

и вокруг нейтронной звезды или белого карлика) образуется *аккреционный диск*, вещество разогревается до высоких температур и может наблюдаться как яркий рентгеновский источник. Современными методами рентгеновской астрономии обнаружено свыше 20 кандидатов в ЧД — невидимых компонентов рентгеновских тесных двойных систем, масса которых больше $3 M_{\odot}$. Эти источники не являются рентгеновскими пульсарами или барстерами, т. е. падающее вещество не направляется магнитным полем и не накапливается на твердой поверхности. (См. подробнее в книге А. М. Черепашука и А. Д. Чернина, «Вселенная, жизнь, черные дыры», Век 2, 2004).

Источник нагрева газа при дисковой аккреции — гравитационная энергия, освобождаемая в процессе движения по спирали в аккреционном диске вокруг компактной звезды. Момент импульса вещества может отводиться силами вязкости (возможно, связанной с турбулентностью замагниченной плазмы) или посредством ударных волн, возникающих при взаимодействии струи вещества с диском. Большая часть энергии (основная светимость аккреционного диска) выделяется вблизи внутренней границы. В случае нейтронных звезд последняя определяется либо радиусом магнитосферы, с которой взаимодействует плазма диска, либо поверхностью НЗ, если давление ее магнитного поля не способно остановить падающую плазму. Если центральным телом является ЧД, то внутренний радиус диска R_i определяется последней устойчивой круговой орбитой пробной частицы в поле тяготения черной дыры. Для невращающейся черной дыры $R_i = 3R_g$, для Керровской черной дыры, имеющей максимально возможный момент импульса $J_{max} = GM^2/c$, $R_i = 3/2R_g$ (горизонт событий для такой ЧД равен $R_g/2 = GM/c^2$).

10.6. Эффективность аккреции вещества на компактные звезды

В ньютоновском приближении при падении вещества с большого расстояния на тяготеющее тело массы M с радиусом R на грамм вещества выделяется гравитационная энергия

$$\epsilon \approx \frac{GM}{R} = \frac{c^2}{2} \frac{R_g}{R}, \quad (10.10)$$

здесь мы пренебрегли начальной потенциальной и кинетической энергией вдали от тяготеющего центра.

При медленном радиальном движении газа в аккреционном диске вокруг компактной звезды только половина этой энергии расходуется на нагрев газа, а вторая — на увеличение его кинетической энергии при вращении по кеплеровской орбите вокруг центрального тела. Если у аккрецирующего объекта есть поверхность (нейтронная звезда, белый карлик), гравитационная энергия выделяется в виде тепла как в диске, так и при ударе о поверхность. Но у черной дыры нет поверхности — чтобы выделилась гравитационная энергия, требуются специальные режимы падения. Например, при строгом сферически-симметричном режиме падения на черную дыру эффективность энерговыделения полностью определяется физическими условиями в падающей плазме (плотность, температура, магнитное поле) и как правило очень низка, $\eta \ll 1$. Поэтому при сферически-симметричной аккреции на черные дыры гравитационная энергия в основном уносится вместе с газом под горизонт событий, не высвечиваясь.

В реальных астрофизических условиях газ, в общем случае, обладает отличным от нуля моментом импульса $\mathcal{L} = \Omega r^2$, поэтому при движении в поле тяготеющего тела появляется центробежный барьер, $U_{eff}(r) = -\frac{GM}{r} + \frac{\mathcal{L}^2}{2r^2}$. Для его преодоления вещество должно отдать момент импульса. Для этого необходимо, чтобы (1) газ в диске вращался дифференциально и (2) существовал эффективный механизм вязкости между соседними слоями. Первое требование выполняется практически всегда, т. к. пробная частица с ненулевым моментом импульса движется в поле тяготения компактного объекта по кеплеровской орбите. При движении по круговой орбите с радиусом r тангенциальная скорость $v_\phi = \sqrt{GM/r}$, круговая частота $\omega(r) = \sqrt{GM/r^3}$, поэтому между соседними слоями в диске возникают отличные от нуля сдвиговые напряжения $\sigma_{r\phi} = r(\partial\omega/\partial r) = -3/2\omega$. Если коэффициент динамической вязкости η_d в газе отличен от нуля, то возникают вязкие напряжения (т. е. сила трения, действующая на единицу площади) $W_{r\phi} = \eta_d \sigma_{r\phi}$. Отличный от нуля момент вязких сил, действующих на кольцо радиуса r , приводит к изменению его момента импульса. Механизм вязкости в аккреционных дисках окончательно не выяснен, однако наиболее вероятно, что вязкость связана с турбулентными движениями плазмы в дифференциально вращающемся газовом диске. Важную роль в турбулизации диска могут играть магнитные поля, вмороженные в космическую плазму.

