактики массивного компактного скопления звезд, дальнейшая судьба которого предопределена. Динамическая эволюция звездных скоплений с типичными для ядер галактик параметрами сопровождается ростом дисперсии скоростей звезд в их центральных частях и соответственно увеличением глубины потенциальной ямы. Этот процесс протекает быстро по сравнению с эволюцией самих галактик и расширением Вселенной. Диссипативные процессы ускоряют сжатие центральных частей галактических ядер и увеличивают массу сердцевины, трансформирующейся в результате разрушительных столкновений звезд в самогравитирующее облако газа — короткоживущую сверхмассивную звезду. Коллапсирующее газовое облако с массой $M > 10^8 M_{\odot}$ при приближении к гравитационному радиусу имеет среднюю плотность меньше, чем у воды, и температуру в центре, недостаточную для зажигания ядерных реакций. Поэтому коллапс протекает в условиях локальной применимости обычной лабораторной физики. В принципе лишь экстремально быстрое вращение, приводящее к фрагментации, способно на этой стадии предотвратить коллапс большей части сверхмассивной звезды в ЧД. Разнообразие астрофизических проявлений массивных ЧД связано с уникальностью распределения и движения вещества в отдельных галактиках, подверженных к тому же значительным структурным изменениям при взаимодействии с соседними галактиками. Фи-

зически различимые стадии динамической эволюции центральных звездных скоплений, завершающиеся образованием массивной ЧД, охватывают весь широкий диапазон наблюдаемых галактических ядер, простирающийся от карликовых галактик со слабо выраженной центральной конденсацией через различные типы галактик с активными ядрами до гигантских эллиптических галактик в скоплениях с мощным центральным источником и их экстремального проявления — квазаров.

В обширном океане накопленных наблюдательных фактов и теоретических исследований выделяются три "кита" астрофизики массивных ЧД:

1. *Эволюционная неизбежность конденсации в центрах галактик больших масс газа и звезд в пределах области порядка общего гравитационного радиуса.*

2. *Отсутствие помех и трудностей принципиального характера, препятствующих коллапсу больших масс вещества в ЧД.*

3. *Согласованность наблюдаемой картины активности ядер галактик и квазаров (компактность источника, время жизни, мощность излучения, полная энергетика, струи) с ожидаемыми свойствами аккрецирующих ЧД.*

Эти три кита служат опорой и для ЧД звездных масс, способных проявлять себя наиболее активно в двойных звездных системах. Тем не менее уверенность в физической реальности ЧД основана в настоящее время на результатах всестороннего анализа лишь их косвенных признаков. Поэтому естественно чувство неудовлетворенности, стимулирующее дальнейшие исследования в этой принципиальной для всей физики области. Завершающим аккордом в проблеме ЧД может быть только прямое свидетельство существования у массивного объекта стационарной световой поверхности — горизонта событий.

В заключение автор выражает глубокую признательность Л.М. Озерному за плодотворное сотрудничество, а также благодарит В.С. Березинского, В.Л. Гинзбурга, И.Д. Новикова, А.Г. Полнарева и В.П. Фролова за дискуссии и ценные замечания.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] *Зельдович Я.Б., Новиков И.Д.* Релятивистская астрофизика. — М.: Наука, 1967.
2. *Зельдович Я.Б., Новиков И.Д.* Теория тяготения и эволюция звезд. — М.: Наука, 1971.
3. *Misner C.W., Thorne K.S., Wheeler J.A.* Gravitation. — San Francisco: Freeman and Co., 1973; перевод: *Мизнер Ч., Торн К., Уилер Дж.* Гравитация. — М.: Мир, 1977.
4. *Ginzburg V.L., Ozernoy L.M.*//Astrophys. and Space Science. 1977. V. 50. P. 23.
5. *Rees M.J.*//Phys. Scripta. 1978. V. 17. P. 193.
6. *Begelman M.C., Blandford R.D., Rees M.C.* // Rev. Mod. Phys. 1984. V. 56. P. 255.
