

ОБРАТНОЕ КОМПТОНОВСКОЕ И ТОМСОНОВСКОЕ РАССЕЙНИЕ ИЗЛУЧЕНИЯ КВАЗАРА 3С 273 ЭЛЕКТРОНАМИ БЛИЖНЕГО УЗЛА ЕГО КИЛОПАРСЕКОВОГО ДЖЕТА

Показано, что рентгеновское излучение ближнего к ядру квазара 3С 273 узла А1 его килопарсекового джета образуется за счет обратного комптоновского рассеяния излучения квазара, а не за счет томсоновского рассеяния. При последнем процессе требуется большое количество тепловой плазмы в узле, что не подтверждается поляризационными измерениями. Сделан вывод о наличии низкоэнергетического обрыва степенного спектра ультрарелятивистских электронов в узле А1.

Ключевые слова: килопарсековый джет, квазар 3С 273, обратное комптоновское рассеяние, рентгеновское излучение

1. Введение

Почти за 10 лет функционирования космической рентгеновской обсерватории “Чандра” (Chandra), рабочий диапазон которой $\omega_{Ch} \approx 10^{17} \div 10^{19}$ рад/с (что соответствует энергии фотонов 0.1–10 кэВ), были обнаружены около 100 килопарсековых джетов активных галактик и квазаров [1]. Так как радио- и оптическое излучение джетов имеют синхротронную природу [2, 3], было предложено экстраполировать синхротронный спектр до рентгеновских частот [4], что подходит для джетов FRI источников [5]. Но для большинства джетов FRII объектов интенсивность наблюдаемого рентгеновского излучения выше значения, ожидаемого из синхротронной модели. Поэтому полагается, что рентгеновское излучение образуется вследствие обратного комптоновского рассеяния на реликтовом фоне [6]. Для того чтобы удовлетворить условию равномерного распределения энергии между магнитным полем и частицами вводится представление об ультрарелятивистском движении джета как целого и направленности его под малым углом к лучу зрения [7, 8]. В этом случае наблюдаемое характерное уменьшение интенсивности рентгеновского излучения вдоль джетов FRII объектов объясняется общим замедлением джета [9].

Килопарсековый джет 3С 273 выделяется тем, что в рентгеновском диапазоне интенсивность излучения двух ближних узлов, А1 и В1 (следуем номенклатуре, используемой в работе [10]), спадает с расстоянием от квазара, а в остальных (дальних) узлах имеет малое, примерно одинако-

вое значение [10, 11]. В радиодиапазоне интенсивность узлов увеличивается с удалением от квазара, а в оптическом участке спектра узлы имеют приблизительно одинаковую яркость [10]. Исходя из распределения интенсивности в разных спектральных диапазонах, авторы [12] сделали следующее предположение: рентгеновское излучение ближних к квазару узлов образуется за счет обратного комптоновского рассеяния излучения квазара, тогда как в дальних узлах доминирует обратный комптон-эффект на реликтовом фоне. Оценка мощности квазара 3С 273 согласуется с данными наблюдений, если считать, что концентрация излучающих электронов не меняется существенно от узла к узлу. При этом для дальних узлов рентгеновский спектр определяется энергетическим электронным распределением в узле, а для ближних узлов – радиоспектром центрального источника [13]. Под центральным источником мы понимаем сам квазар, его парсековые джеты и их окружение. Следовательно, наблюдаемое различие между спектральными индексами рентгеновского излучения ближних и дальних узлов не требует изменения спектра излучающих частиц, как это предполагалось в работе [14].

Вопрос о механизме образования рентгеновского излучения ближайшего к квазару узла джета, таким образом, имеет в данной схеме первостепенное значение.

Обратимся к рассеянию электронами узла А1 излучения центрального источника. Как было показано в работе [13], знак соотношения между наблюдаемыми значениями спектральных индексов излучения квазара и электронного рас-

пределения определяет механизм излучения. Происходит либо обратный комптон-эффект на электронах с максимальным лоренц-фактором, либо томсоновское рассеяние, если спектр электронов имеет степенной характер вплоть до тепловых энергий. Если последний процесс преобладает, то предыдущие заключения [12, 13, 15] требуют пересмотра. В настоящей статье рассматривается решение кинетического уравнения для обратного комптоновского рассеяния [13] с учетом отклонения спектра квазара от его аппроксимации одним степенным законом. Делается вывод о наличии низкоэнергетического обрыва в распределении ультррелятивистских электронов, который подтверждается тем обстоятельством, что переизлучение рентгеновского спектра квазара тепловыми электронами не вносит вклада в рентгеновское излучение узла А1.

