

УДК: 533.9:621.039.61

КОМПАКТНЫЕ РАДИОИСТОЧНИКИ КАК ПЛАЗМЕННЫЙ
ТУРБУЛЕНТНЫЙ РЕАКТОР. III. АККРЕЦИОННАЯ МОДЕЛЬ

А. М. АТОЯН, А. Г. НААПЕТЯН

Поступила 11 декабря 1989

Принята к печати 30 февраля 1990

Рассмотрена пространственно неоднородная модель плазменного турбулентного реактора, возникающая при сферической аккреции вещества на предполагаемую сверхмассивную черную дыру в ядре активной галактики (ЯАГ). Показано, что при узких распределениях ускоряемых на плазменной турбулентности релятивистских электронов (максвелловского типа) выходящие из ЯАГ спектры излучения являются плоскими либо инвертированными в радио-субмиллиметровом диапазоне, а возникающие при обратном комптоновском рассеянии спектры рентгеновского мягкого гамма-излучения описываются показателем степени $\alpha_x \sim 0.6 \div 0.7$, что хорошо согласуется с наблюдаемыми данными.

1. Введение. В первых двух частях работы [1, 2] (далее I и II) была предложена модель однородного плазменного турбулентного реактора (ПТР) с самосогласованным спектром надтепловых электронов релятивистского максвелловского типа $f(\gamma) \propto \gamma^2 \cdot \exp(-(\gamma/\gamma_0)^3)$ для компактных внегалактических радиоисточников, каковыми являются ядра активных галактик (ЯАГ, включая квазары). Там же отмечалось, что в более реалистических неоднородных моделях, вероятно, могут быть получены дифференциальные спектры, более близкие к наблюдаемым в широких интервалах частот. В настоящей работе рассматривается модель стационарного сферически-симметричного аккреционного плазменного турбулентного реактора (АПТР), которая позволяет конкретизировать источник энергии мощного излучения ЯАГ ($\lesssim 10^{45}$ эрг s^{-1} для сейфертовских галактик и $\gtrsim 10^{47}$ эрг s^{-1} для квазаров и лазертидов [3—6]). Именно, считается, что гравитационная потенциальная энергия аккредирующего вещества с определенной эффективностью превращается в энергию турбулентных электромагнитных полей и далее переизлучается в процессе синхротронного и обратного комптоновского рассеяний (ОКР) релятивистских

электронов, ускоряемых на турбулентности. В модели считается, что аккреция происходит на сверхмассивную черную дыру (ЧД) с массой $\sim (10^7 + 10^9) M_{\odot}$.

2. *Параметры тепловой плазмы и ускоренных электронов в аккреционном потоке.* Последовательное рассмотрение параметров турбулентной аккреционной плазмы, состоящей из тепловых и надтепловых (релятивистских) электронов и протонов, турбулентности, магнитного поля и излучения, представляет достаточно сложную самостоятельную задачу, выходящую за рамки данной работы. Здесь же мы получим качественные характеристики параметров аккреционной плазмы в рамках ряда обычно используемых и представляющихся физически приемлемыми модельных предположений.

Рассматривая сферически-симметричную стационарную аккрецию с темпом аккреции \dot{M} в предположении, что скорость аккреции $V(r)$ составляет некоторую часть δv (~ 0.5) от скорости свободного падения $V_{ff}(r) = c \cdot r^{-1/2}$, из уравнения непрерывности получаем для плотности тепловых электронов и протонов выражение

$$n(r) = 2.5 \cdot 10^{10} \delta v^{-1} \dot{m} M_8^{-1} r^{-3/2}, \quad (1)$$

где $\dot{m} = \dot{M} c^2 / L_{Ed}$ — темп аккреции в единицах эддингтоновской светимости $L_{Ed} = 1.3 \cdot 10^{46} M_8$; $r = R/R_g$ — радиус в единицах гравитационного радиуса $R_g = 3 \cdot 10^{13} M_8$; $M_8 = M/10^8 M_{\odot}$ — безразмерная масса черной дыры. Здесь и далее все размерные физические величины приведены в единицах системы СГС.

На больших расстояниях от центра для температуры тепловых электронов и протонов можно использовать оценку $T_e(r) = T_p(r) \approx 0.1 m_p c^2 / r$ (см., например, [7]), однако при приближении к центру на некотором r_* происходит разрыв между $T_e(r)$ и $T_p(r)$, что объясняется тем, что ниже некоторого r_{pe} время электрон-протонных столкновений $t_{pe}(r)$ (см., например, [8]) становится больше характерного времени аккреции с данного радиуса $t_a(r) = r \cdot R_g / V(r)$. Из уравнения $t_{pe}(r_{pe}) = t_a(r_{pe})$ находим

$$r_{pe} = 6.9 \cdot 10^3 \delta v^{4/3} \dot{m}^{-2/3}. \quad (2)$$

Однако следует заметить, что несколько ранее r_{pe} , при некотором r_* , нагрев тепловых электронов в $p-e$ столкновениях может компенсироваться их охлаждением в процессе комптоновского рассеяния тепловых электронов в поле низкочастотных фотонов с $\hbar\omega \lesssim k_B T_e$. Поэтому можно предположить, что, начиная с некоторого $r_* \gtrsim 10^3$, рост