Таким образом, при наличии вязкости момент импульса передается вязкими напряжениями по радиусу вдоль диска наружу, при этом вещество во внутренней области диска начинает медленно приближаться к центральному телу. Этот процесс носит диффузионный характер. Из-за трения газ разогревается до высоких температур, и выделяемая гравитационная энергия перерабатывается в электромагнитное излучение. Такие газовые диски с вязкостью (в отличие, например, от колец Сатурна) возникают в двойных звездных системах при перетекании вещества с одной звезды на другую (например, при эволюционном расширении одной из звезд, см. главу 7).

Аккреционные диски также могут образоваться вблизи сверхмассивной черной дыры в центре активной галактики или квазара. Как источники энергии активных ядер галактик и квазаров они были впервые количественно рассмотрены Д. Линден-Беллом и Дж. Принглом (*D. Lynden-Bell, J. Pringle*) в 1969 г. Теория стационарных аккреционных дисков вокруг компактных звезд в тесных двойных системах была разработана Н. И. Шакурой и Р. А. Сюняевым в начале 1970-х годов. Анализ показывает, что полная светимость аккреционного диска не зависит от механизма вязкости и определяется граничными условиями — темпом втекания вещества в диск \dot{M} , радиусом внутренней границы диска R_i и значением удельного момента импульса на внутренней границе (предполагается, что внешний радиус диска много больше внутреннего, $R_{out} \gg R_i$).

Если вещество в диске движется по кеплеровской орбите вплоть до самой внутренней границы, его полная светимость

$$L_d = \frac{1}{2} \frac{GM\dot{M}}{R_i}, \quad (10.11)$$

т. е. в соответствии с теоремой вириала составляет ровно половину выделяемой гравитационной энергии. Другая половина идет на увеличение кинетической энергии частиц. Иными словами, удельная светимость диска должна быть равна гравитационной энергии связи частицы на внутренней границе диска. Действительно, в ньютоновском случае эта энергия есть $\mathcal{E}_b = -(1/2)GMm/R_i$, где m — масса частицы. При аккреции на черную дыру внутренний радиус диска определяется последней устойчивой кеплеровской орбитой, радиус которой равен $3R_g$ в случае невращающейся ЧД. При меньших расстояниях до тяготеющего центра орбита перестает быть замкнутой и пробная частица падает на тяготеющий центр за время свободно-

го падения. При темпе аккреции $\dot{M} \equiv dM/dt$ мощность выделяемой энергии может быть переписана в виде

$$L_d = \eta \dot{M} c^2, \quad (10.12)$$

где $\eta = 1/4(R_g/R_i)$ — эффективность энерговыделения. В аккреционных дисках вокруг компактных релятивистских объектов (НЗ, ЧД) эта величина рекордно высока: $\eta \simeq 0.06$ при аккреции на шварцшильдовскую черную дыру или на нейтронную звезду солнечной массы с радиусом около 10 км и до $\eta \simeq 0.42$ при аккреции на керровскую черную дыру.

Для сравнения: в химических реакциях (горение дров, взрыв тротила) $\eta \sim 10^{-9}$, в термоядерных реакциях (водородная бомба, недра звезд) $\eta \simeq 0.007$. Можно сказать, что аккреционные диски — очень эффективные природные «машины» по переработке гравитационной энергии в излучение.

