

§ 41. Черные дыры и аккреция

Если масса коллапсирующего ядра превышает предельную массу нейтронной звезды, то в результате образуется черная дыра – объект с очень сильным гравитационным полем $\varphi_G \sim c^2$, существование которого связано с ОТО. Свойства черных дыр описаны в ряде монографий (см., например, [110, 221, 169]). Самым важным для наблюдений свойством черной дыры является невыпускание ею света, так что в вакууме она может быть замечена только по загромождению какого-нибудь известного источника света. Однако пространство между звездами и галактиками заполнено газом, который падает на черную дыру, нагревается и излучает, делая ее в принципе доступной для наблюдений. Наиболее мощная аккреция и лучшие наблюдательные возможности имеют место, когда черная дыра входит в состав двойной системы и вещество с соседней нормальной звезды перетекает на черную дыру. Именно к таким системам относятся кандидаты в черные дыры из числа рентгеновских источников в двойных системах: CygX-1, CirX-1, LMCX-1, LMCX-3, A0620-00, 4U1658-48(GX339-4) и SS433 [478, 222a].

Ниже рассмотрены различные модели аккреции на черные дыры. Все модели являются гидродинамическими, т.е. длина свободного пробега частиц предполагается меньше размеров системы. В межзвездной среде при сильной ионизации это связано с магнитным полем, запутывающим траектории электронов и ионов, а в двойных системах, где плотность велика, пробеги, определяемые кулоновскими столкновениями, также малы.

а) Сферически-симметричная аккреция. При сферически-симметричной аккреции происходит переход течения через скорость звука в особой точке типа седла системы гидродинамических уравнений. Условие перехода через скорость звука однозначно определяет поток массы \dot{M} и все свойства течения при заданных T_∞ и ρ_∞ . В адиабатическом течении переход через скорость звука в гравитационном поле точечной массы возможен лишь при показателе адиабаты $\gamma < 5/3$. Теория адиабатической аккреции изложена в [110, 227]. Ниже рассматриваются течения с переходом через скорость звука и сверхзвуковым потоком вблизи гравитирующего центра.

Исследование сферически-симметричной аккреции межзвездного газа на черные дыры показало, что при наличии магнитного поля, замороженного в плазму, эффективность превращения в тепло кинетической энергии падения достигает $\eta \approx 10\%$ [228], в то время как в отсутствие поля тормозное излучение приводит к $\eta \approx 10^{-8}$. При радиальном падении газа магнитные силовые линии вытягиваются по радиусу $B_r \sim r^{-2}$ и энергия магнитного поля в единице объема $E_M \sim B^2 \sim r^{-4}$ растет быстрее кинетической $E_{\text{kin}} \sim \rho v^2 \sim \dot{M}v/r^2 \sim r^{-5/2}$ ($\dot{M} = 4\pi\rho v r^2$ – стационарный поток массы, $v \sim r^{-1/2}$ при свободном падении). Так как энергия E_M не может превысить E_{kin} по физическому смыслу, в [228] предполагается, что в аккреционном потоке устанавливается равнораспределение энергии $E_M \approx E_{\text{kin}}$. В [228] рассматривался только адиабатический нагрев падающего вещества. Поддержка равнораспределения $E_M \approx E_{\text{kin}}$ происходит за счет диссипации энергии магнитного поля, избыток которой идет на нагрев плазмы. Данный нагрев учтен в [293] и привел к увеличению эффектив-

ности η до $\sim 30\%$, что может считаться реалистической оценкой в этих предположениях.

Если $E_M \sim r^{-4}$ — изменение энергии магнитного поля без диссипации, а $E'_M = E_{\text{kin}} \sim r^{-5/2}$ — энергия магнитного поля в потоке, то рост энтропии единицы объема вдоль радиуса за счет аннигиляции поля при стационарном течении определяется соотношением

$$Q_M = \left(\rho T \frac{dS}{dr} \right)_M = \left(\frac{dE_M}{dr} - \frac{dE'_M}{dr} \right)_{E_M = E'_M} =$$

$$= -4 \frac{E_M}{r} + \frac{5}{2} \frac{E_M}{r} = -\frac{3}{2r} \frac{B^2}{8\pi}. \quad (41.1)$$

Рассмотрим отдельно области с нерелятивистскими

$$kT \ll m_e c^2, \quad \gamma_1 = 5/3$$

и релятивистскими электронами*):

$$kT \gg m_e c^2,$$

$$\rho E = \frac{1}{2} \left(3P + \frac{3}{2} P \right) = \frac{9}{4} P = nP, \quad (41.2)$$

$$\gamma_1 = 1 + \frac{1}{n} = 13/9.$$

Здесь $P_e = P_p = 1/2 P$, γ_1 дано в (1.11), n — индекс адиабаты, для простоты рассмотрена водородная плазма. Из уравнения баланса энергии

$$\frac{dE}{dr} - \frac{P}{\rho^2} \frac{d\rho}{dr} = \frac{Q_M}{\rho} - \frac{\epsilon_B}{v_r}, \quad (41.3)$$