температуры электронного компонента аккреционной плазмы прекращается и $T_e(r)$ в области $r \leq r_*$ остается на некотором постоянном уровне $T_* \leq 10^9 \text{K}$. Это модельное предположение согласуется с результатами последовательного рассмотрения аккреции двухтемпературной плазмы, проведенного Колпи и др. [9]. Таким образом, можно предположить зависимость

$$k_B T_e(r) = \begin{cases} 0.1 m_p c^2 / r; & r \geq r_* \\ 0.1 m_p c^2 / r_*; & r \leq r_* \end{cases} \quad (3)$$

Отметим, что из (3) следует, что T_* (температура в области $r \leq r_*$) связана с r_* посредством $T_* = r_*^{-1}$.

Аналогично работам I и II, характерную величину магнитного поля будем определять из модельного предположения, что локальная плотность энергии магнитного поля $B^2/8\pi$ близка к состоянию равнораспределения с плотностью энергии тепловых электронов $B^2/8\pi = \delta_B n k_B T_e$, где $\delta_B \leq 1$. Отсюда с учетом (1) и (3) получаем

$$B(r) = 1.7 \delta_V^{-1/2} \delta_B^{1/2} m^{1/2} M_8^{-1/2} r_*^{-5/4} \begin{cases} (r_*/r)^{5/4}; & r \geq r_* \\ (r_*/r)^{3/4}; & r \leq r_* \end{cases} \quad (4)$$

Спектры стохастического ускорения релятивистских электронов в модели являются локальными, т. к. минимально возможное время ухода с данного радиуса $t_e = r \cdot R_g/c$ превосходит время радиационного охлаждения $t_c = m_e c^2 \gamma / P_c$, где $P_c = \frac{4}{3} \sigma_T \gamma^2 c W_t$ — скорость комптоновских потерь энергии электрона на фотонах с $\hbar\omega \leq m_e c^2 \gamma^{-1}$ (γ — Лоренц-фактор релятивистских электронов). Действительно, выразив W_t через соответствующую светимость посредством $W_t \approx L / 4\pi cr^2 R_g^2$, получаем

$$\frac{t_e}{t_c} = 8 \cdot 10^4 (L_{Ed}/L) \cdot \gamma^{-1} r. \quad (5)$$

Отсюда следует, что во всяком случае для электронов с $\gamma \geq 3'$ и для области $r \leq 10^1$ спектры локальны. Это означает, что мы можем использовать результаты работы I для определения спектра ускоренных электронов $f(\gamma, r)$. Несколько обобщая задачу предположим, что коэффициент диффузии $D(\gamma, r) = D_0(r) \cdot \gamma^g$. В случае показателя степени $g \leq 2$ локальные спектры релятивистских электронов, согласно выражению (I.18), будут максвелловского типа: $f(\gamma, r) \propto n_{rel}(r) \cdot$

$\frac{\gamma^2}{\gamma_0^3} \cdot \exp(-(\gamma/\gamma_0)^{3-g})$. Заметим, что в частном случае ускорения на

резонансной ленгмюровской турбулентности $g = 0$. Тогда, используя соотношения (I.12) и (I.25), находим

$$\gamma_0(r) = 10^3 x_{-5}^{1/3} T_{09}^{0.15} (M_8/l_{-1})^{1.6} r^{0.31}, \quad (6)$$

где $x_{-5} = x/10^{-5}$, $x = W_L^{(res)}/n k_B T_e$, $l_{-1} = l/10^{-1}$ и $l = L/L_{Ed}$.

Из (6) следует, что при возрастании r до r_* величина $\gamma_0(r)$ может возрастать более, чем на один порядок. Как показано в [10], аналогичное поведение должно иметь место и в более общем случае при произвольном $g (\leq 2)$, когда

$$\gamma_0(r) = \gamma_* \begin{cases} (r/r_*)^\lambda; & r \leq r_* \\ (r/r_*)^{\lambda'}; & r > r_* \end{cases} \quad (7)$$

где показатель степени λ меняется в узкой области $0.3 \leq \lambda \leq 0.6$ при изменении g в пределах $0 \leq g \leq 2$, величина же показателя λ' близка к нулю. Для характерной величины γ_* будем использовать оценку $\gamma_* \sim 10^3$, что находится в согласии как с (6), так и с результатами исследований [11, 12] в случае однородных моделей.

Заметим, что убывание локального лоренц-фактора $\gamma_0(r)$ с уменьшением r связано с быстрым возрастанием плотности электромагнитного излучения и связанного с этим резким ростом скорости энергетических потерь релятивистских электронов по мере приближения к центру.