2. Обратное комптоновское рассеяние

2.1. Спектр квазара на низких радиочастотах

В статье [13] авторы аппроксимировали спектр квазара 3С 273 степенным законом с индексом $\alpha = 0.75$. Однако наблюдения этого объекта, проводимые довольно долгое время во всем диапазоне частот (см. обзорные работы [16, 17]) показывают, что спектр более сложный (см. рис. 1). На фоне степенных спектров большинства квазаров имеются “холмы”, присутствие которых на час-

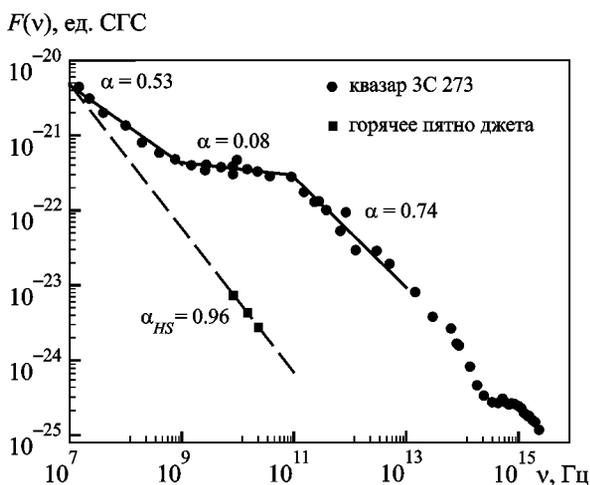


Рис. 1. Спектры квазара 3С 273 [16], горячего пятна его килопарсекового джета [19] и их аппроксимация степенным законом

тотах около 10 ГГц, вероятно, вызвано излучением холодной пыли на большом расстоянии от активного ядра. Тогда как в оптическом диапазоне имеются так называемые “blue-bump”, которые возникают вследствие теплового излучения поверхности оптически толстого аккреционного диска [17]. На низких радиочастотах изучение спектра центрального источника затруднено тем, что имеющегося углового разрешения инструмента недостаточно, чтобы разделить квазар и горячее пятно его килопарсекового джета. Например, в работе [18] для источника 1745+624 делается предположение, что спектр квазара на низких частотах становится плоским или обрывается, а основной вклад в наблюдаемый поток излучения от системы вносит излучение горячего пятна. Это возможно потому, что спектр горячего пятна имеет существенный наклон, тогда как спектр ядра более пологий. На рис. 1 приведены спектры квазара 3С 273 [16] и горячего пятна α_{HS} (узел Н2) [19]. Видно, что излучение квазара доминирует вплоть до частоты $\nu \approx 10^7$ рад/с, что соответствует частоте завала в спектре центрального источника, найденной из решения кинетического уравнения для обратного комптоновского рассеяния [13]. С одной стороны, это подтверждает, что в узле А1 действует обратный комптон-эффект на излучении квазара. Если бы в узле А1 происходило комптоновское рассеяние радиоизлучения горячего пятна, то этот процесс имел бы место и в остальном джете. Тогда в распределении интенсивности рентгеновского излучения вдоль джета не было бы “плато” для дальних узлов [10], соответствующего обратному комптоновскому рассеянию на реликтовом фоне [12]. С другой стороны, если спектр горячего пятна не имеет завала на низких радиочастотах, то, для того чтобы в дальних узлах происходил обратный комптон-эффект на реликтовом фоне, необходимо, чтобы отсутствовали (или были в малой концентрации) ультррелятивистские электроны с лоренц-фактором $\Gamma \leq 4 \cdot 10^4$, рассеивающие в рабочем диапазоне “Чандры” радиоизлучение горячего пятна на частотах $\nu_{ph} \leq 10^7$ Гц. То есть при магнитном поле $H \approx 10^{-5}$ Гс [15] синхротронное излучение узла Н2 не наблюдалось бы на частотах меньших, чем $\nu_{Syn} \approx 2 \cdot 10^{10}$ Гц. Тогда как для остальных дальних узлов джета 3С 273, напряженность магнитного поля которых $H \approx 10^{-6}$ Гс [15], синхротронное излучение отсут-

ствовало бы на частотах $\nu_{syn} \approx 2 \cdot 10^9$ Гц. Но, как показано в [20], синхротронное излучение джета зарегистрировано вплоть до частоты $\nu = 4 \cdot 10^8$ Гц ($\lambda = 73$ см).