где ϵ_B (эрг \cdot с $^{-1}$ \cdot г $^{-1}$) — скорость магнитотормозных потерь максвелловской плазмы, при учете

$$\frac{B^2}{8\pi} = \frac{1}{2} \rho v_r^2, \quad v_r = \alpha v_{ff} = \alpha \sqrt{\frac{2GM}{r}}, \quad \overline{B_1^2} = \frac{2}{3} B^2, \quad (41.4)$$

$$\epsilon_B = \frac{e^2}{m_p c} \left(\frac{e B_1}{m_e c} \right)^2 \frac{kT}{m_e c^2} \approx 2,3 T B_1^2 \text{ эрг} \cdot \text{г}^{-1} \cdot \text{с}^{-1} \quad (41.5)$$

при $kT \ll m_e c^2$ (HP),

$$\epsilon_B = 8 \frac{e^2}{m_p c} \left(\frac{e B_1}{m_e c} \right)^2 \left(\frac{kT}{m_e c^2} \right)^2 \approx 3,2 \cdot 10^{-10} T^2 B_1^2 \text{ эрг} \cdot \text{г}^{-1} \cdot \text{с}^{-1} \quad (41.6)$$

при $kT \gg m_e c^2$ (P),

* Протоны всегда остаются нерелятивистскими.

получаем уравнения для $T(r)$ в виде

$$\frac{3}{2} \frac{dT}{dr} + \frac{3}{2} \frac{T}{r} + \frac{3}{4} \frac{\alpha^2 2GM}{\mathfrak{R}_g r^2} - 1,5 \frac{\dot{T}M}{\mathfrak{R}_g r^2} = 0 \text{ (HP)}, \quad (41.7)$$

$$\frac{9}{4} \frac{dT}{dr} + \frac{3}{2} \frac{T}{r} + \frac{3}{4} \frac{\alpha^2 2GM}{\mathfrak{R}_g r^2} - 2,2 \cdot 10^{-10} \frac{T^2 \dot{M}}{\mathfrak{R}_g r^2} = 0 \text{ (P)}. \quad (41.8)$$

Здесь $\mathfrak{R}_g = 2k/m_p$ — газовая постоянная ионизованного водорода. При заданных значениях ρ_∞ , T_∞ , M поток массы определяется соотношением

$$\dot{M} = 4\pi\rho v_r r^2 = \frac{10^{32}}{c^2} \left(\frac{M}{M_\odot}\right)^2 \left(\frac{\rho_\infty}{10^{-24} \text{ г} \cdot \text{см}^{-3}}\right) \left(\frac{T_\infty}{10^4 \text{ К}}\right)^{-3/2} (\text{г} \cdot \text{с}^{-1}). \quad (41.9)$$

Пренебрегая излучением в (41.7) и адиабатическим нагревом в (41.8), получаем решение в виде

$$T = 2 \cdot 10^{12} x + 2,7 \cdot 10^{12} x \alpha^2 \ln\left(\frac{10^8 x}{T_\infty/10^4 \text{ К}}\right) \text{ (HP)}, \quad (41.10)$$

$$T = \frac{m_e c^2}{k} + T_1 \frac{e^{a(x-x_0)} - 1}{e^{a(x-x_0)} + 1}, \quad T_1 \gg \frac{m_e c^2}{k} \text{ (P)}. \quad (41.11)$$

Здесь

$$x = r_g/r = \frac{2GM}{rc^2} < 1,$$

$$T_1 = 2,8 \cdot 10^{12} \alpha \left(\frac{T_\infty}{10^4}\right)^{3/4} (M/M_\odot)^{-1/2} \left(\frac{\rho_\infty}{10^{-24}}\right)^{-1/2}, \quad (41.12)$$

$$a = 1,3 \alpha \left(\frac{M}{M_\odot}\right)^{1/2} \left(\frac{T_\infty}{10^4 \text{ К}}\right)^{-3/4} \left(\frac{\rho_\infty}{10^{-24} \text{ г} \cdot \text{см}^{-3}}\right).$$

Величина x_0 слабо зависит от T_∞ , ρ_∞ и для различных значений α равна

| | | | |
|------------|-------------------|-------------------|---------------------|
| α^2 | 1 | 1/3 | 1/10 |
| x_0 | $2 \cdot 10^{-4}$ | $5 \cdot 10^{-4}$ | $1,2 \cdot 10^{-3}$ |

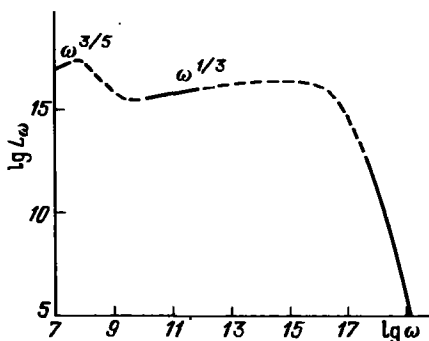
При $x = x_0$ имеет место $T = m_e c^2/k$ и происходит сшивка решений (41.10) и (41.11). Светимость и спектр в данной модели вычислены в [293]. Светимость за счет магнитотормозного излучения определяется главным образом релятивистскими электронами из (41.11) и равна

$$L_B = \begin{cases} 2,7 \cdot 10^{31} \alpha^4 \left(\frac{M}{M_\odot}\right)^3 \left(\frac{\rho_\infty}{10^{-24} \text{ г} \cdot \text{см}^{-3}}\right)^2 \left(\frac{T_\infty}{10^4 \text{ К}}\right)^{-3}, & a < 1 \\ 9 \cdot 10^{31} \alpha^2 \left(\frac{M}{M_\odot}\right)^2 \left(\frac{\rho_\infty}{10^{-24} \text{ г} \cdot \text{см}^{-3}}\right) \left(\frac{T_\infty}{10^4 \text{ К}}\right)^{-3/2}, & a \gg 1. \end{cases} \quad (41.13)$$