Плотность релятивистских электронов $n_{rel}(r) = \int_0^{\gamma_0} f(\gamma, r) d\gamma$ будем определять из соотношения $n_{rel}(r) \cdot m_e c^2 \gamma_0(r) = \delta_{rel} \cdot n(r) K_B T_e(r)$.

Отметим, что условие $\delta_{rel} \sim 1$ соответствует примерному равномерному распределению плотностей энергий релятивистских и тепловых электронов.

3. Синхро-комптоновское РСМ-излучение релятивистских электронов. Коэффициенты излучения $J_{\omega, c}(\omega, r)$ и поглощения $\Gamma_{\omega, c}(\omega, r)$, вычисленные для спектра $f(\gamma, r) \propto n_{rel} \cdot \frac{\gamma^2}{\gamma_0^3} \cdot \exp(-(\gamma/\gamma_0)^{3-g})$, отличаются от приведенных в работе II заменой $F_1(a) \rightarrow F_1^*(a, g)$, $F_2(a) \rightarrow F_2^*(a, g)$, $G(b) \rightarrow G^*(b, g)$. Функции F_1^* , F_2^* и G^* так же, как и функции F_1 , F_2 и G при $(a, b) \ll 1$ выходят на константы (~ 0.5) и экспоненциально обрываются при $(a, b) \gg 1$. Это означает, что в области r эффективно генерируются фотоны с частотами ω , удовлетворяющие условию $a(\omega, r) \lesssim 1$ и $b(\omega, r) \lesssim 1$ (напомним, что $a \equiv a(\omega, r) = \omega/\omega_n \gamma_0^2$ и $b \equiv b(\omega, r) = \omega/2\omega_p \gamma_0^2$ [2]), соответственно, для синхротронного и турбулентного комптоновского излучений.

Поскольку турбулентность в модели изотропна, а магнитное поле предполагается хаотично направленным, коэффициент излучения также не будет зависеть от направления. Тогда из уравнения переноса (см., например, [13]) легко найти для интенсивности излучения от единицы поверхности $r_{\perp} dr_{\perp} d\varphi$ (r_{\perp} — прицельный параметр) в единицу телесного угла в направлении на наблюдателя

$$I(\omega, r_{\perp}) = \frac{R_{\perp}}{4\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} J(\omega, r(x)) \cdot e^{-\tau(\omega, r(x))} dx, \quad (8)$$

где r_{\perp} и x образуют декартовую прямоугольную систему координат с началом на ЧД и осью x на наблюдателя, $r(x) = \sqrt{x^2 + r_{\perp}^2}$ — радиус точки с координатами r_{\perp} и x , а $\tau(\omega, r(x))$ — оптическая толщина по линии $r_{\perp} = \text{const}$ от точки x до наблюдателя. Учитывая сильную зависимость τ и $J(\omega, r)$ от r , для качественных аналитических оценок далее будем считать, что источник является полностью непрозрачным в области, где $\tau > 1$, и полностью прозрачным при $\tau < 1$. Уравнение $\tau = 1$ описывает поверхность, которая хорошо аппроксимируется цилиндрической поверхностью при $x < 0$, переходящей при $x > 0$ в полусферу, радиус r_{ω} которой можно оценить из условия $\tau(\omega, r_{\omega}) = 1$.

Характерная оптическая толщина по синхротронной реабсорбции равна (здесь и далее принимается $\delta_V = 0.5$)

$$\tau_s(\omega, r) = 1.7 \cdot 10^{-5} \delta_{r,1} \delta_B^{-1/2} \gamma_{*3}^{-6} m^{1/2} M_8^{1/2} r_{*3}^{-1/4} \left(\frac{\omega}{\omega_s} \right)^{-5/3} \times \\ \times \begin{cases} (r_*/r)^{1 + \frac{8}{3}\lambda} & ; \quad r \leq r_* \\ (r_*/r)^{\frac{7}{3} + \frac{8}{3}\lambda'} & ; \quad r \geq r_* \end{cases} \quad (9)$$

где $\omega_s = 4.3 \cdot 10^{13} \delta_B^{1/2} m^{12} M_8^{-1/2} \gamma_{*3}^2 r_{*3}^{-5/4}$ — характерная максимальная частота синхротронного излучения, излучаемого на радиусе r_* .

Обращая уравнение $\tau(\omega, r_{\omega}) = 1$ относительно r_{ω} , получаем

$$r_{\omega} = r_* \begin{cases} (\omega_*/\omega)^{5/(8\lambda+3)} & ; \quad \omega \geq \omega_* \\ (\omega_*/\omega)^{5/(8\lambda'-17)} & ; \quad \omega \leq \omega_* \end{cases} \quad (10)$$

где $\omega_* = 5.7 \cdot 10^{10} (F_1^*(0, g))^{3/5} \delta_{r,1}^{3/5} \delta_B^{1/5} m^{4/5} M_8^{-1/5} \gamma_{*3}^1$ — решение уравнения $\tau(\omega_*, r_*) = 1$.