2.2. Учет реального спектра квазара

В [13] получено решение кинетического уравнения для обратного комптоновского рассеяния (рис. 2, а) в двух случаях. В первом случае предполагается, что направления волновых векторов электрона и фотона после рассеяния совпадают. Результат, слабо зависящий от спектральных индексов фотонного α и электронного γ распределений, показывает, что основной вклад в рентгеновское излучение узла А1 дает обратный комптон-эффект на электронах, обладающих максимальной энергией. Во втором случае учитывается малый угол между импульсами взаимодействующих частиц после рассеяния. Результат сильно зависит от знака выражения, включающего индексы фотонного и электронного спектров, $2\alpha + 1 - \gamma$, которое в уравнении для плотности потока рассеиваемого излучения определяет доминирующий в интеграле по энергии предел. Становятся существенными отклонения от степенного спектра рассеиваемого излучения квазара. Поэтому аппроксимируем спектр квазара в трех отдельных частотных интервалах степенным законом $F = Q\omega^{-\alpha}$ (рис. 1), где

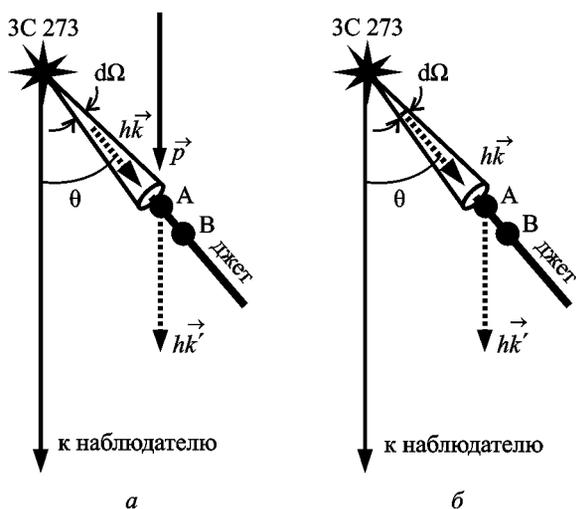


Рис. 2. Схемы обратного комптоновского (а) и томсоновского (б) рассеяния излучения квазара электронами первого узла джета. Плоскость рисунка перпендикулярна картинной плоскости

$$Q = 6 \cdot 10^{-17} \text{ ед. СГС, } \alpha = 0.53$$

в диапазоне частот $9.3 \cdot 10^7 \div 9.3 \cdot 10^9$ рад/с – на первом участке;

$$Q = 3 \cdot 10^{-21} \text{ ед. СГС, } \alpha = 0.08$$

в диапазоне частот $9.3 \cdot 10^9 \div 9.4 \cdot 10^{11}$ рад/с – на втором участке; (1)

$$Q = 1.3 \cdot 10^{-13} \text{ ед. СГС, } \alpha = 0.74$$

в диапазоне частот $9.4 \cdot 10^{11} \div 5.5 \cdot 10^{14}$ рад/с – на третьем участке.

Эти значения получены методом наименьших квадратов при использовании данных о спектральной плотности потока на соответствующих частотах [16].

Так как вариация спектрального индекса для узла А1 меньше изменения спектрального индекса квазара при переходе от одного участка к другому, то по результатам радионаблюдений [20] будем рассматривать степенное энергетическое распределение электронов $f(E) = KE^{-\gamma}$ при $\gamma = 2.4$ в интервале энергий $E_{min} < E < E_{max}$. Воспользуемся решением кинетического уравнения для обратного комптоновского рассеяния (24), приведенным в работе [13]:

$$N(\vec{k}') = \frac{r_e^2 l_z}{8\pi(\alpha + 1)} \frac{Qc^2 D_A^2}{\hbar R^2} \Delta\Omega K (mc^2)^{1-\gamma} \times \\ \times [2(1 - \cos\theta)]^{\alpha+1} (\omega')^{-\alpha-3} \int_{\left(\frac{\omega'}{2\omega_{max}(1-\cos\theta)}\right)^{1/2}}^{\omega'} \Gamma^{2\alpha-\gamma} d\Gamma, \quad (2)$$