Сравнивая с (41.9) получаем, что при реалистическом значении $\alpha^2 = 1/3$ величина $\eta = L_B/Mc^2 \leq 30\%$. Примерный спектр излучения L_ω ($L_B = \int_0^\infty L_\omega d\omega$) черной дыры с массой $M = 10 M_\odot$ приведен на рис. 116 из [32]

Область $\sim \omega^{3/5}$ связана с излучением нерелятивистских электронов; при $kT \gg m_e c^2$, $\hbar\omega \ll kT$, $L_\omega \sim \omega^{1/3}$, а при $\hbar\omega \approx \hbar\omega_{B,\max} (kT_1/m_e c^2)^2 \sim \sim 0,01$ кэВ для $\rho_\infty = 10^{-24}$ г · см⁻³, $T_\infty = 10^4$ К, $B_{\max} \sim 10^5$ Гс наступает

Рис. 116. Спектр магнитотормозного излучения черной дыры с $M = 10M_\odot$ при сферически симметричной аккреции с хаотическим магнитным полем при $\rho_\infty = 10^{-24}$ г/см³, $T_\infty = 10^4$ К, $\alpha^2 = 1/3$. Сплошные линии – асимптотические зависимости, штриховые – экстраполяция



экспоненциальный завал*). Видимая величина m_V такой черной дыры в предположении плоского спектра равна [293]

$$\begin{aligned}
 m_V &= 4,8 - 2,5 \lg L/L_\odot + 5 \ln(R/10 \text{ пк}) \approx \\
 &\approx 14,1 - 7,5 \lg M/M_\odot - 2,5 \lg \left[\left(\frac{\rho_\infty}{10^{-24} \text{ г} \cdot \text{см}^{-3}} \right)^{3/2} \left(\frac{T_\infty}{10^4 \text{ К}} \right)^{-9/4} \right] + \\
 &+ 5 \lg \left(\frac{R}{10 \text{ пк}} \right). \quad (41.14)
 \end{aligned}$$

При большой плотности и большой светимости возрастает роль тормозного излучения, становится существенным взаимодействие аккреционного потока с потоком выходящего излучения, что меняет соотношения (41.7) – (41.14). Расчеты аккреции на черную дыру с учетом обратного влияния излучения отсутствуют. Учет этого влияния при аккреции на нейтронную звезду сделан в [286].

*) Спектр синхротронного излучения единицы объема релятивистской максвелловской плазмы есть [32]

$$I_\omega = \begin{cases} \frac{\sqrt{2}}{6} \frac{\rho^2}{m_p} \frac{e^2}{c} \omega_B z \exp \left[-\left(\frac{9}{2} \right)^{1/3} z^{1/3} \right], & z \gg 1 \\ \frac{3^{1/6}}{\pi} \Gamma(4/3) \Gamma(5/3) \frac{\rho}{m_p} \frac{e^2}{c} \omega_B z^{1/3}, & z \ll 1 \end{cases}$$

$$z = \frac{\omega}{\omega_B} \left(\frac{m_e c^2}{kT} \right)^2, \quad I \text{ (эрг} \cdot \text{см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}) = \int_0^\infty I_\omega d\omega.$$

В предыдущем рассмотрении равномерное распределение предполагалось в каждой точке потока. В действительности аннигиляция поля может происходить дискретно и сопровождаться образованием ударных волн [58]. Спектр излучения даже при низких светимостях может из-за этого отличаться от рис. 116, который следует рассматривать лишь как ориентировочную оценку.

б) Аккреция при упорядоченном магнитном поле. Если характерный масштаб неоднородности магнитного поля намного превышает радиус аккреции

$$r_a = \frac{GM}{v_s^2} \quad (v_s - \text{скорость звука в газе}), \quad (41.15)$$

то течение перестает быть сферически симметричным. В случае однородного магнитного поля аккреция имеет цилиндрическую симметрию. Для покоящейся черной дыры устанавливается стационарная картина силовых

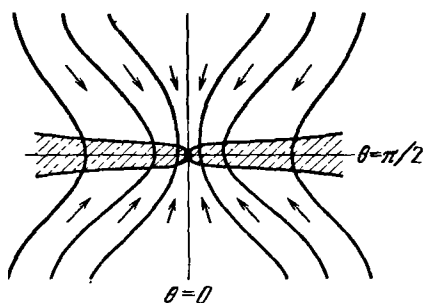


Рис. 117. Схематическая картина силовых линий магнитного поля в веществе вокруг черной дыры, однородного на бесконечности с учетом искажений, вызываемых токами диска. Стрелками указано направление скорости потока газа, заштрихована область, занимаемая плотным диском (из [293, 294])

линий магнитного поля, вдоль которых вещество течет и формирует диск в плоскости симметрии. Качественная картина течения приведена на рис. 117. При наличии большой, но конечной проводимости вещество диска медленно просачивается сквозь силовые линии магнитного поля по направлению к черной дыре. Исследование процесса формирования, расчет структуры диска, поддерживаемого магнитным полем и его излучение сделаны в [294, 279].

