

## ГОРЯЧАЯ КОРОНА ВОКРУГ ДИСКА, АККРЕЦИРУЮЩЕГО НА ЧЕРНУЮ ДЫРУ, И МОДЕЛЬ ИСТОЧНИКА ЛЕБЕДЬ X-1

**Г. С. БИСНОВАТЫЙ-КОГАН и С. И. БЛИННИКОВ**

В области максимального энерговыделения аккреционного диска теплопередача осуществляется конвекцией, приводящей к усилению турбулентности и образованию мощного акустического потока. Жесткое излучение Cyg X-1 ( $\lesssim 200$  кэв) может объясняться комптонизацией мягких квантов в образующейся из-за такого нагрева короне диска.

A HOT CORONA AROUND A BLACK HOLE ACCRETION DISK AND Cyg X-1 MODEL, by G. S. B i s n o v a t y j - K o g a n and S. I. B l i n n i k o v. Heat transfer in the region of maximum energy release of an accretion disk occurs mainly by convection. This leads to enhancement of turbulence and produces a powerful acoustic flux. The hard X-ray radiation ( $\lesssim 200$  keV) of Cyg X-1 may be explained by comptonisation of soft photons in the disk corona, heated by this flux.

Рентгеновское излучение источника Cyg X-1 с большой вероятностью определяется черной дырой, находящейся в режиме дисковой аккреции. Теория дисковой аккреции развивалась рядом авторов (Шакура, 1972; Прингл и Рис, 1972; Шакура и Сюняев, 1973; Новиков и Торн, 1973). Попытка объяснить на основе этой теории спектр источника Cyg X-1 встречает трудности. Светимость источника Cyg X-1 составляет  $L \lesssim 10^{38}$  эрг/сек  $\simeq 0,1L_c$  где  $L_c = 1,3 \cdot 10^{38} M / M_\odot$  — критическая эддингтоновская светимость. При такой светимости теоретический спектр должен резко обрываться в области  $h\nu \simeq 7$  кэв, в то время как наблюдаемый спектр продолжается вплоть до энергии  $\sim 200$  кэв (Фронтера и Фулини, 1975; Карпентер и др., 1975) и даже дальше (Хэймс, и Хариден, 1970; Бэйкер и др., 1973).

Для преодоления этой трудности предлагались модели (Торн и Прайс, 1975; Прайс и Лианг, 1975), в которых свойства излучающих областей в основном выводились из наблюдений. Попытка построения самосогласованной модели Cyg X-1, объясняющей жесткую часть излучения, сделана в работе Шапиро и др. (1976). Эта модель, с самого начала пренебрегающая давлением излучения, оказывается внутренне противоречивой,

так как приводит к толщине диска порядка радиуса и к скорости дрейфа порядка орбитальной.

Появление жесткого излучения до 200  $\mu\text{эВ}$  в спектре аккрецирующего диска возможно лишь в том случае, когда в образовании этого спектра участвуют области с горячими ( $T_e \simeq 10^9$  К) электронами, а более жесткие кванты требуют наличия еще более энергичных частиц. Исследование аккрецирующих дисков (Бисноватый-Коган и Блинников, 1976) показало, что вокруг них образуются горячие области (короны) с  $T_e \simeq 10^9$  К.

В стандартной теории предполагается, что перенос энергии в вертикальном направлении осуществляется лучистой теплопроводностью. В области наибольшего выделения энергии  $P \simeq P_r \gg P_g$ ,  $\kappa = \kappa_{es}$  вертикальная структура легко определяется аналитически. Плотность в этой области оказывается не зависящей от  $z$ , а температура уменьшается с ростом  $z$  (Шакура и Сюняев, 1973). Очевидно, что такая ситуация конвективно неустойчива, так как энтропия падает в вертикальном направлении. Развитие конвективной неустойчивости приведет к выравниванию энтропии. При этом средняя плотность в диске будет примерно на порядок превышать плотность диска в стандартной теории. Конвективный поток тепла  $Q_{\text{конв}}$ , скорость конвекции  $v$  и превышение градиента температуры над адиабатическим  $\Delta \nabla T$  (полагаем путь перемешивания  $l = z_0$  — полутолщина диска) определяются формулами (Шварцшильд, 1961):