где штрихом отмечены величины после рассеяния; r_e , m – классический радиус и масса электрона; l_z – размер узла вдоль луча зрения; $D_A = 562$ Мпк (при локальном значении постоянной Хаббла $H_0 = 71$ км/(с·Мпк) в рамках Λ CDM-модели (Lambda-Cold Dark Matter) Вселенной) – расстояние до квазара 3C 273, определяемое по угловому размеру; $R \approx 65$ кпк – расстояние от квазара до узла А1 ($1''$ соответствует расстояние 2.7 кпк в проекции на картинную плоскость); $\Delta\Omega$ – телесный угол, в пределах которого падает на узел А1 излучение квазара; $\theta = 30^\circ$ – угол между направлением джета и лучом зрения [15]; ω_{max} – частота верхней границы для каждого диапазона (1). При использовании в (2) параметров для первого участка спектра квазара (1) верхним пределом интегрирования будет максимальный лоренц-фактор электронов

Γ_{\max} , тогда как для остальных участков спектра верхний предел в интеграле будет иметь вид $\sqrt{\omega' / [2\omega_{\min}(1 - \cos\theta)]}$, где ω_{\min} – нижняя граница указанных диапазонов. Так как квазар 3С 273 – близкий объект (красное смещение $z = 0.158$), то при получении формулы (2) не учитывался космологический закон изменения плотности потока излучения, но, как будет показано в пункте 3.1, такое допущение на конечный результат не влияет.

Для первых двух участков спектра квазара (1) выражение $2\alpha - \gamma + 1 < 0$, поэтому в интеграле по энергии в (2) доминирует нижний предел, а для третьего участка доминирует верхний предел. Проинтегрируем (2) и перейдем к плотности потока принимаемого рентгеновского излучения от узла. При этом учтем плотность состояний для фотонов и воспользуемся соотношением $\Delta\Omega_k l_z = V / (D_A^2 \sin\theta)$, где $\Delta\Omega_k$ – телесный угол, под которым наблюдается узел А1, и V – объем узла. Найдем формулу для плотности потока принимаемого рентгеновского излучения от узла А1 в случае обратного комптоновского рассеяния для первого или второго участка спектра квазара:

$$F(\omega') = \frac{r_e^2 (mc^2)^{1-\gamma} K}{2(\alpha+1)(\gamma-2\alpha-1) R^2 \sin\theta} \times [2(1-\cos\theta)]^{\frac{\gamma+1}{2}} \omega_{\max}^{-\alpha+\frac{\gamma-1}{2}} (\omega')^{\frac{\gamma-1}{2}}. \quad (3)$$

Для третьего участка получим

$$F(\omega') = \frac{r_e^2 (mc^2)^{1-\gamma} K}{2(\alpha+1)(2\alpha-\gamma+1) R^2 \sin\theta} \times [2(1-\cos\theta)]^{\frac{\gamma+1}{2}} \omega_{\min}^{-\alpha+\frac{\gamma-1}{2}} (\omega')^{\frac{\gamma-1}{2}}, \quad (4)$$

где величины α , Q для каждого участка спектра определяются из (1). На рис. 3 приведена область интегрирования для каждого случая. Из (3) и (4) видно, что спектральный индекс рентгеновского излучения узла α_X определяется спектром электронного распределения так же, как и в случае синхротронного излучения, $\alpha_X = (\gamma-1)/2$. По данным наблюдений, спектральный индекс в рентгеновском диапазоне $\alpha_X = 0.83 \pm 0.02$ [21], тогда как в радиодиапазоне спектральный индекс равен 0.55 ± 0.03 (в полосе $2 \div 6$ см), 0.67 ± 0.03 (в полосе $6 \div 18$ см), 0.82 ± 0.02 (в полосе $18 \div 73$ см) [20].