Рассмотрим приближенно структуру стационарного диска. Равновесие диска без вращения определяется балансом магнитных и гравитационных сил

$$\frac{GM\Sigma}{r^2} = \frac{1}{c} B_\theta I_\varphi \approx \frac{2\pi}{c^2} I_\varphi^2. \quad (41.16)$$

Здесь $\Sigma = 2h\rho$ – поверхностная плотность, ρ – средняя плотность вещества, I_φ – круговой ток, протекающий через элемент площади диска единичной длины по r и высоты $2h$. Приближенно примем [283]

$$B_\theta \approx B_r \approx \frac{2\pi}{c} I_\varphi. \quad (41.17)$$

Равновесие по вертикали поддерживается градиентом давления

$$\frac{dP}{dz} = -\frac{\rho GM}{r^2} \frac{z}{r}, \quad h \approx \left(\frac{r^3}{GM} \frac{P}{\rho} \right)^{1/2}. \quad (41.18)$$

С учетом превращения в тепло энергии вещества, натекающего на диск со скоростью, близкой к скорости свободного падения, получаем для потока энергии от единицы поверхности диска

$$F = \frac{G\dot{M}}{4\pi r^3} \left[1 + \frac{1}{2} \left(\frac{r}{R} \right)^{3/2} \right]. \quad (41.19)$$

Для радиальной скорости из закона сохранения массы имеем

$$v_r = -\frac{\dot{M}}{2\pi r \Sigma} \left[1 - \left(\frac{r}{R} \right)^{3/2} \right]. \quad (41.20)$$

Здесь \dot{M} определяется параметрами на бесконечности в (41.9), $R \approx r_a$ из (41.15). В диске происходит омическая диссипация, за счет которой вещество просачивается сквозь магнитное поле и которая определяет основное выделение энергии

$$\frac{G\dot{M}}{4\pi r^3} \left[1 - \left(\frac{r}{R} \right)^{3/2} \right] = \frac{I_\varphi^2}{4h\sigma}, \quad (41.21)$$

σ — проводимость.

Если диск непрозрачен для излучения, то энергия переносится к его поверхности лучистой теплопроводностью, так что приближенно имеем

$$acT^4 = \kappa \Sigma F, \quad (41.22a)$$

$T(r)$ — средняя температура диска.

Для прозрачного диска

$$2F = \Sigma(\epsilon_{ff} + \epsilon_B). \quad (41.22b)$$

Здесь учтено тормозное ϵ_{ff} и магнитотормозное ϵ_B излучение плазмы. Для известных функций P , κ , σ , ϵ_{ff} и ϵ_B уравнения (41.16)–(41.22) определяют структуру невращающегося диска с магнитным полем вокруг черной дыры.

В ламинарном приближении диск всегда является оптически толстым, электроны — невырожденными и нерелятивистскими, давление определяется, в основном, ионизованным газом (1.2). Проводимость за счет кулоновских столкновений приведена в (39.47). В таком диске выделяются две области: внешняя, где в непрозрачности преобладают тормозные процессы с κ_{ff} из (7.15), (8.67), и внутренняя, где преобладает непрозрачность, связанная с магнитотормозным поглощением нерелятивистских электронов с κ_B из (8.70). Ввиду малости кулоновской проводимости, вещество медленно просачивается сквозь магнитные силовые линии и масса диска оказывается в стационарном случае большой: для черной дыры с массой $M = 100 M_\odot$ масса стационарного диска $M_d \approx 0,2 M_\odot$.

Основная масса диска накапливается в его внешних слоях. Внутренние области диска являются основным источником излучения, температура там достигает $10^8 - 10^9$ К, а магнитное поле $10^{10} - 10^{12}$ Гс. Толщина диска нигде не превышает 0,01 доли радиуса.