Чтобы оценить синхротронную и плазменную комптоновскую светимости, заметим, что функции $x^{1/3} F_2^*(a, g)$ и $x G^*(x, g)$ пропор-

диональны, соответственно, $x^{1/3}$ и x при $x < 0.1$, почти постоянны в области $0.1 \lesssim x \lesssim 1$ и экспоненциально заваливаются при $x \gg 1$. Поэтому будем аппроксимировать обе функции прямоугольным профилем

с высотами $c_s = \int_0^{\infty} a^{1/3} F_2^*(a, g) da$ и $c_e = \int_0^{\infty} b G^*(b, g) db$, соответ-

ственно, на отрезке $x \in [0, 1]$, ибо основная часть излучения в обоих механизмах соответствует области $x \lesssim 1$. При изменении показателя g в пределах $0 \leq g \leq 2$ имеем $0.80 \leq c_s \leq 10.7$ и $0.15 \leq c_e \leq 2$.

Тогда из (8) и (II 12) для интенсивности синхротронного излучения в области частот $\omega < \omega_*$ легко получаем

$$J_s(\omega, r_{\perp}) = 2 \cdot 10^{-4} c_s \partial_{rel} \delta_B^{1/2} m^{-3/2} M_8^{-1/2} \gamma_{*3}^{-1} r_{*3}^{-11/4} \times \\ \times \begin{cases} (r_*/r_{\omega})^{\lambda+5/4}; & r_{\perp} < r_{\omega}, \\ (r_*/r_{\perp})^{\lambda+5/4}; & r_* \geq r_{\perp} > r_{\omega}. \end{cases} \quad (11)$$

В области же $r_{\perp} > r_*$ интенсивность излучения быстро падает с ростом r_{\perp} ($J_s \propto r_{\perp}^{-\frac{10}{3}-\lambda}$), т. е. падает быстрее r^{-3} .

Отметим, что на частотах $\omega < \omega_*$ интенсивность сильно подавлена из-за эффекта Разина—Цытовича [1, 2], что хорошо видно и на рис. 1, так что в рассматриваемой модели вклад в излучение от области пространства $r > r_*$ качественно не меняет спектральную светимость источника для $\omega \gtrsim \omega_*$.

Из сравнения (11) с релей-длинноволновым спектром можно оценить распределение яркостной температуры T_{br} по источнику как функцию от частоты ($\omega \lesssim \omega_*$) и r_{\perp} :

$$T_{br} = 8 \cdot 10^{12} \cdot \frac{I(\omega, r_{\perp})}{\omega_{13}^2}, \quad (12)$$

где $\omega_{13} = \omega/10^{13}$.

Легко заметить, что на данной частоте образуется центральный диск постоянной яркости с радиусом r_{ω} , вне которого температура T_{br} падает $\propto r_{\perp}^{-(\lambda+5/4)}$. В области частот $0.1 \omega_* \lesssim \omega \lesssim \omega_*$ внутри центрального диска яркостная температура зависит от частоты как $T_{br} \propto \omega^{-\alpha_{br}}$, где $\alpha_{br} = (11\lambda - 1/4)/(8\lambda + 3)$ (при $0.3 \leq \lambda \leq 0.6$ имеем $0.6 \leq \alpha_{br} \leq < 0.8$), а вне его $T_{br} \propto \omega^{-2}$. При $\omega < 0.1 \omega_*$ же $T_{br} \propto \omega^{\frac{1}{3} - \alpha_{br}}$, вплоть до $\omega \sim \omega_*$, а при $\omega < \omega_*$ температура T_{br} резко падает из-за эффекта

Разина—Цытовича. При этом для $\omega \sim \omega_*$ и для значений параметров $m \sim 1$, $M_8 \sim 1$, $\gamma_{e3} \sim 1 + 10$ яркостная температура может достигать значений $T_{br} \lesssim 10^{12}$ К, что хорошо согласуется с наблюдательными данными.