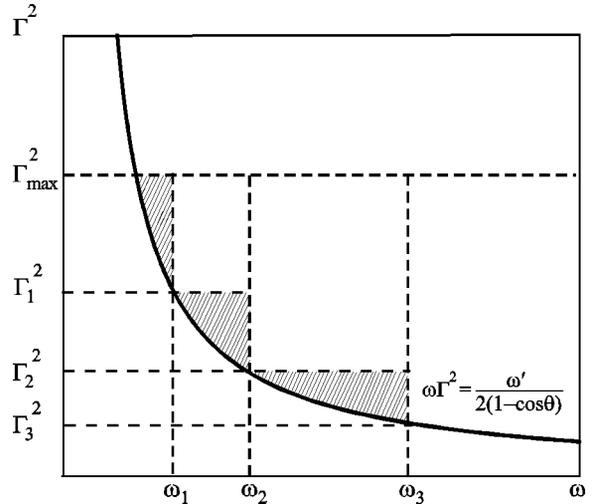


Рис. 3. Область интегрирования в случае аппроксимации спектра квазара несколькими степенными участками

Из условия нормировки электронного распределения $N_e = \int_{E_{\min}}^{E_{\max}} N(E) dE$ следует, что $(mc^2)^{1-\gamma} K = N_e (\gamma-1) \Gamma_{\min}^{\gamma-1}$. В работе [15] было найдено значение концентрации релятивистских электронов в дальних узлах джета 3С 273 и обосновывалось, что концентрация в ближнем узле А1 примерно в два раза больше. Поэтому, полагаем $N_e \Gamma_{\min}^{\gamma-1} \approx 10$ при $V = 1'' \times 1'' \times 1''$. Для первого и второго участков спектра (1) из выражения (3) найдем $\omega_{\max 1} = 1.3 \cdot 10^{20}$ рад/с и $\omega_{\max 2} = 1.3 \cdot 10^{13}$ рад/с. Для этого в каждом случае использовались все три значения плотностей потока рентгеновского излучения и соответствующих им частот [19], приведенные в табл. 1. Видно, что найденные значения частоты не находятся в пределах соответствующих участков спектра квазара. Поэтому можно сделать вывод, что обратное комптоновское рассеяние излучения, принадлежащего указанным участкам спектра, не вносит вклада в наблюдаемое рентгеновское излучение узла А1.

Таблица 1. Наблюдаемый рентгеновский поток от узла А1 джета квазара 3С 273 [19]

ω_{obs} , рад/с	F_X , нЯн
$1.3 \cdot 10^{18}$	46
$2.4 \cdot 10^{18}$	28
$6.6 \cdot 10^{18}$	12

Аналогичным образом по формуле (4) с использованием параметров для третьего участка спектра квазара (1) найдем значение частоты $\omega_{\min 3} = 2.4 \cdot 10^{13}$ рад/с. Как видно, это значение лежит в пределах указанного диапазона частот. Основной вклад в рентгеновское излучение узла A1 вносит обратное комптоновское рассеяние фотонов с полученной частотой, а не с той частотой, которая является нижней границей третьего участка спектра квазара. Это может быть объяснено тем, что в интегрировании имеем ограничение не со стороны фотонного спектра, а со стороны электронного распределения. То есть спектр электронов не сохраняется степенным вплоть до тепловых энергий, а имеет низкоэнергетический обрыв, происходящий при гамма-факторе $\Gamma_{\min} = \sqrt{\omega'/[2\omega_{\min 3}(1-\cos\theta)]} \approx 7 \cdot 10^2$.

В работе [22] было показано присутствие подобного низкоэнергетического обрыва в электронном спектре горячих пятен источника Лебедь А, происходящего при значениях $\Gamma = 420 \pm 20$ для горячего пятна А и $\Gamma = 440 \pm 20$ для горячего пятна D.

3. Томсоновское рассеяние

3.1. Плотность потока

Допустим, степенной характер функции распределения ультрарелятивистских электронов сохраняется до $\Gamma \sim 1$ (т. е. не имеет обрыва в области энергий $\Gamma \gg 1$). Тогда при выполнении условия $2\alpha + 1 - \gamma < 0$ должно преобладать рассеяние излучения квазара с малым изменением частоты.