В приближении турбулентного диска диссипация происходит гораздо быстрее за счет запутывания силовых линий магнитного поля, при этом [294]

$$\sigma \approx \sigma_T \approx \frac{c^2}{\tilde{\alpha} 4\pi h \sqrt{P/\rho}}, \quad \tilde{\alpha} = 0,1 \div 0,01. \quad (41.23)$$

Внешние области такого диска прозрачны относительно излучения, электроны там нерелятивистские, преобладает газовое давление, а вклад тормозных с ϵ_{ff} из (8.67) и магнитотормозных с ϵ_B из (41.5) потерь сравнимы между собой. При $\frac{M}{M_\odot} \frac{r_g}{r} = mx \approx 100 \alpha^2$ электроны становятся реляти-

вистскими и $\epsilon_B \gg \epsilon_{ff}$ из (8.69) и (8.71). Зона релятивистских электронов является узкой по радиусу ввиду быстрого роста оптической толщи и превращения диска в непрозрачный по мере уменьшения радиуса. Во внутренних частях диска при $10 < mx < 1000$ преобладает газовое давление и электронное рассеяние в непрозрачности κ_{es} из (7.29), а при $mx > 1000$ в давлении преобладает излучение. Масса турбулентного диска всегда остается малой из-за большой диссипации и быстрого просачивания вещества сквозь магнитное поле. Отметим еще раз немонотонную зависимость $T(r)$ из-за перехода от прозрачного к непрозрачному диску при уменьшении r . В [294] приведены формулы для распределения параметров диска в различных его областях.

Так как при стационарной дисковой аккреции гравитационная энергия всегда успевает перейти в тепло, светимость черной дыры при минимальном радиусе $1,5 r_g$ составляет

$$L = \frac{1}{3} \dot{M} c^2 \quad \text{с } \dot{M} \text{ из (41.9)}. \quad (41.24)$$

Спектр излучения непрозрачного диска связан с его эффективной температурой, определяемой соотношением

$$\frac{ac}{4} T_{ef}^4 = F \quad (41.25)$$

локально в каждой точке поверхности диска при полной термализации энергии в ударной волне. Отсюда с учетом (41.19) во внутренних областях диска с $r \ll R$, где происходит основное энерговыделение, имеем

$$T_{ef} \sim r^{-3/4}. \quad (41.26)$$

Распределение (41.26) после интегрирования по поверхности диска приводит к спектру

$$L(\omega) \sim \omega^{1/3} \quad (41.27)$$

с экспоненциальным завалом при $\hbar\omega \sim kT_{\max}$, $T_{\max} \approx 7 \cdot 10^5$ К для $M = 10M_\odot$. Таким образом, несмотря на существенные различия в картинах течения для хаотического и упорядоченного магнитного поля, в случае

ламинарного диска спектры их излучения близки и формула (41.14) для m_V здесь также применима. В турбулентном диске имеется большая прозрачная область, магнитогормозное излучение которой приходится на инфракрасный диапазон и может быть сравнимо по мощности с ультрафиолетовым и мягким рентгеновским излучением внутренних непрозрачных областей диска.

Если аккрецирующее вещество обладает моментом вращения, то в замкнутом диске генерируются электрические поля, приводящие к образованию релятивистских частиц [35]. Такой механизм, возможно, действует в источнике Суг $X - 1$ ядрах галактик [300] и аналогичен униполярной машине, предлагаемой для объяснения излучения пульсаров [376].

в) Коническая аккреция на быстро движущуюся черную дыру. Быстрое движение черной дыры приводит к обтеканию ее газом и формированию конической ударной волны сади. Проходя через ударную волну, вещество теряет скорость и падает на черную дыру внутри конуса. Качественная картина конической аккреции дана Солпитером [556]. Для первоначально холодного газа, падающего на гравитирующий центр по параболическим орбитам, в [47] получено автомодельное решение, свойства которого существенно зависят от показателя адиабаты γ и от распределения плотности в падающем газе. Система стационарных гидродинамических уравнений для движения газа в поле центральной массы M записывается в сферической

системе координат с $v_\varphi = \frac{\partial}{\partial \varphi} = 0$:

$$\begin{aligned} v_r \frac{\partial v_r}{\partial r} + \frac{v_\theta}{r} \frac{\partial v_r}{\partial \theta} - \frac{v_\theta^2}{r} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial r} + \frac{GM}{r^2} &= 0 \\ v_r \frac{\partial v_\theta}{\partial r} + \frac{v_\theta}{r} \frac{\partial v_\theta}{\partial \theta} + \frac{v_r v_\theta}{r} + \frac{1}{\rho r} \frac{\partial P}{\partial \theta} &= 0 \\ \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (\rho r^2 v_r) + \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} (\rho v_\theta \sin \theta) &= 0 \end{aligned} \quad (41.28)$$

$$v_r \frac{\partial \tilde{S}}{\partial r} + \frac{v_\theta}{r} \frac{\partial \tilde{S}}{\partial \theta} = 0, \quad \tilde{S} - \text{функция энтропии } S,$$

$$P = \tilde{S} \rho^\gamma.$$

Автомодельное решение системы (41.28) ищется в виде

$$\begin{aligned} v_r &= \sqrt{\frac{2GM}{r}} U(\theta), \quad v_\theta = \sqrt{\frac{2GM}{r}} V(\theta), \\ \rho &= \rho_0 \sqrt{2GM} r^{-\alpha} R(\theta), \quad P = \rho_0 (2GM)^{3/2} r^{-(1+\alpha)} \Phi(\theta). \end{aligned} \quad (41.29)$$

В области перед ударной волной имеет место решение

$$\begin{aligned} \rho &= \rho_0 r^{-\alpha} \left(\cos \frac{\theta}{2} \right)^{-2\alpha} \operatorname{ctg} \frac{\theta}{2} \sqrt{2GM}, \quad P = 0, \\ v_r &= -\sqrt{\frac{2GM}{r}} \sin \frac{\theta}{2}, \quad v_\theta = -\sqrt{\frac{2GM}{r}} \cos \frac{\theta}{2}. \end{aligned} \quad (41.30)$$

Однородная плотность на бесконечности соответствует $\alpha = 1/2$. Ударная волна расположена на прямом конусе с углом раствора $\theta = \theta_s$ причем θ_s является собственным числом данной задачи. Решение системы обыкновенных уравнений для $U(\theta)$, $V(\theta)$, $R(\theta)$, $\Phi(\theta)$ получено численно в [47] и обладает следующими свойствами.