7. *Wiita P.J.* // Phys. Rep. 1985. V. 123. P. 117.
8. *Hoyle F., Fowler W.A.* // Nature, London. 1963. V. 197. P. 533.
9. *Озерной Л.М.*//Астрон. ж. 1966. Т. 43. С. 300.
10. *Бисноватый-Коган Г.С., Зельдович Я.Б., Новиков И.Д.* // Ibidem. 1967. Т. 44. С. 525.
- [11] *Morrisin M.* // Astrophys. J. (Lett.) 1969. V. 157. P. L73.
12. *Colgate S.A.* // Astrophys. J. 1967. V. 150. P. 163.
13. *Tonry J.L.* // Astrophys. J. (Lett.) 1984. V. 283. P. L27.
14. *Dressier A.*//Astrophys. J. 1984. V. 286. P. 97.
15. *Tonry J.L.* //Ibidem. 1987. V. 322. P. 632.
16. *Kormendi J.*//Ibidem. 1988. V. 325. P. 128.
17. *Dressier A., Richstone D.O.*//Ibidem. V. 324. P. 701.
18. *Kormendi J.* // Ibidem. V. 335. P. 40.
19. *Jarvis B.J., Dubeth P.* //Aslron. and Astrophys. 1988. V. 201. P. L33.
20. *Brown R.L., Liszt H.S.*//Ann. Rev. Astron. and Astrophys. 1984. V. 22. P. 223.
- [21] *Gensel R., Townes C.H.*//Ibidem. 1987. V. 25. P. 377.

22. *Young P.J., Westphal J.A., Kristian J., Wilson C.P., Landauer C.P.* // *Astrophys. J.* 1978. V. 221. P. 721.
23. *Sargent W.L.W., Young P.J., Boksenberg A., Shortridge K., Lynds C.R., Hartwick F.D.A.* // *Ibidem.* P. 731.
24. *Фабрика С.М.* // *Астрон. циркуляр.* 1980. № 1109. С. 1.
25. *Blandford R.D., McKee C.F.* // *Astrophys. J.* 1982. V. 255. P. 419.
26. *Perez E., Penston M.V., Tadhunter C., Mediavilla E., Males M.* // *Mon. Not. RAS.* 1988. V. 230. P. 353.
27. *Chen K., Helpern P., Filipenko A.K.* // *Astrophys. J.* 1988. V. 339. P. 742.
28. *Gaskell C.M.* // *Ibidem.* V. 325. P. 114.
29. *Stella L.* // *Nature, London.* 1990. V. 344. P. 747.
30. *Shmidt M.* // *Ibidem.* 1963. V. 197. P. 1040.
- [31] *Зельдович Я.Б., Новиков Я.Д.* // *ДАН СССР.* 1964. Т. 155. С. 1033.
32. *Зельдович Я.Б., Подурец М.А.* // *Ibidem.* Т. 156. С. 57.
33. *Salpeter E.E.* // *Astrophys. J.* 1964. V. 140. P. 796.
34. *Lynden-Bell D.* // *Nature, London.* 1969. V. 223. P. 690.
35. *Зельдович Я.Б., Новиков И.Д.* // *Астрон. ж.* 1966. Т. 43. С. 758.
36. *Hawking S.W.* // *Mon. Not. RAS.* 1971. V. 152. P. 75.
37. *Полнарев А., Хлопов М.Ю.* // *УФН.* 1985. Т. 145. С. 369.
38. *Hawking S.W.* // *Phys. Lett. Ser. B.* 1989. V. 231. P. 237.
39. *Новиков И.Д., Фролов В.П.* *Физика черных дыр.* — М.: Наука, 1986.
40. *Shapiro S.L., Teukolsky S.A.* *Black Holes, White Dwarfs and Neutron Stars.* — New York: Wiley, 1983; перевод: *Шапиро С., Тьюкольски С.* *Белые карлики нейтронные звезды и черные дыры.* Т. 1, 2. — М.: Мир, 1985.
- [41] *Чандрасекар С.* *Математическая теория черных дыр.* Т. 1, 2. — М.: Мир, 1986.