Найдем выражение для наблюдаемой плотности потока рентгеновского излучения при томсоновском рассеянии (см. схему на рис. 2, б). Условие классического рассеяния имеет вид $\hbar\omega \ll mc^2$. Частота падающей волны, удовлетворяющей этому условию, должна быть $\omega \ll 7.8 \cdot 10^{20}$ рад/с. Так как частота рассеянного излучения в данном случае $\omega' \approx \omega$, то рабочий диапазон обсерватории Чандра позволяет использовать классическое нерелятивистское сечение рассеяния [23]. Отметим, что тепловой электрон при температуре $T \geq 8 \cdot 10^3$ К способен изменить импульс рентгеновского фотона с частотой $\nu_X = 2.41 \cdot 10^{17}$ Гц (соответствует энергии 1 кэВ).

Представим излучение квазара в виде волны $\vec{E} = \text{Re}\{\vec{E}_0(\omega)e^{i\omega t}\}$, для которой усредненная по времени плотность потока энергии через поверхность единичной площади выражается в виде:

$$F(\omega)d\omega = \frac{c}{8\pi} \frac{|\vec{E}_0(\omega)|^2}{D_A^2} d\omega. \quad (5)$$

Наблюдаемую спектральную плотность потока энергии характеризуем степенным законом:

$$F(\omega_{obs}) = Q\omega_{obs}^{-\alpha}. \quad (6)$$

Зная закон изменения спектральной плотности потока в зависимости от красного смещения [24],

$$\begin{aligned} F(\omega)d\omega &= (1+z)^4 F(\omega_{obs})d\omega_{obs} = \\ &= (1+z)^3 F\left(\frac{\omega}{1+z}\right)d\omega, \end{aligned} \quad (7)$$

и используя (6), получим

$$F(\omega) = (1+z)^{3+\alpha} Q\omega^{-\alpha}. \quad (8)$$

Поток энергии от центрального источника в диапазоне частот $d\omega$, падающий на ближний к квазару узел джета A1 в соответствии с (5) записывается в виде

$$F_1(\omega)d\omega = \frac{c}{8\pi} \frac{|\vec{E}_0(\omega)|^2}{R^2} \Delta\Omega d\omega. \quad (9)$$

Сравнивая (8) и (9), найдем:

$$F_1(\omega) = (1+z)^{3+\alpha} \frac{QD_A^2}{R^2} \Delta\Omega \omega^{-\alpha}.$$

По определению, дифференциальное сечение рассеяния – это отношение количества излучаемой в данном направлении энергии одним электроном в единицу времени к плотности потока падающего на электрон излучения $F_1(\omega)$ [23]. Сечение рассеяния для неполяризованного излучения определяется выражением $\sigma = \frac{r_e^2}{2}(1 + \cos^2\theta)\Delta\Omega_k$, где $\theta \approx 30^\circ$ – угол между направлениями падающей и рассеянной волн, т. е. угол между направлением джета и лучом зрения (рис. 2, б). Следовательно, плотность потока излучения, рассеянного узлом A1, имеет вид:

$$F_X(\omega') = \frac{r_e^2}{2} \frac{QD_A^2}{R^2} (1 + \cos^2\theta)(1+z)^{3+\alpha} \Delta\Omega \Delta\Omega_k l_z n_e \omega'^{-\alpha},$$

где n_e – концентрация тепловых электронов в узле.

Учитывая, что $\Delta\Omega_k = l_x l_y / D_A^2$ (где l_x , l_y – размеры узла в проекции на картинную плоскость), а $l_x l_y l_z = V / \sin\theta$, и воспользовавшись

соотношением (7), получим выражение для принимаемой на Земле плотности потока рентгеновского излучения:

$$F_X(\omega'_{obs}) = \frac{r_e^2}{2} \frac{QV}{R^2 \sin \theta} (1 + \cos^2 \theta) n_e \Delta \Omega \omega'^{-\alpha}. \quad (10)$$