Характерная температура внутренних частей диска, в которых происходит основное выделение энергии, может быть оценена по закону Стефана–Больцмана $L_d \approx 2\pi R_i^2 \sigma_B T^4$. Эта оценка предполагает оптически толстый излучающий диск с эффективной площадью излучающего кольца $2\pi R_i \Delta R$ с шириной $\Delta R \approx (1/2)R_i$, а фактор 2 учитывает излучение в обе стороны. При аккреции с темпом $\dot{M} \sim 10^{-8} - 10^{-9} M_\odot/\text{год}$ на белые карлики ($R_i = R_{WD} \sim 0.01 R_\odot$) эффективная температура внутренних частей диска может достигать ста тысяч К, и основное энерговыделение происходит в УФ области. При аккреции с таким темпом на более компактные нейтронные звезды с $R_{NS} \simeq 10$ км и на черные дыры звездных масс с $R_i = 3R_g \sim 10(\text{км})(M/M_\odot)$ область основного энерговыделения приходится уже на рентгеновский диапазон.

Поэтому большинство наблюдаемых рентгеновских источников в Галактике представляет собой тесные двойные системы, в которых происходит аккреция вещества с соседней (чаще всего невырожденной) звезды на нейтронные звезды или черные дыры. Большое разнообразие явлений, связанных с аккреционными дисками, объясняется различиями в параметрах аккрецирующих компактных звезд (масса, радиус, наличие магнитного поля, вращение и т. д.). Существенную роль играют также присущие дискам тепловые неустойчивости, которыми объясняют (квази)периодические изменения блеска и вспышки в катаклизмических переменных (в них аккреция происходит на белые карлики), как и вспышки рентгеновских новых

(аккреция на черные дыры звездной массы). Более подробно эти вопросы обсуждаются в монографии В. М. Липунова «Астрофизика нейтронных звезд».

10.7. Эддингтоновский предел светимости при аккреции на компактные релятивистские объекты

Выше в главе 5 при рассмотрении роли давления излучения в массивных стационарных звездах нам уже встречалось понятие эддингтоновского предела светимости, при превышении которого световое давление превосходит гравитационное притяжение. Как мы видели, при аккреции газа на компактные звезды в двойных системах возникает мощное излучение со светимостью, зависящей от массы центрального тела M .

Рассмотрим плазму на расстоянии r от звезды со светимостью L . Пусть источник излучения изотропен и стационарен. Тогда на расстоянии r поток излучения $F = L/(4\pi r^2)$. Фотоны взаимодействуют с электронами плазмы (томсоновское рассеяние) и оказывают давление с силой $F_r = (F/c)\sigma_T$, где $\sigma_T = (8\pi/3)(e^2/m_e c^2)^2 \sim 6.7 \cdot 10^{-25}$ см² — томсоновское сечение рассеяния фотона на электроны в нерелятивистском приближении $h\nu \ll m_e c^2$. Сила притяжения со стороны центрального тела массы M , действующая на тяжелые протоны в рассматриваемом элементе объема плазмы, есть $F_g = GMm_p/r^2$. Из-за кулоновских сил давление света на электроны передается всему элементу плазмы, при этом равновесие $F_g = F_r$ возможно при критическом значении светимости (т. н. *эддингтоновский предел*)

$$L_{Edd} = \frac{4\pi GMm_p c}{\sigma_T} \approx 10^{38} (\text{эрг/с}) \left(\frac{M}{M_\odot} \right). \quad (10.13)$$

Это выражение аналогично полученному ранее для звезд. Замечательно, что L_{Edd} определяется только массой центрального тела и механизмом непрозрачности падающего вещества (в рассмотренном примере полностью ионизованной плазмы — томсоновским рассеянием на электронах). При $L > L_{Edd}$ давление излучения сильнее гравитационного притяжения, падение вещества на тяготеющий центр невозможно, и давление излучения приводит к оттоку вещества от источника.