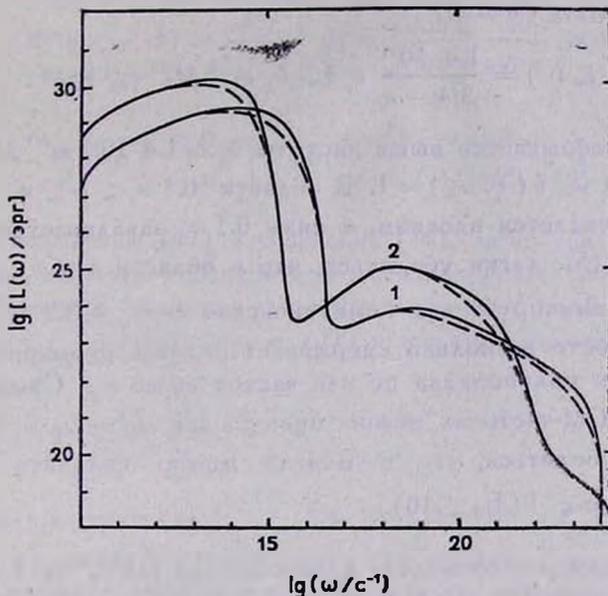


Рис. 1. Спектры излучения с учетом (сплошная линия) и без учета (пунктирная линия) комптоновского плазменного излучения для некоторых значений параметров модели АПТР: 1. $\gamma_* = 6300$, $m = 1$, $\lambda = 0.6$, $M_8 = 1$, $\delta_{rel} = 0.1$; 2. $\gamma_* = 1600$, $m = 1$, $\lambda = 0.4$, $M_8 = 1$, $\delta_{rel} = 0.1$.

На основании (11) для спектральной светимости $L_s(\omega) = 4\pi R_g^2 \times \int_0^{\infty} I_s(\omega, r_{\perp}) 2\pi r_{\perp} dr_{\perp}$ получаем

$$L_s(\omega) = \frac{1.4 \cdot 10^{31}}{3/4 - \lambda} c_s \delta_{rel} \delta_B^{1/2} m^{3/2} M_8^{3/2} \gamma_{e3}^{-1} r_{e3}^{-3/4}. \quad (13)$$

Итак, в области частот $0.1\omega_* \lesssim \omega \lesssim \omega_*$ синхротронный спектр является плоским, в области $\omega < 0.1\omega_*$ — инвертированным ($\propto \omega^{1/3}$), а выше ω_* заваливается экспоненциально.

Заметим, что светимость (13) можно получить также и используя соотношение

$$L(\omega) = 4\pi R_g^3 \int_{r_\omega}^{+\infty} J(\omega, r) r^2 dr. \quad (14)$$

Вычисление комптоновской светимости на основании (14) и (II.13) приводит к результату ($\omega \leq \omega_c$)

$$L_c(\omega) = \frac{1.4 \cdot 10^{31}}{3/4 - \lambda} c_e \delta_{rel} \delta_L m^{3/2} M_8^{3/2} \gamma_{*3}^{-1} r_{*3}^{-5/4}. \quad (15)$$

Этот спектр обрывается выше частоты $\omega_c = 1.4 \cdot 10^{11} m^{1/2} M_8^{-1/2} \gamma_{*3}^2 r_{*3}^{-3/4}$, определяемой из $b(\omega_c, r_*) = 1$. В области $0.1 \omega_c \leq \omega \leq \omega_c$ комптоновский спектр является плоским, а ниже $0.1 \omega_c$ заваливается $\propto \omega^1$. Сравнивая (13) и (15), легко убедиться, что в области $\omega \lesssim \omega_s$ синхротронный спектр доминирует над комптоновским ($\omega_c/\omega_s = 3.3 \delta_B^{-1/2} r_{*3}^{1/2} \sim 3$), последний просто несколько сдерживает падение суммарного спектра на протяжении полупорядка по оси частот выше ω_s . Суммарную светимость на РСМ-частотах можно оценить как $L_\Sigma \sim L_s \cdot \omega_s + L_c \omega_c$. При этом легко убедиться, что в модели можно получить светимости $L_\Sigma \lesssim 10^{44-46}$ эрг с $^{-1}$ ($M_8 \lesssim 10$).

4. Генерация рентгеновского излучения при ОКР. Для вычисления спектра рентгеновского излучения, который генерируется при ОКР низкочастотных фотонов на релятивистских электронах, необходимо прежде вычислить спектральную плотность РСМ-излучения $\mathcal{W}(\omega, r)$. Спектральная плотность энергии $\mathcal{W}(\omega, r)$ связана с плотностью энергии фотонов $\mathcal{W}^*(\omega, r, \theta)$, имеющих заданное направление движения, посредством

$$\mathcal{W}(\omega, r) = 2\pi \int_0^\pi \mathcal{W}^*(\omega, r, \theta) \sin\theta d\theta \quad (\text{угол } \theta \text{ отсчитывается от радиального направления}).$$

Уравнение для \mathcal{W}^* (см., например, [14]) в сферических координатах (r, θ) можно представить в форме

$$\cos\theta \frac{\partial \mathcal{W}^*}{\partial r} - \frac{\sin\theta}{r} \frac{\partial \mathcal{W}^*}{\partial \theta} = \frac{1}{4\pi c} J(\omega, r) - \frac{1}{c} \Gamma(\omega, r) \mathcal{W}^*. \quad (16)$$

Найдем решение уравнения (16), исходя из физических соображений.