Видно, что в выражении (10) отсутствует зависимость от красного смещения, вызываемая космологическим изменением наблюдаемой плотности потока. К результату (10) можно прийти также, делая соответствующие рассеянию на покоящемся электроны подстановки в кинетическое уравнение [13]:

$$\frac{d}{dl_z} N(\omega') = \iint \frac{r_e^2}{2} \left(\frac{\omega}{\omega'} + \frac{\omega'}{\omega} - \sin^2 \theta \right) \frac{m^2 c^4}{E^2} \frac{\omega}{\omega'} \times$$

$$\times N(\omega) f(E) \delta(\omega - \omega') d\Omega_k d\Omega d\omega dE,$$

где $N(\omega) = (1+z)^{3+\alpha} \frac{QD_A^2}{R^2} \omega^{-\alpha-1}$ – распределение рассеиваемых фотонов, а функция распределения тепловых электронов задается в виде $f(E) = n_e \delta(E - mc^2)$. Переходя к принимаемой плотности потока излучения от узла $F(\omega_{obs}) = (1+z)^{-3-\alpha} \times c \hbar \omega' N(\omega')$ и делая указанные перед формулой (10) замены, получаем выражение, полностью соответствующее (10).

3.2. Концентрация тепловых электронов в джете

Подставим в выражение (10) значения, известные из наблюдений. Рентгеновский спектр квазара 3C 273 находим в виде (6) по данным наблюдений [16] методом наименьших квадратов: $Q \approx 1.2 \cdot 10^{-10}$ ед. СГС, $\alpha \approx 0.98$. Из (10) видно, что при томсоновском рассеянии наклоны рентгеновских спектров квазара и узла должны совпадать, но наблюдаемый спектр узла более плоский, $\alpha_X \approx 0.8$ [21]. Отсюда следует, что томсоновское рассеяние не является доминирующим механизмом образования рентгеновского излучения узла A1, но могло бы давать некоторый вклад. Оценим его по формуле (10). Плотности потока излучения от узла A1 на соответствующих рентгеновских частотах [19] приведены в табл. 1. Оценка концентрации тепловых электронов в узле A1 по этим данным в среднем дает значение $n_e \approx 4 \cdot 10^5 \text{ см}^{-3}$, которое недопустимо велико.

С другой стороны, наличие тепловой плазмы предполагает действие механизма тормозного

излучения электронов. Принимая во внимание, что спектральная плотность потока выражается в виде $F_\omega = \int \epsilon_\omega dl_z d\Omega_k$ (где ϵ_ω – дифференциальная излучательная способность), согласно [25] получим выражение для плотности потока тормозного излучения:

$$F_{TB} d\omega_X = \frac{V}{D_L^2 \sin \theta} \frac{7.7 \cdot 10^{-38} n_e^2}{4\pi \sqrt{T}} \exp\left(-\frac{\hbar \omega_X}{kT}\right) d\omega_X, \quad (11)$$

где $D_L = 755$ Мпк – фотометрическое расстояние до квазара 3C 273, T – электронная температура. Из (11) следует, что если бы наблюдаемое рентгеновское излучение на частоте $\nu_X = 2.41 \cdot 10^{17}$ Гц было бы тормозным, то для его возникновения достаточно было бы концентрации электронов $n_e \approx 1.7 \text{ см}^{-3}$, имеющих температуру $T = 3 \cdot 10^7$ К (при данной температуре функция (11) имеет максимум). Однако даже такая концентрация проявлялась бы посредством фарадеевского вращения плоскости поляризации. Но обнаруженное малое изменение меры вращения < 0.2 рад/м в области, где вектор напряженности магнитного поля становится перпендикулярным направлению джета, свидетельствует о том, что фарадеевское вращение происходит снаружи, вне излучающей области [20]. (Параметры этой среды: концентрация тепловых электронов $3 \cdot 10^{-4} \text{ см}^{-3}$, $H = 0.3$ мкГс и радиус кластера 0.4 Мпк [20].)

В работе [15] благодаря тому, что обратное комптоновское рассеяние внесло в задачу абсолютную численную шкалу, была получена оценка концентрации ультрарелятивистских электронов для дальних узлов: $N\Gamma_{\min}^{-1} \approx 5 \text{ см}^{-3}$. Если предположить, что степенной электронный спектр плавно переходит в тепловое распределение, то в этом случае $\Gamma_{\min} \approx 1$, следовательно получаем значение концентрации тепловых электронов $n_e \approx 5 \text{ см}^{-3}$, которое не соответствует данным наблюдений. Если в спектре электронов имеется низкоэнергетический обрыв при $\Gamma_{\min} \gg 1$, то отсутствие тепловых электронов согласуется с данными [20] и рентгеновское излучение узлов джета A1 и B1 образуется за счет обратного комптоновского рассеяния излучения центрального источника. Таким образом, получено дополнительное подтверждение наличия низкоэнергетического обрыва в степенном электронном спектре узла A1.