42. *Гольцов Д.В.* *Частицы и поля в окрестности черных дыр.* — М.: Изд-во Моск. ун-та, 1986.
43. *Черные дыры мембранный подход/Под ред. К.С. Торна, П. Прайса, Д. Макдональда.* — М.: Мир, 1988.
44. *Fabian A.C., Nulsen P.E.J., Canizares C.R.* // *Nature, London.* 1984. V. 310. P. 733.
45. *Sarazin C.L.* // *Rev. Mod. Phys.* 1986. V. 58. P. 1.
46. *Toomre A., Toomre J.* // *Astrophys. J.* 1972. V. 178. P. 623.
47. *Byrd G.B., Valtaoja S.V.* // *Astron. and Astrophys.* 1986. V. 166. P. 75.
48. *Амбарицумян В.А.* // *Уч. зап. ЛГУ.* 1938. Т. 22. С. 19.
49. *Spitzer L.* // *Mon. Not. RAS.* 1940. V. 100. P. 306.
50. *Антонов В.А.* // *Вести. ЛГУ. Сер. "Математика. Механика. Астрономия".* 1962. Т. 7. С. 135.
- [51] *Lynden-Bell D., Wood D.* // *Mon. Not. RAS.* 1968. V. 138. P. 495.
52. *Гуревич А.В., Зыбин К.П.* // *ЖЭТФ.* 1990. Т. 97. С. 20.
53. *Зельдович Я.Б., Подурец М.А.* // *Астрон. ж.* 1964. Т. 42. С. 963.
54. *Бисноватый-Коган К.С., Зельдович Я.Б.* // *Астрофизика.* 1969. Т. 5. С. 223.
55. *Shapiro S.L., Teukolsky S.A.* // *Astrophys. J.* 1985. V. 298. P. 34.
56. *Shapiro S.L., Teukolsky S.A.* // *Ibidem.* 1986. V. 307. P. 575.
57. *Quinlan G.D., Shapiro S.L.* // *Ibidem.* 1989. V. 343. P. 725.
58. *Спутцер Л.С.* *мл. Динамическая эволюция шаровых скоплений.* — М.: Мир, 1990.
59. *Саслау У.* *Гравитационная физика звездных и динамических систем.* — М.: Мир, 1989.
60. *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* *Теория поля.* — М.: Наука, 1973.
- [61] *Chandrasekhar S.* *Principles of Stellar Dynamics.* — Chicago: Univ. of Chicago Press, 1942; перевод: *Чандрасекар С.* *Принципы звездной динамики.* — М.: ИЛ, 1948.
62. *Spitzer L., Hart R.* // *Astrophys. J.* 1958. V. 127. P. 544.
63. *Гуревич Л.Э., Левин Б.Ю.* // *ДАН СССР.* 1950. Т. 70. С. 781.
64. *Milgrom M., Shapiro S.L.* // *Astrophys. J.* 1978. V. 223. P. 991.
65. *Henon M.* // *Astron. and Astrophys.* 1969. V. 2. P. 251.
66. *Aarseth S.J.* // *Gravitational N body Problem./Ed. M. Lecar.* — Dordrecht, Holland: D. Reidel, 1972. — P. 88.
67. *Heggie D.C.* // *Mon. Not. RAS.* 1975. V. 173. P. 729.
68. *Докучаев В.И., Озерной Л.М.* // *Астрон. ж.* 1978. Т. 55. С. 27.
69. *Ozernoy L.M., Dokuchaev V.I.* // *Astron. and Astrophys.* 1982. V. 111. P. 1.
70. *Dokuchaev V.I., Ozernoy L.M.* // *Ibidem.* P. 16.
- [71] *Fabian A.C., Pringle J.E., Rees M.J.* // *Mon. Not. RAS.* 1975. V. 172. P. 15P.
72. *Lightman A.P., Shapiro S.L.* // *Rev. Mod. Phys.* 1978. V. 50. P. 437.