Учитывая, что коэффициент излучения $J(\omega, r')$ в точке \vec{r}' приводит в точке \vec{r} к плотности излучения $\delta \mathcal{W}^* = J(\omega, r') e^{-\Delta\tau}/4\pi c l^2$, где $l = |\vec{r} - \vec{r}'|$ и $\Delta\tau$ — оптическая толщина по синхротронной реабсорбции

между точками \vec{r}' и \vec{r} , проведем интегрирование вдоль единичного телесного угла $d\Omega$ с аксиальным углом θ в данной точке \vec{r} : $d^3 r' = = l^2 dl d\Omega$. В результате этого получим

$$\begin{aligned} W^*(\omega, r, b) = & \frac{R_g}{4\pi c} \int_0^\pi J\left(\omega, \frac{r \sin\theta}{\sin\varphi}\right) \frac{r \sin\theta}{\sin^2\varphi} d\varphi \times \\ & \times \exp\left(-\frac{R_g}{c} \int_0^\pi \Gamma\left(\omega, \frac{r \sin\theta}{\sin\varphi}\right) \frac{r \sin\theta}{\sin^2\varphi} d\varphi\right). \end{aligned} \quad (17)$$

Подставляя выражение (17) в уравнение (16), легко убедиться, что оно действительно является решением этого неоднородного уравнения в частных производных. В принятом выше приближении ($\tau \sim 0$ при $r > r_\omega$ и $\tau = \infty$ при $r < r_\omega$) интегрирование (17) приводит к выражению

$$W(\omega, r) = \frac{R_g}{2c r} \int_{r_\omega}^{\infty} \ln\left(\frac{\sqrt{\rho^2 - r_\omega^2} + \sqrt{r^2 - r_\omega^2}}{\rho - r}\right) J(\omega, \rho) \rho d\rho \quad (18)$$

для области пространства $r > r_\omega$. В области же $r < r_\omega$ (область непрозрачности) имеем $W(\omega, r) = J(\omega, r)/\Gamma(\omega, r)$.

В аналитических оценках в подинтегральном выражении в (18) можно пренебречь r_ω . Разложив далее логарифм по ρ/r при $\rho < r$ и по r/ρ при $\rho > r$, можно получить оценку плотностей синхротронного и комптоновского плазменного излучений в области прозрачности. При этом, как и в случае вычисления РСМ-светимостей по обоим механизмам, легко убедиться, что даже при значениях энергии турбулентности, сравнимых с энергией магнитного поля, вклад комптоновского плазменного механизма в результирующее излучение может лишь сравниться с вкладом синхротронного механизма. Поэтому далее вычисление суммарной плотности излучения $W_\Sigma(\omega, r)$ будем проводить, считая $I_\Sigma \approx J_\Sigma$. В результате получаем

$$W_\Sigma(\omega, r) = \frac{3.5 \cdot 10^{-14}}{3/4 - \lambda} c_s \delta_{rel} \delta_B^{1/2} m^{3/2} M_8^{-1/2} \gamma_{-3}^{-1} r_{*3}^{-11/4} \left(\frac{r_*}{r}\right)^{\frac{5}{4} + \lambda} \quad (19)$$

для области пространства $r_\omega < r \leq r_*$. В области же $r > r_*$ имеем $W_\Sigma \propto r^{-2}$, что соответствует тому, что излучение генерируется в основном в области $r \leq r_*$. При $r < r_*$ синхротронная и комптоновская плотности излучения простираются до частот $\omega_s(r_*/r)^{3/4 - 2\lambda}$ и $\omega_c(r_*/r)^{3/4 - 2\lambda}$.

соответственно, определяемых из $a(\omega, r) = 1$ и $b(\omega, r) = 1$ (при $r > r_*$ эти спектры экспоненциально загибаются фактически выше частот ω_* и ω_c), и так как $\omega_c/\omega_* \sim 3$, то за характерную частоту обрыва спектра (19) будем брать $\omega_{\Sigma} = 2 \omega_* (r_*/r)^{3/4-2}$.

Заметим, что полученный плоский спектр (19) остается таковым на 1.5 порядка ниже ω_{Σ} , а при еще меньших частотах $W_{\Sigma} \propto \omega^{1/3}$.

В силу того, что в основной области форма спектральной плотности излучения является плоской, при оценках рентгеновского спектра ОКР можно пользоваться дельта-функциональным приближением Гинзбурга и Сыроватского [14]

$$d\sigma/d\omega = \sigma_r \delta\left(\omega - \frac{4}{3} \bar{\gamma}^2 \omega_0\right), \quad (20)$$

где $\bar{\gamma} = \gamma_0 \Gamma\left(\frac{4}{3-g}\right) / \Gamma\left(\frac{3}{3-g}\right)$ — средний лоренц-фактор релятивистских электронов, которые далее будут считаться моноэнергетичными ($0.9 \gamma_0 \leq \gamma \leq 3\gamma_0$ при $0 \leq g \leq 2$).