$$Q_{\text{конв}} = C_p \rho v (z_0 / 2) \Delta \nabla T, \quad (1)$$

$$v = \left[ \frac{Q_{\text{конв}} (1 + 4P_r / P_g)}{2\rho C_p T} \frac{GM}{R^3} \right]^{1/3} z_0^{2/3}, \quad (2)$$

$$\Delta \nabla T = \left( \frac{4Q_{\text{конв}}}{\rho C_p} \right)^{2/3} \left[ \frac{T}{(1 + 4P_r / P_g) GM} \right]^{1/3} R z_0^{-5.3}. \quad (3)$$

Отсюда легко получить, что превышение градиента температуры над адиабатическим  $\Delta \nabla T$  составляет не более 20%  $\nabla T$ , а скорость конвекции  $v = 3 \cdot 10^8$  см/сек при  $r = 10r_g$ , что близко к скорости звука  $v_s$  в этой области. Поток тепла переносится в основном конвекцией  $Q \simeq Q_{\text{конв}}$ , из-за большой плотности лучистый поток равен  $\sim 20\%$  полного.

В вертикальном направлении конвективного диска поток акустической энергии  $Q_{\text{ак}}$  равен (Бирман и Люст, 1963)

$$Q_{\text{ак}} \simeq \rho v^3 (v / v_s)^5 \simeq 10^{21.7-22} \text{ эрг/сек} \cdot \text{см}^2 \quad (4)$$

и составляет величину порядка полного потока энергии. Величина  $\sim (P_g / P_r) Q_{\text{ак}}$  идет на разогрев внешних слоев с оптической толщиной  $\tau < 1$ . Эти слои нагреваются за счет еще одного механизма (Бисноватый-Коган и Блинников, 1976). Частица, находящаяся в прозрачной для излучения области вблизи поверхности диска, подвергается действию излучения всего диска, а не только локального градиента лучистого давления. Сила лучистого давления разгоняет частицы в прозрачной области

над диском. Расчеты уравнений движения частиц под действием лучистой, центробежной и гравитационной сил показывают, что в области с  $\tau < 1$  частицы (протоны и электроны) приобретают вертикальные скорости, соответствующие температурам протонов  $(1 \div 8) \cdot 10^8$  К для  $L \simeq 0.1 L_c$ . Турбулентная релаксация движения частиц в короне приводит к выравниванию средних энергий ионов и электронов и к формированию квазимаквелловского распределения частиц по скоростям. Таким образом, благодаря совокупному действию двух указанных выше механизмов нагрева вокруг аккрецирующего диска появляется горячая корона с  $T_e \simeq 10^9$  К для  $L \simeq 0.1 L_c$ . Отметим, что существование аналогичной короны феноменологически постулировалось Прайсом и Лаингом (1975).

Оценим плотность короны  $\rho_{co}$  и количество вещества в ней. Так как при переходе от фотосферы к короне газовое давление непрерывно изменяется, легко получить у основания короны

$$\rho_{co} \simeq \rho_s T_s / T_{co} \simeq 10^{-2} \rho_s \simeq 10^{-5} \text{ г/см}^3, \quad (5)$$

где  $\rho_s$  и  $T_s$  — значения плотности и температуры в фотосфере диска для параметров источника Cyg X-1 в области максимального выделения энергии. Поверхностная плотность короны определяется условием  $\tau_{es} \simeq 1$  и составляет  $\sim 2 \text{ г/см}^2$ , что более чем на порядок меньше плотности непрозрачного диска.

При наличии горячей короны легко объясняются особенности спектра Cyg X-1. Мягкое рентгеновское излучение  $h\nu \lesssim 7 \text{ кэВ}$ , составляющее  $\sim 70\%$  полного потока, формируется в фотосфере непрозрачного диска. Часть излучения ( $\sim 10\%$ ) проходит через горячую корону, и в результате комптонизации образуется жесткое излучение вплоть до  $h\nu \simeq 3kT_e \simeq 200 \text{ кэВ}$ , в котором содержится  $\sim 30\%$  полного потока. В источнике Cyg X-1 светимость меняется вблизи  $L = 0.1 L_c$ . В этих условиях область диска с  $P_r \gg P_g$ , где существует конвективный нагрев, пространственно мала и перерабатывает  $\sim 10\%$  потока мягкого излучения в соответствии с требованиями, которые предъявляют к модели наблюдения.