73. *Spitzer L., Mathieu R.D.* // *Astrophys. J.* 1980. V. 241. P. 618.
74. *Stodolkiewicz J.* // *Acta Astron.* 1982. V. 32. P. 63.
75. *Jnagaki S.* // *Mon. Not. RAS.* 1984. V. 206. P. 149.

76. *Bettwieser E., Sugimoto D.*//Ibidem. V. 208. P. 493.
77. *Cohn H., Hut P., Wise M.*//Astrophys. J. 1989. V. 342. P. 814.
78. *Press W.H., Teukolsky S.A.*//Ibidem. 1977. V. 213. P. 183.
79. *Nduka A.* // Ibidem. 1971. V. 170. P. 131.
80. *Hills J.G.*//Astron. J. 1975. V. 80. P. 1075.
- [81] *Докучаев В.И., Озерной Л.М.* // Письма Астрон. ж. 1981. Т. 7. С. 280.
82. *Spitzer L., Saslaw W.* // Astrophys. J. 1966. V. 143. P. 400.
83. *Spitzer L.* // Galactic Nuclei/Ed. D.O. O'Comiel. — Amsterdam: North-Holland, 1971. P. 443.
84. *Бисноватый-Коган Г.С.*//Письма Астрон.ж. 1978. Т. 4. С. 130.
85. *Sanders Д.Я.* // Astrophys. J. 1970. V. 162. P. 784.
86. *Shlosman L., Begelman M.C.* // Ibidem. 1989. V. 341. P. 685.
87. *Langbein T., Spurzem R., Fricke K.J., Yorke H.W.* // Astron. and Astrophys. 1990. V. 227. P. 333.
88. *Ostriker J.P., Peebles P. J.E.* // Astrophys. J. 1973. V. 186. P. 467.
89. *Begelman M.C., Rees M.J.* // Mon. Not. RAS. 1978. V. 188. P. 847.
90. *Илларионов А.Ф., Романова М.М.* // Астрон. ж. 1988. Т. 65. С. 535.
- [91] *Chandrasekhar S. Stellar Structure.* — Chicago: Univ. of Chicago Press, 1939; перевод: *Чандрасекар С.* Введение в учение о строении звезд. — М.: ИЛ, 1950.
92. *Шварцшильд М.* Строение и эволюция звезд. — М.: ИЛ, 1961.
93. *Fowler W.A.* // Astrophys. J. 1966. V. 144. P. 180.
94. *Cavaliere A.G., Mormon P., Pacini P.*//Astrophys. J. (Lett.). 1970. V. 162. P. L133.
95. *Ozernoy L.M., Usov V.V.* //Astrophys. and Space Sci. 1973. V. 13. P. 209.
96. *Озерной Л.М., Чертопруд В.Е.* // Астрон.ж. 1966. Т. 43. С. 20.
97. *Abramowicz M.A., Jaroczynski M., Sikora M.*//Astron. and Astrophys. 1978. V. 63. P. 221.
98. *Jaroczynski M., Abramowicz M.A., Paczynski B.* // Acta Astron. 1980. V. 30. P. 1.
99. *Abramowicz M.A., Salvini M., Nobili L.* // Astrophys. J. 1980. V. 242. P. 772.
100. *Rees M.J., Begelman M.C., Blandford R.D., Phinney E.S.*//Nature, London. 1982. V. 295. P. 17.
- [101] *Hills J.G.* //Ibidem. 1975. V. 254. P. 295.
102. *Evans C.R., Kochanek C.S.*//Astrophys. J. (Lett.). 1989. V. 346. P. L13.
103. *Gurzadyan V.G., Ozernoy L.M.* // Astron. and Astrophys. 1981. V. 95. P. 39.
104. *Rees M.J.* // The Galactic Center/Eds. G.R. Riegler, R. D. Blandford. — New York: American Inst. Phys., 1982. — P. 166. (AIP Conf. Proc. No. 83).
105. *Rees M.J.*//Nature, London. 1988. V. 333. P. 523.
106. *Ландау Л.Д.*//ЖЭТФ. 1937. Т. 7. С. 203.