Коэффициент излучения рентгеновских фотонов при ОКР

$$J^{(x)}(\omega, r) = c n_{rel} \omega \int \frac{W(\omega_0, r)}{\omega_0} \frac{d\sigma}{d\omega} d\omega_0, \quad (21)$$

вычисляется для спектра (19) с сечением (20). При этом $J^{(x)}(\omega, r)$ обрывается выше частоты $\omega_{\Sigma}^{(x)} = \frac{4}{3} \bar{\gamma}^2 \omega_*$, и из-за $\omega_{\Sigma}^{(x)} \propto r^{4\lambda-3/4}$ для данной частоты ω рентгеновского спектра существует радиус $r_n^{(x)}$, ниже которого генерация фотонов с энергией $\hbar\omega$ при ОКР экспоненциально подавлена. Интегрируя коэффициент излучения $J^{(x)}(\omega, r)$ по (14) с нижним пределом $r_n^{(x)}$, получаем для светимости ОКР-излучения следующее выражение ($\omega \lesssim \omega_{\Sigma}^{(x)}$):

$$L_{(\omega)}^{(x)} = \frac{1.4 \cdot 10^{30}}{(2\lambda - 1/4)(3/4 - \lambda)} c_s \delta_{rel}^2 \delta_B^{1/2} m^{5/2} M_8^{3/2} \gamma_{*3}^{-2} r_{*3}^{-9/4} \left(\frac{\omega_{\Sigma}^{(x)}}{\omega}\right)^{\alpha_x}, \quad (22)$$

где $\omega_n^{(x)} \equiv \omega_{\Sigma}^{(x)}(r_*)$ и $\alpha_x = (2\lambda - 1/4)/(4\lambda - 3/4)$.

Как видно из (22), в результате ОКР от синхро-комптоновского РСМ-спектра образуется степенной спектр рентгеновского (до мягкого гамма) излучения с показателем α_x , меняющегося в узких пределах $0.6 \leq \alpha_x \leq 0.8$ для значений λ , рассмотренных в модели. Выше $\omega_{\Sigma}^{(x)}$ спектр (22) экспоненциально загибается. Нижняя же граница этого спектра определяется из условия $r_n^{(x)} \gtrsim 3$ (область $r < 3$, требующая

учета поправок общей теории относительности, не дает существенно-го вклада в светимость), откуда следует, что этот спектр простирается на $\Delta = 10^1 - 15^8$ порядка по оси частот. С учетом $0.3 \leq \lambda \leq 0.6$ (получаемым из $\lambda = 1.25/(4-g)$ с $0 \leq g < 2$ [10]) это дает $1 \leq \Delta \leq 4$. Верхняя граница $\omega_*^{(x)}$ спектра (22) существенно зависит от параметра γ_* ($\omega_*^{(x)} \propto \gamma_*^4$). Так, при значениях параметров $m = M_0 = \gamma_{03} = 1$ и $0.3 \leq \lambda \leq 0.6$ имеем $100 \text{ кэВ} \lesssim h\omega_*^{(x)} \lesssim 1 \text{ МэВ}$, а при увеличении γ_* на 0.5 порядка эта энергия перемещается в область $10 \text{ МэВ} \lesssim h\omega_*^{(x)} \lesssim 100 \text{ МэВ}$. Отметим, что суммарная рентгеновская светимость источника, оцениваемая по $L_S^{(x)} \sim \omega_*^{(x)} L^{(x)}(\omega_*^{(x)})$, сравнима с РСМ-светимостью источника, что позволяет оценить значение параметра δ_{rel} . А именно, так как полная светимость источника равна части энергии $\dot{M} c^2$, которая перекачивается в турбулентность, а последняя обычно считается $\lesssim 0.1 \dot{M} c^2$, и поскольку $L_S^{(x)}$ порядка и больше РСМ-светимости источника, то простые вычисления приводят к оценке $0.1 \lesssim \delta_{rel} \lesssim 1$ для значений параметров, обсуждаемых в модели.

В численных расчетах использовалось точное сечение ОКР Кляйна—Нишины, а также возможное образование e^+e^- пар на γ -квантах и ОКР рентгеновских фотонов (более подробно об этом см. в [10]). Результаты расчетов для некоторых значений параметров, представленные на рис. 1, в целом хорошо согласуются с полученными оценками и наблюдательными данными.

5. *Заключение.* Итак, в рассмотренной модели АПТР с локальными спектрами релятивистских электронов максвелловского типа образуются плоские спектры РСМ-излучения с характерным обрывом в субмиллиметровой инфракрасной части спектра и с инвертированным спектром $L(\omega) \propto \omega^{1.3}$ для частот $\omega < 0.1 \omega_*$. Учет плазменного комптоновского рассеяния и поглощения к качественным изменениям не приводит. На фиксированной РСМ-частоте ω в плоскости неба образуется диск постоянной яркости с характерным размером r_m . Вне этого диска яркостная температура падает степенным образом. Внутри самого диска яркостная температура T_{br} зависит от частоты по $T_{br} \propto \omega^{-\alpha_{br}}$ с $0.6 \leq \alpha_{br} \leq 0.8$ при $0.3 \leq \lambda \leq 0.6$. При этом в центральной области могут получаться значения яркостной температуры вплоть до $T_{br} \lesssim 10^{12} \text{ К}$. С учетом того, что при ОКР наиболее существенна плоская часть РСМ-спектра, мы приняли ступенчатую аппроксимацию РСМ-спектра. Тем не менее, при ОКР от этого спектра получается степенной рентгеновский спектр $L^{(x)}(\omega) \propto \omega^{-\alpha_x}$ с показателем α_x в узком интервале $0.6 \leq \alpha_x \leq 0.8$, что хорошо согласуется с наблюдательными данными