Решение, в котором конус за черной дырой заполняется веществом полностью имеет место для $\alpha = 1/2$ только при $1,31 \leq \gamma \leq 5/3$, причем угол раствора ударной волны растет с ростом γ (рис. 118 и табл. 52 [47]). Для $\alpha > 1/2$ заполненный конус существует только при одном γ для каждого α (табл. 53 [47]). При тех же α и γ , для которых существует решение с заполненным конусом, а также для всех других α и γ существует решение, у которых плотность обращается в бесконечность, а скорость u_θ в нуль при конечном угле раствора конуса $\theta = \theta_k$ причем область с $\theta < \theta_k$ остается пустой (рис. 119 [47]). Для данного α и γ каждому θ_k соответствует θ_s , так что $\theta_1(\gamma, \alpha) < \theta_s < \theta_2(\gamma, \alpha)$. При $\alpha = 1/2$ имеет место $\theta_1(\gamma, 1/2) = \theta_s$ из табл. 52, т.е. при существовании решения с заполненным конусом, ему соответствует минимальный угол наклона ударной волны. Сложные свойства автомодельных решений связаны с наличием особой линии у автомодельной системы обыкновенных уравнений и различного числа пересечений интегральной кривой с этой особой линией.

Если условия течения таковы, что в ударной волне существенны потери на излучение, то раствор конуса за черной дырой может быть значительно меньше, чем в табл. 52 при данном γ . Эффективно это соответствует приближению γ к 1.

Численное решение задачи об аккреции на движущийся гравитирующий центр требует знания граничных условий при конечном радиусе r , которые влияют на решение. В [404, 577] для моделирования черной дыры использовалось условие полного поглощения вещества при конечном малом радиусе r_0 . Расчеты проводились для чисел Маха набегающего потока на бесконечности $M = 0,6, 1,4, 2,4, 5,0$ и для показателей адиабаты $\gamma = 1,1, 4/3, 5/3$. В [577] получено, что при $\gamma = 5/3$ и $4/3$ перед центром встает оттошед-

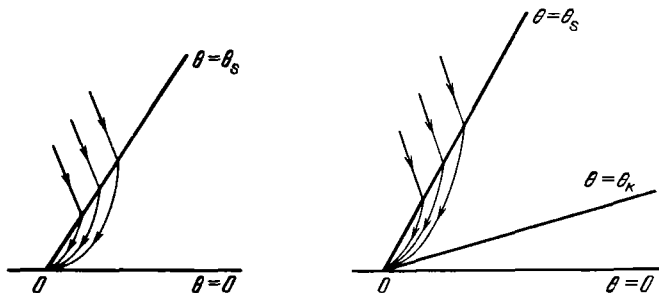


Рис. 118. Картина течения газа, занимающего все пространство, θ_s – угол наклона ударной волны, из [47]

Рис. 119. Картина течения при наличии полого конуса с углом наклона $\theta = \theta_k$ сзади движущегося центра, θ_s – угол наклона ударной волны, из [47]

Зависимость угла наклона ударной волны θ_s от показателя адиабаты γ для течений, занимающих все пространство при $\alpha = 1/2$

| γ | θ_s | γ | θ_s | γ | θ_s | γ | θ_s |
|----------|------------|----------|------------|----------|------------|----------|------------|
| 1,31 | 1,298 | 1,4 | 1,679 | 1,5 | 2,131 | 1,6 | 2,651 |
| 1,34 | 1,426 | 1,45 | 1,905 | 1,55 | 2,375 | | |

Таблица 53

Зависимость показателя адиабаты γ , соответствующего течению с заполненным конусом, и соответствующего угла наклона ударной волны θ_s от показателя α

| α | γ | θ_s | α | γ | θ_s |
|----------|----------|------------|----------|----------|------------|
| 0,6 | 1,008 | 0,04 | 1,3 | 1,26 | 0,7 |
| 0,8 | 1,02 | 0,09 | 1,34 | 1,24 | 0,61 |
| 1 | 1,08 | 0,22 | 1,4 | 1,15 | 0,33 |
| 1,2 | 1,18 | 0,51 | 1,45 | 1,05 | 0,11 |

шая ударная волна, причем плотность за ударной волной много больше, чем на оси конуса за черной дырой. При $\gamma = 1,1$ ударная волна примыкает к поверхности поглощающей сферы и контраст плотности в конусе за ударной волной невелик. Численное решение данной проблемы далеко от завершения. Светимость здесь зависит от магнитного поля и оценивается аналогично случаю сферической аккреции в п.а.