107. *Frank J., Rees M.J.* // Mon. Not. RAS. 1976. V. 176. P. 633.
108. *Докучаев В.И., Озерной Л.М.*//Письма Астрон. ж. 1977. Т. 3. С. 391.
109. *Докучаев В.И., Озерной Л.М.* // Ibidem. С. 295.
110. *Duncan M.J., Shapiro S.L.* // Astrophys. J. 1983. V. 268. P. 565.
- [111] *Гуревич А.В.*//Геомагн. и аэрон. 1964. Т. 4. С. 247.
112. *Vahcall J.N., Wolf R. A.* // Astrophys. J. 1976. V. 209. P. 214.
113. *Lightman A.P., Shapiro S.L.* // Ibidem. 1977. V. 211. P. 244.
114. *Докучаев В.И., Озерной Л.М.*//ЖЭТФ. 1977. Т. 73. С. 1587.
115. *Fabian A.C.*//Proc. Roy. Soc. London. Ser. A. 1979. V. 366. P. 449.
116. *Edwards A.C.*//Mon. Not. RAS. 1980. V. 190. P. 757.
117. *Gondhalekar P., O'Brian P., Wilson R.* // Ibidem. 1986. V. 222. P. 71.
118. *Alien A.J., Hughes P.A.* // Astrophys. J. 1987. V. 313. P. 152.
119. *Voit G.M., Shull J.M.*//Ibidem. 1988. V. 331. P. 197.
120. *Pueter R.C.*//Active Galactic Nuclei/Eds. D.E. Osterbock, J.S. Miller. — Dordrecht, Holland: Kluwer Acad. Publ. 1989. — P. 137.
- [121] *Докучаев В.И.*//Письма Астрон. ж. 1989. Т. 15. С. 387.
122. *Докучаев В.И., Озерной Л.М.* // Ibidem. 1977. Т. 3. С. 212.
123. *Shapiro S.L.* // Astrophys. J. 1977. V. 217. P. 281.
124. *Докучаев В.И.*//Письма Астрон. ж. 1990. Т. 16. С. 970.
125. *Mathews W.G., Capriotti E.R.* // Astrophysics of Active Galaxies/Ed. J.S. Miller. — Oxford: Mill Walley Univ. Science Books, 1985. — P. 185.
126. *Raine D.* //Vistas Astron. 1988. V. 32. P. 321.
127. *Bregman J.N., Boisseau J.R.* // Astrophys. J. 1989. V. 347. P. 118.
128. *Contini M., Viegas-Aldrovandi S.M.*//Ibidem. 1990. V. 350. P. 12.
129. *Березинский В.С., Озерной Л.М.*//Астрон. ж. 1981. Т. 58. С. 505.
130. *Белобородое А., Иванов Р., Илларионов А., Полнарев А.* (готовится к печати).
- [131] *Горбацкий В.Г.*//Сообщ. ЛГУ. 1965. Т. 22. С. 16.
132. *Шварцман В.Ф.*//Астрон. ж. 1971. Т. 48. С. 16.
133. *Pringle J., Rees M.* //Astron. and Astrophys. 1972. V. 21. P. 1.

134. *Shakura N.I., Sunyaev R.A.* // *Ibidem*. 1973. V. 24. P. 337.
135. *Novikov I.D., Thorne K.S.* // *Black Holes/Eds. C. de Witt, B.S. deWitt.* — New York: Gordon and Breach, 1973. — P. 343.
136. *Rees M.J.* // *Ann. Rev. Astron. and Astrophys.* 1984. V. 22. P. 471.
137. *Lynden-Bell D., Rees M.J.* // *Mon. Not. RAS.* 1971. V. 152. P. 461.
138. *Blandford R.D., Znajek R.L.* // *Ibidem.* 1977. V. 179. P. 433.
139. *Lovelace P. V.E.* // *Nature, London.* 1976. V. 262. P. 649.
140. *Bardeen J.N., Press W.H., Teukolsky S.A.* // *Astrophys. J.* 1972. V. 178. P. 347.