для ряда ЯАГ [16]. Последнее связано с ростом характерной энергии релятивистских электронов $\gamma_0(r)$ при отдалении от центра. Возникновение подобного спектра прежде всего объясняется тем, что по мере приближения к центру темп ускорения релятивистских электронов отстает от темпа потерь энергии (из-за увеличения плотности излучения вблизи центра), в результате чего на больших расстояниях от ЧД релятивистские электроны обладают большей энергией. При рассеянии даже плоских РСМ-спектров на этих электронах более энергичные рентгеновские фотоны генерируются в отдаленных от ЧД областях. Это обстоятельство вместе со степенной зависимостью основных параметров плазмы приводит к указанной степенной зависимости в рентгеновском гамма-диапазоне. Степенной спектр может простирается до энергии ≤ 30 МэВ. Хотя это выше порога фоторождения e^+e^- пар, но поскольку столь энергичные фотоны генерируются на отдаленных от центра областях, где мала пространственная плотность фотонов, то в модели оказывается возможным выход этого гамма-излучения ($\omega < \omega_{(e^+)}$) из источника без существенного поглощения.

Отметим также, что завал в субмиллиметровой инфракрасной области, т. е. при $\omega > \omega_s$, мог бы быть несколько сглажен при учете частичной комптонизации синхротронного излучения в области $r \gtrsim 10$. Этот вопрос, однако, выходит за рамки настоящей работы и требует отдельного рассмотрения.

Ереванский государственный
университет

COMPACT RADIO SOURCES AS A PLASMA TURBULENT REACTOR. III. AN ACCRETION MODEL

A. M. ATOYAN, A. G. NAHAPETIAN

A spatially inhomogeneous model of plasma turbulent reactor (PTR) arising in the spherical accretion of plasma onto a suggestive supermassive black hole in the active galactic nucleus (AGN) is considered. It is shown that for the relativistic Maxwell type narrow distributions of relativistic electrons accelerated by the turbulence, arising radiation spectra in the radio—submillimeter (RSM) range are flat or inverted. Inverse Compton scattering of RSM photons on these electrons leads to a power law spectra with the index $\alpha_x \sim 0.6 + 0.7$ in the X-ray up to soft gamma—ray range, which is in a good agreement with observational data.

ЛИТЕРАТУРА

1. А. М. Атоян, А. Г. Напетян, *Астрофизика*, 26, 527, 1987.
2. А. М. Атоян, А. Г. Напетян, *Астрофизика*, 27, 118, 1987.
3. G. A. Kriss, C. R. Cantares, G. R. Tucker, *Astrophys. J.*, 242, 492, 1980.
4. H. Tananbaum, J. F. C. Wardle, G. Zamorani, Y. Avni, *Astrophys. J.*, 268, 60, 1983.
5. G. M. Rieke, M. J. Lebofsky, *Ann. Rev. Astron. and Astrophys.*, 17, 477, 1979.
6. C. G. Imprey, P. W. J. L. Brand, R. D. Wolstencroft, P. M. Williams, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 200, 19, 1982.
7. J. R. Ipser, R. H. Price, *Astrophys. J.*, 267, 371, 1983.
8. М. М. Лифшиц, Л. П. Питаевский, *Физическая кинетика*, Наука, М., 1979.
9. M. Colpi, L. Maraschi, A. Treves, *Astrophys. J.*, 280, 319, 1984.
10. А. М. Атоян, А. Г. Напетян, *Active Galactic Nuclei as Accretion Turbulent Synchrotron—Self—Compton Sources*, Prepr. Yerevan, Phys. Inst., 1101 (64), 1988.
11. R. Schlickeiser, *Astron. and Astrophys.*, 143, 431, 1985.
12. F. A. Aharonian, A. M. Atoyan, A. Nahapetian, *Astron. and Astrophys.*, 162, L1, 1986.
13. А. Пахольчик, *Радиоастрофизика*, Мир, М., 1973.
14. С. А. Каплан, В. Н. Цытович, *Плазменная астрофизика*, Наука, М., 1972.
15. В. Л. Гинзбург, С. И. Сыроватский, *Ж. эксперим. и теор. физ.*, 26, 1865, 1964.
16. D. M. Worrall, F. E. Marshall, *Astrophys. J.*, 276, 434, 1984.