Изменения спектра при вариациях светимости Cyg X-1 (Парсино и др., 1975; Холт и др., 1975; Карпентер и др., 1975) характеризуются тем, что с ростом полного потока энергии увеличивается излучение в мягкой области спектра  $h\nu \lesssim 7 \text{ кэВ}$ , а в жесткой  $h\nu \gtrsim 10 \text{ кэВ}$  почти не меняется, а возможно, и немного уменьшается. Мы предполагаем, что изменения светимости связаны с изменениями мощности аккреции. С ростом потока массы  $\dot{M}$  в области  $P_r \gg P_g$  уменьшается доля акустического потока (4), идущего на нагрев короны:

$$(P_g / P_r) Q_{ак} \sim \dot{M}^{-1}. \quad (6)$$

При  $L \sim 0.1 L_c$ , когда акустический нагрев преобладает, рост  $\dot{M}$  может привести к некоторому уменьшению нагрева короны и к уменьшению жесткого излучения. В то же время

поток в мягкой области определяется излучением фотосферы диска и растет с ростом  $\dot{M}$ . Отметим, что при сильных всплесках светимости, когда  $L$  достигает примерно  $0.3 L_c$ , нагрев начинает определяться силой лучистого давления и температура короны, а соответственно, и мощность жесткого излучения должны увеличиваться вместе с ростом  $\dot{M}$  и полного потока энергии.

Наблюдательные данные о спектре  $h\nu > 150$  кэВ значительно менее надежны, чем для мягкой области. Например, в работе Бэйкера и др. (1973), где измерялось излучение до  $h\nu \sim 10$  МэВ, наблюдаемый сигнал составлял  $\sim 1\%$  фона (отмечен и недостаток  $\gamma$ -квантов в направлении Cyg X-1). Данные Хэймса и Харидена (1970) в диапазоне до 600 кэВ, указывают на существование излома в спектре при  $h\nu \simeq 150$  кэВ, причем спектральный индекс  $\alpha$  меняется от  $\alpha = 1.9$  при  $h\nu < 124$  кэВ до  $\alpha = 3.1$  при  $h\nu > 154$  кэВ. В модели дисковой аккреции даже при наличии короны с  $T \simeq 10^9$  К излучение с  $h\nu = 200 \div 2000$  кэВ не может быть образовано. Для этого необходимы электроны с  $T_e = 10^{10} \div 10^{11}$  К или быстрые нетепловые электроны. Укажем две возможности образования таких быстрых электронов. Обе они требуют наличия в диске магнитного поля. Магнитное поле в диске может существовать как за счет закручивания силовых линий при дифференциальном вращении (Шакура и Сюняев, 1973; Пустильник и Шварцман, 1974; Эрдли и Лайтман, 1975), так и при падении на черную дыру замагниченного вещества, имеющего небольшой момент вращения (Бисноватый-Коган и Рuzмайкин, 1974). В последнем случае генерируется полоидальное магнитное поле.

В двойной системе, содержащей источник Cyg X-1, часть вещества, которое истекает из звезды гиганта, рассеивается в пространстве около звездной пары. Из-за притяжения черной дыры образуется не только аккрецирующий диск. Небольшая доля вещества, имеющая малый вращательный момент, падает на черную дыру и тормозится в диске. Если такое торможение происходит на радиусах  $(10-30)r_g$  и возникает тонкая бесстолкновительная ударная волна (что весьма вероятно при наличии азимутального магнитного поля), в которой кинетическая энергия трансформируется в тепловую и  $T_e \sim T_i$ , то появляются горячие электроны с  $T = 10^{10} \div 10^{12}$  К. Обратный комптоновский механизм взаимодействия излучения диска с этими электронами может привести к появлению жесткого излучения с  $h\nu \simeq 200 \div 2000$  кэВ и даже выше. Другой механизм образования быстрых частиц аналогичен пульсарному. Если замагниченное вещество с небольшим угловым моментом падает на черную дыру (дополнительно к дисковой аккреции), то возникает сильное полоидальное магнитное поле (Бисноватый-Коган и Рuzмайкин, 1974). При вращении аналогично пульсарам (Голдрейх и Джулиан, 1969) генерируется электрическое поле  $E \simeq -(v/c)B$ , в котором электроны разгоняются до энергий  $\mathcal{E} \simeq R(v/c)eB \simeq 3 \cdot 10^4 (B/10^7) \text{ МэВ}$ , где  $v/c \simeq 0.1$ ,  $R \simeq$