- [141] *Thorne K.S.* // *Ibidem*. 1974. V. 191. P. 507.
142. *Pringle J.E., Rees M.J., Pacholczyk A.G.* // *Astron. and Astrophys.* 1973. V. 29. P. 179.
143. *Shakura N.I., Sunyaev R.A.* // *Mon. Not. RAS.* 1976. V. 175. P. 613.
144. *Pringle J.E.* // *Ann. Rev. Astron. and Astrophys.* 1981. V. 19. P. 137.
145. *Hawley J.F., Smarr L.L., Wilson J.R.* // *Astrophys. J.* 1984. V. 277. P. 296.
146. *Blandford R.D., Jaroszynski M., Kumar S.* // *Mon. Not. RAS.* 1985. V. 215. P. 667.
147. *Papaloisou J.C.B., Pringle J.E.* // *Ibidem*. 1987. V. 225. P. 267.
148. *Camenzind M., Demote F., Straumann N.* // *Astron. and Astrophys.* 1986. V. 158. P. 212.
149. *Любарский Ю.Э., Шакура Я.Я.* // *Письма Астрон. ж.* 1987. Т. 13. С. 917.
150. *Bisnovatyi-Kogan G.S., Blinnikov S.I.* // *Astron. and Astrophys.* 1977. V. 59. P. 111.
- [151] *Takahara F., Rosner R., Kusanose M.* // *Astrophys. J.* 1989. V. 346. P. 122.
152. *Czerny M., King A.R.* // *Mon. Not. RAS.* 1989. V. 241. P. 839.
153. *Bisnovatyi-Kogan G.S., Ruzmaikin A.A.* // *Astrophys. and Space Sci.* 1976. V. 42. P. 401.
154. *Lominadze G.D., Chagdeshvili Q.Q.* // *Проблемы нелинейных и турбулентных процессов в физике.* — Киев, 1985. — Ч. 2. С. 311.
155. *Pudritz R.E.* // *Mon. Not. RAS.* 1979. V. 195. P. 897.
156. *Kluźniak W., Ruderman M., Shaham J., Tavani M.* // *Nature, London.* 1988. V. 336. P. 558.
157. *Damour T., Hanni R.S., Ruffini R., Wilson J.R.* // *Phys. Rev. Ser. D.* 1978. V. 18. P. 1518.
158. *Гольцов Д.В., Петухов В.П.* // *ЖЭТФ.* 1978. Т. 74. С. 801.
159. *Алиев А.Н., Гольцов Д.В.* // *УФН.* 1989. Т. 157. С. 200.
160. *Bardeen J.M., Peterson J.A.* // *Astrophys. J. (Lett.).* 1975. V. 195. P. L65.
- [161] *Damour T.* // *Phys. Rev. Ser. D.* 1978. V. 18. P. 3598.
162. *Znajek R.L.* // *Mon. Not. RAS.* 1978. V. 185. P. 833.
163. *Michel F.C.* // *Rev. Mod. Phys.* 1982. V. 54. P. 1.
164. *Бескин В.С., Гуревич А.В., Истомин Я.Н.* // *УФН.* 1986. Т. 150. С. 257.
165. *Гинзбург В.Л., Озерной Л.М.* // *ЖЭТФ.* 1964. Т. 47. С. 1030.
166. *Wald R.M.* // *Phys. Rev. Ser. D.* 1974. V. 10. P. 1680.
167. *Докучаев В.И.* // *ЖЭТФ.* 1987. Т. 92. С. 1921.
168. *Penrose R.* // *Rev. Nuovo Cimento.* 1969. V. 1. P. 252.
169. *Зельдович Я.Б.* // *Письма ЖЭТФ.* 1971. Т. 14. С. 270.
170. *Misner C.W.* // *Phys. Rev. Lett.* 1972. V. 28. P. 999.
- [171] *Wilkins D.S.* // *Phys. Rev. Ser. D.* 1972. V. 5. P. 814.
172. *Докучаев В.И.* // *Письма Астрон. ж.* 1986. Т. 12. С. 770.