г) Дискковая аккреция в двойных системах. В тесных двойных системах из-за большого вращательного момента аккрецирующее вещество имеет форму диска, хотя и здесь при большой скорости звездного ветра от нормальной звезды возможны ситуации, когда диск не образуется и происходит изложена аккреция [429]. В предположении стационарного тонкого диска при наличии турбулентной вязкости теория дискковой аккреции предложена в [226] и разрабатывалась в [575, 515]. В [515] рассматривались уравнения ОТО, в остальных работах использовалась ньютоновская теория. Полуколичественно ОТО можно учесть, если принять [535]

$$\varphi_G = \frac{GM}{r - r_g}, \quad r_g = \frac{2GM}{c^2}. \quad (41.31)$$

Для моделирования граничных условий на внутренней границе диска нужно учесть производные от давления и энтропии вдоль радиуса диска. При малой радиальной скорости v_r уравнения стационарной дискковой аккреции запишутся в виде ([533], см. также [33])

$$-B_5 2\pi r \Sigma v_r = \dot{M} - \text{сохранение массы}, \quad (41.32)$$

$$\dot{M}(l - l_{in}) = 4\pi r^2 \alpha Ph - \text{сохранение вращательного момента}, \quad (41.33)$$

$$\dot{M} \left[-(l - l_{in}) \frac{d\Omega}{dr} + B_1 T \frac{dS}{dr} \right] = B_3 4\pi r \frac{acT^4}{3\kappa\rho h} - \text{сохранение энергии}, \quad (41.34)$$

$$h^2 \Omega_K^2 = B_4 \frac{P}{\rho} - \text{равновесие по толщине диска,} \quad (41.35)$$

$$\frac{1}{\rho} \frac{dP}{dr} = r(\Omega^2 - \Omega_K^2) - \text{равновесие по радиусу.} \quad (41.36)$$

Здесь ρ , T , P , h , Σ , \dot{M} определены выше, Ω , $l = \Omega r^2$ – текущие угловая скорость и вращательный момент, $\alpha < 1$ – параметр турбулентной вязкости.

$$\Omega_K = \left(\frac{1}{r} \frac{d\varphi_G}{dr} \right)^{1/2} = \left(\frac{GM}{r^3} \right)^{1/2} \frac{r}{r - r_g} - \text{кеплеровская угловая скорость,} \quad (41.37)$$

$$l_{in} = \frac{1}{3} r^4 \frac{d^2 \varphi_G}{dr^2} = \left(\frac{2}{3} GM r_{in} \right)^{1/2} \left(\frac{r_{in}}{r_{in} - r_g} \right)^{3/2} - \text{вращательный момент} \quad (41.38)$$

на последней устойчивой орбите в потенциале (41.31).

Для полностью ионизованного газа P , S , μ даны в (1.2), (1.18), (1.7), непрозрачность определяется свободно-свободными, (7.15), свободно-связанными (7.18) переходами и электронным рассеянием (7.29). Безразмерные постоянные B_i определяются распределением плотности по толщине диска. Согласно [533, 495] имеем

$$B_1 = 0,67, \quad B_3 = B_4 = 6, \quad B_5 = 0,5. \quad (41.39)$$

Вдали от внутренней границы тонкого диска члены с dS/dr и dP/dr в (41.34), (41.36) малы и из (41.32) – (41.39) следует стандартная теория

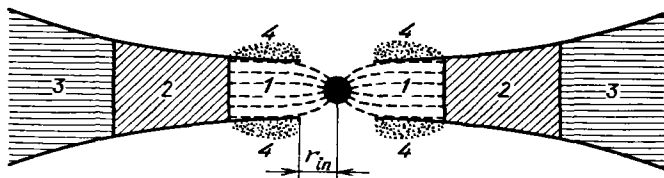


Рис. 120. Дискковая аккреция на черную дыру. 1 – радиативная зона с $P = P_r$, $\kappa = \kappa_{es}$, 2 – газовая зона с рассеянием $P = P_g$, $\kappa = \kappa_{es}$, 3 – газовая зона с тормозными процессами $P = P_g$, $\kappa = \kappa_{ff} + \kappa_{fb}$, 4 – корона с $T = 10^8 - 10^9$ К (из [33])

дискковой аккреции [226, 575, 515] с потенциалом, отражающим свойства ОТО, причем из (41.36) – (41.38) следует $r_{in} = 3r_g$, как в метрике Шварцшильда [110]. При учете dP/dr граница диска сдвигается к центру

$$r_{in} = 3r_g - 3 \frac{(r_{in} - r_g)^3}{GM} \left(\frac{1}{\rho} \frac{dP}{dr} \right)_{in}. \quad (41.40)$$

Выбор давления на внутренней границе диска в данной постановке задачи содержит элемент произвола, так как при уменьшении радиуса скорость v_r стремится к скорости звука v_s и система уравнений усложняется [495,