$\simeq 10^7$  см — характерный размер. В поле  $B \simeq 10^7$  гс такие электроны дают синхротронное излучение с энергией вплоть до  $\sim 10^5$  кэв. Так же как и в пульсарах, здесь возможно образование пар  $e^+e^-$ , участвующих в синхротронном излучении.

Авторы благодарны Я. Б. Зельдовичу, А. Ф. Илларионову и И. С. Шкловскому за полезные обсуждения и ценные замечания.

Ин-т космических исследований  
АН СССР, Москва

Поступила в редакцию  
15 апреля 1976 г.

## ЛИТЕРАТУРА

- Бисноватый-Коган Г. С. и Блинные С. И.*, 1976. Препринт Ин-та космич. исслед. АН СССР, № 274; *Astron. and Astrophys.* (в печати).
- Бисноватый-Коган Г. С. и Рузмайкин А. А.*, 1974. Препринт Ин-та прикл. матем., № 63; *Astrophys. and Space Sci.* 1976, 42, 401.
- Бирман Л. и Люст Р.*, 1963. В кн.: *Звездные атмосферы*, ред. Дж. Гринстейн. Изд-во иностр. лит., М.
- Бэйкер и др.* (Baker R. E., Lovett R. R., Orford K. J., Ramsden D.), 1973. *Nature, Phys. Sci.*, 245, 18.
- Голдрейх и Джулиан* (Goldreich P., Julian W. H.), 1969. *Astrophys. J.*, 157, 869.
- Карпентер и др.* (Carpenter G. F., Coe M. J., Engel A. R., Quenby J. J.), 1975. Preprint, (Imperial College, London).
- Новиков и Торн* (Novikov I. D., Thorne K. S.), 1973. In *Black Holes*, ed. C. De Witt and B. De Witt, Gordon and Breach, New York.
- Парсино и др.* (Parsignault D. R., Grindlay J. E., Schnopper H., Schreier E. J., Gursky H.), 1975. Preprint CFA № 427.
- Прайс и Лианг* (Price R. H., Liang E. P. T.), 1975. Preprint.
- Прингл и Рис* (Pringle J. E., Rees M. J.), 1972. *Astron. and Astrophys.*, 21, 1.
- Пустильник Л. А. и Шварцман В. Ф.*, 1974. Symp. IAU, № 64, ed. De Witt-Morette, p. 213.
- Торн и Прайс* (Thorne K. S., Price R. H.), 1975. *Astrophys. J. (Letters)*, 195, L10.
- Фронтера и Фулини* (Frontera F., Fuligni F.), 1975. *Astrophys. J.*, 196, 597.
- Холт и др.* (Holt S. S., Boldt E. A., Kaluzienski L. J., Serlinitos P. J.), 1975. *Nature*, 256, 108.
- Хэймс и Харнден* (Haymes R. C., Harnden F. R. Jr.), 1970. *Astrophys. J.*, 159, 1111.
- Шакура Н. И.*, 1972. *Астрон. ж.*, 48, 921.
- Шакура Н. И. и Сюняев Р. А.*, 1973. *Astron. and Astrophys.*, 24, 337.
- Шапиро и др.* (Shapiro S. L., Lightman A. P., Eardly D. M.), 1976. *Astrophys. J.*, 204, 187.
- Шварцшильд М.*, 1961. *Строение и эволюция звезд*, Изд-во иностр. лит., М.
- Эрдли и Лайтман* (Eardly D. M., Lightman A. P.), 1975. *Astrophys. J.*, 200, 187.