173. *Кольхалов Р.И., Сюняев Р.А.* // *Астрон. ж.* 1979. Т. 56. С. 338.
174. *Vainer B.V., Rapon V.N.* // *Astrophys. and Space Sci.* 1985. V. 113. P. 1.
175. *Березинский В.С., Докучаев Я.Я.* // *ЖЭТФ.* 1989. Т. 96. С. 1537.
176. *Berezinsky V.S., Ginzburg V.L.* // *Mon. Not. RAS.* 1981. V. 194. P. 3.
177. *Protheroe R.J., Kazanas D.* // *Astrophys. J.* 1983. V. 265. P. 620.
178. *Березинский В.С., Буланов С.В., Гинзбург В.Л., Догель В.А., Птускин В.С.* *Астрофизика космических лучей.* — М.: Наука, 1984.
179. *Hillas A.M.* // *Ann. Rev. Astron. and Astrophys.* 1984. V. 22. P. 425.
180. *Kazanas D., Ellison D.C.* // *Astrophys. J.* 1986. V. 304. P. 178.
- [181] *Sikora M., Kirk J.G., Begelman M.C., Schneider P.* // *Astrophys. J. (Lett.).* 1987. V. 320. P. L51.
182. *Berezinsky V.S., Grigor'eva S.I., Dogel V.A.* // *Astron. and Astrophys.* 1990. V. 232. P. 582.
183. *Sikora M., Wilson D.B.* // *Mon. Not. RAS.* 1981. V. 197. P. 529.
184. *Fukue J.* // *Publ. Astron. Soc. Japan.* 1982. V. 34. P. 163.
185. *Ferrari A., Habbal S., Rosner R., Tsinganos K.* // *Astrophys. J. (Lett.).* 1984. V. 277. P. L35.
186. *Bekenstein J., Eichler D.* // *Astrophys. J.* 1985. V. 298. P. 493.
187. *Bell A.P.* // *Nature, London.* 1990. V. 346. P. 136.
188. *Wang J.C.L., Sulkanen M.E., Lovelace R. V.E.* // *Astrophys. J.* 1990. V. 355. P. 38.
189. *Kirk J.G., Mastichiadis A.* // *Astron. and Astrophys.* 1989. V. 213. P. 75.
190. *Sikora M., Begelman M.C., Rudak B.* // *Astrophys. J. (Lett.).* 1989. V. 341. P. L33.
- [191] *Кардашев Н.С., Новиков И.Д., Полнарев А.Г., Штерн Б.У.* // *Астрон. ж.* 1983. Т. 60. С. 209.
192. *Lovelace R. V.E.* // *Astron. and Astrophys.* 1987. V. 173. P. 237.

193. *Norman C.A.*//Unstable Current Systems and Plasma Instabilities in Astrophysics/Eds. M.R. Kundu, G.D. Holman. — Dordrech, Holland: D. Reidel, 1983. — P. 85. — (IAU Symposium No. 107).
194. *Meisenheimer K., Heavens A.F.* // Nature, London. 1986. V. 323. P. 419.
195. *Quenby J.J., Lien R.* // Ibidem. 1989. V. 342. P. 654.
196. *Sikora M., Shlosman I.*//Astrophys. J. 1989. V. 336. P. 593.
197. *Begelman M.C., Kirk J.G.* // Ibidem. 1990. V. 353. P. 66.
198. *Meszáros P., Ostriker J.P.* // Astrophys. J. (Lett.). 1983. V. 273. P. L59.
199. *Babul A., Ostriker J., Meszaros P.*//Astrophys. J. 1989. V. 347. P. 59.
200. *Chakrabarti S.K.*//Ibidem. 1990. V. 350. P. 275.
- [201] *Abramowicz M.A., Chakrabarti S.K.* // Ibidem. P. 281.
202. *Schmidt M.* // Highlights of Astrophysics/Ed. D. McNally. — IAU, 1989. V. 8. P. 33.