400, 401, 494]. В [533] на внутренней границе $r = r_{in}$ принято условие $v_r = v_s$, тогда r_{in} находится, как собственное число системы дифференциальных уравнений относительно S , P и Ω . Для параметров $M = 10M_{\odot}$

$$\dot{M} = \dot{M}_{cr} = \frac{64\pi GM}{c\kappa_{es}}, \quad x_H = 0,7, \quad \alpha = 0,001 \text{ в. [533] получено } r_{in}/r_g = 2,885.$$

Как показано в [226, 575], в тонком аккреционном диске имеются три характерных области (рис. 120). При $\dot{M} > (1/20 \div 1/50) \dot{M}_{cr}$ ($1/20$ при конвективном, $1/50$ — при лучистом переносе энергии по z [285]) во внутренней части диска имеется радиативная зона № 1 с $P = P_r \gg P_g$ и $\kappa = \kappa_{es}$. При больших радиусах расположены, соответственно, зоны 2 с $P = P_g \gg P_r$ и $\kappa = \kappa_{es}$ и далее 3 с $P = P_g \gg P_r$ и $\kappa = \kappa_{ff} + \kappa_{fb}$. С уменьшением \dot{M} радиативная зона пропадает, а граница между зонами 2 и 3 сдвигается к центру. Если пренебречь членом с dS/dr , то вся гравитационная энергия, выделяемая в диске, излучается с поверхности. Принимая спектр локально планковским с эффективной температурой T_{ef} , получим

$$\pi r c T_{ef}^4 = -\dot{M}(l - l_{in}) \frac{d\Omega}{dr}. \quad (41.41)$$

С учетом (41.37) — (41.38) получаем [33]

$$T_{ef}(r) = 2,05 \cdot 10^7 \left(\frac{\dot{M}}{\dot{M}_{cr}} \frac{M_{\odot}}{M} \right)^{1/4} \left(\frac{3r_g}{r} \right)^{3/4} \varphi_{r, r_{in}}^{1/4}, \quad (41.42)$$

где

$$\varphi_{r, r_{in}} = \begin{cases} 1 - \sqrt{\frac{3r_g}{r}} & \text{для ньютоновского потенциала,} \\ \left(\left(1 - \sqrt{\frac{3r_g}{r}} \right)^2 \left(1 - \frac{r_g}{3r} \right) \left(1 + \frac{1}{2} \sqrt{\frac{3r_g}{r}} \right) \left(1 - \frac{r_g}{r} \right) \right)^{-3} & \text{для потенциа-} \\ & \text{ла (41.31).} \end{cases} \quad (41.43)$$

Суммарный спектр диска имеет степенной вид $F_{\omega} \sim \omega^{1/3}$, аналогично (41.27) с экспоненциальным завалом при

$$\omega = \frac{kT_{ef}(\beta r_{in})}{\hbar} = 2,7 \cdot 10^{18} \left(\frac{\dot{M}}{\dot{M}_{cr}} \frac{M_{\odot}}{M} \right)^{1/4} \beta^{-3/4} \varphi_{\beta r_{in}, r_{in}}^{1/4}. \quad (41.44)$$

Здесь $r = \beta r_{in}$ соответствует максимуму T_{ef} , $\beta = 49/36$, $\varphi_{\beta r_{in}, r_{in}} = 1/7$, $\beta^{-3/4} \varphi^{1/4} = 0,49$ для ньютоновского потенциала; $\beta = 1,59$, $\varphi_{\beta r_{in}, r_{in}} = 0,113$, $\beta^{-3/4} \varphi^{1/4} = 0,41$ для потенциала (41.31).

Как показано в [35, 285], внутренняя область диска (зона 1 на рис. 120) неустойчива относительно конвекции. Механический перенос энергии, порождаемой конвекцией, приводит к образованию горячей ($T = 10^8 - 10^9$ К) короны с $n \sim 10^{15} \text{ см}^{-3}$ над радиативной зоной. Обратное комптоновское взаимодействие теплового излучения диска с горячими электронами короны приводит к появлению степенной зависимости в жесткой области спектра [343, 600], что может объяснить наблюдаемую жесткую (до ~ 150 кэВ) часть спектра источника Cyg X-1.

Вдали от поверхности звезды или альфвеновской поверхности радиуса r_A , где $B^2/8\pi = \frac{1}{2} \rho v^2$, аккреция на нейтронную звезду или белый кар-

лик не отличается от аккреции на черную дыру. Начиная с радиуса магнитосферы r_A или у поверхности звезды при малом поле, картина аккреции резко усложняется из-за взаимодействия аккреционного потока с магнитосферой и (или) поверхностью. Обзоры работ по аккреции на нейтронные звезды даны в [227, 33], а на белые карлики – в [249].

При сильном магнитном поле нейтронной звезды, когда $r_A > R_{ns}$, вещество останавливается у альфвеновской поверхности и течет вдоль силовых линий на магнитные полюса. Такая звезда излучает анизотропно и при вращении дает наблюдаемую картину рентгеновского пульсара. При слабом поле $r_A < R_{ns}$ горячих пятен на полюсах не образуется и рентгеновский пульсар не возникает. Аккреционный диск подходит к поверхности нейтронной звезды и сильно ее раскручивает, приводя к появлению миллисекундного радиопулсара после прекращения аккреции.