203. *Bridle A.H., Perlay R.A.* // Ann. Rev. Astron. and Astrophys. 1984. V. 22. P. 319.
204. *Willis A.G., Strom R.G., Wilson A.S.*//Nature, London. 1974. V. 250. P. 625.
205. *Atayan A.M., Nahapetian A.* // Astron. and Astrophys. 1989. V. 219. P. 53.
206. *Cowie L.L.*//Two Topics in X-Ray Astronomy. — Proceedings of the 23rd ESLAB Symposium. — ESA (SP-296), November 1989. — P. 707.
207. *Turner T.J., Pounds K.A.*// Mon. Not. RAS. 1989. V. 240. P. 833.
208. *Madau P.* // Astrophys. J. 1988, V. 327. P. 116.
209. *Begelman M.C.* // Active Galactic Nuclei/Eds. D.E. Osterbrock, J.S. Miller— Dordrecht, Holland: Kluwer Acad. Publ., 1989. P. 141.
210. *Lawrence A., Elvis M.* // Astrophys. J. 1982. V. 256. P. 410.
- [211] *Antonucci P.K.J., Miller J.S.* // Ibidem. 1985. V. 297. P. 621.
212. *Barthel P.O.*//Ibidem. 1989. V. 336. P. 606.
213. *Setti G., Woltjer L.* // Astron. and Astrophys. 1989. V. 224. P. L21.
214. *Lo K.Y.* // The Galactic Center/Ed. D.C. Backer. — New York: AIP, 1987. P. 30. — (AIP Conf. Proc. No. 155).
215. *Alien D.A., Sanders R.M.* // Nature, London. 1986. V. 319. P. 191.
216. *Becklin E.E., Dinerstein H., Gatley I., Werner M.W.*//[214]. — P. 162.
217. *Becklin E.E., Gatley I., Werner M.W.* // Astrophys. J. 1982. V. 258. P. 135.
218. *Кардашев Н.С.*//Итоги науки и техники. Сер. "Астрономия". — М.: ВИНТИ АН СССР, 1983. — Т. 24. С. 183.
219. *Leventhal M., Mac Callum C.J., Barthelmy S.D., Genrels N., Teegarden B.J., Tueller J.*//Nature, London. 1989. V. 339. P. 36.
220. *Lingenfelter R.E., Ramaty R.* // Astrophys. J. 1989. V. 343. P. 686.
- [221] *Ekers R.D.E., van Gorcom J., Schwartz U.J., Goss W.M.* // Astron. and Astrophys. 1983. V. 122. P. 143.
222. *Lo K.Y., Claussen M.J.*//Nature, London. 1983. V. 306. P. 647.
223. *Rieke G.H., Rieke M.J.* // Astrophys. J. 1988. V. 330. P. L33.
224. *Ginn M.T., Sellgren K., Becklin E.E., Hall D.N.B.* // Ibidem. 1989. V. 338. P. 824.
225. *Bailey M.E.* // Mon. Not. RAS. 1980. V. 190. P. 217.
226. *Alien D.A.*//[214]. — P. 1.
227. *Ozernoy A.M.*//Ibidem. P. 181.
228. *Gerhard O.E.* // Mon. Not. RAS. 1988. V. 232. P. 13P.
229. *Goodman J., Lee H.M.*//Astrophys. J. 1989. V. 337. P. 84.
230. *Rieke G.H., Rieke M.J., Paul A.E.* // Ibidem. V. 336. P. 752.
- [231] *Ozernoy L.M.* // Observatory. 1976. V. 96. P. 67.
232. *Peterson R.C., Seitzer P., Cudworth K.M.*//Astrophys. J. 1989. V. 347. P. 251.
233. *Duncan M.J., Wheeler J.C.* // Astrophys. J. (Lett.). 1980. V. 237. P. L27.
234. *Binney J., Mamon G.A.* // Mon. Not. RAS. 1982. V. 200. P. 361.
235. *Dressier A.D., Richstone D.O.*//Astrophys. J. 1990. V. 348. P. 120.

Статья поступила 19.11.90 г.