4. Выводы

Получено, что при лоренц-факторе $\Gamma_{\min} \approx 7 \cdot 10^2$ происходит низкоэнергетический обрыв степенного распределения электронов в узле А1. Этот вывод следует из кинетического уравнения для обратного комптоновского рассеяния на излучении квазара 3С 273, спектр которого аппроксимировался несколькими степенными участками. Показано также, что томсоновское рассеяние высокоэнергетического излучения квазара 3С 273 не вносит вклада в рентгеновское излучение ближнего к квазару узла джета А1, так как наличие необходимой для этого большой концентрации тепловой плазмы не подтверждается поляризационными радионаблюдениями [20]. Это подкрепляет вывод о существовании низкоэнергетического обрыва в спектре ультррелятивистских электронов. Таким образом, обратное комптоновское рассеяние на излучении центрального источника действительно является основным механизмом образования рентгеновского излучения узлов А1 и В1 килопарсекового джета квазара 3С 273.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- XJET: X-Ray Emission From Extragalactic Radio Jets, <<http://hea-www.harvard.edu/XJET/index.cgi>>.
- Röser H.-J. and Meisenheimer K. The Synchrotron Light from the Jet of 3C 273 // *Astron. Astrophys.* – 1991. – Vol. 252, No. 2. – P. 458–474.
- Röser H.-J., Conway R. G., and Meisenheimer K. The Synchrotron Radiation from the Jet of 3C 273. IV. Comparison of Optical and Radio Morphology and Polarization // *Astron. Astrophys.* – 1996. – Vol. 314. – P. 414–418.
- Röser H.-J., Meisenheimer K., Neumann M., Conway R. G., and Perley R. A. The Jet of 3C 273 Observed with ROSAT HRI // *Astron. Astrophys.* – 2000. – Vol. 360, No. 1. – P. 99–106.
- Harris D. E. and Krawczynski H. X-ray Emission from Extragalactic Jets // *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* – 2006. – Vol. 44, No. 1. – P. 463–506.
- Schwartz D. A., Marshall H. L., Lovell J. E. J., Piner B. G., Tingay S. J., Birkinshaw M., Chartas G., Elvis M., Feigelson E. D., Ghosh K. K., Harris D. E., Hirabayashi H., Hooper E. J., Jauncey D. L., Lanzetta K. M., Mathur S., Preston R. A., Tucker W. H., Virani S., Wilkers B., and Worrall D. M. Chandra Discovery of a 100 kiloparsec X-Ray Jet in PKS 0637-752 // *Astrophys. J.* – 2000. – Vol. 540, No. 2. – P. 69–72.
- Tavecchio F., Maraschi L., Sambruna R. M., and Urry C. M. The X-Ray Jet of PKS 0637-752: Inverse Compton Radiation from the Cosmic Microwave Background? // *Astrophys. J.* – 2000. – Vol. 544, No. 1. – P. L23–L26.
- Celotti A., Ghisellini G., and Chiaberge M. Large-scale Jets in Active Galactic Nuclei: Multiwavelength Mapping // *Mon. Not. R. Astron. Soc.* – 2001. – Vol. 321, No. 1. – P. L1–L5.
- Georganopoulos M. and Kazanas D. Witnessing the Gradual Slowdown of Powerful Extragalactic Jets: The X-Ray-Optical-Radio Connection // *Astrophys. J.* – 2004. – Vol. 604, No. 2. – P. L81–L84.
- Marshall H., Harris D. E., Grimes J. P., Drake J. J., Fruscio ne A., Juda M., Kraft R. P., Mathur S., Murray S. S., Ogle P. M., Pease D. O., Schwartz D. A., Siemiginowska A. L., Vrtilik S. D., and Wargelin B. J. Structure of the X-Ray Emission from the Jet of 3C 273 // *Astrophys. J.* – 2001. – Vol. 549, No. 2. – P. L167–L171.
- Sambruna R. M., Urry C. M., Tavecchio F., Maraschi L., Scarpa R., Chartas G., and Muxlow T. Chandra Observations of the X-Ray Jet of 3C 273 // *Astrophys. J.* – 2001. – Vol. 549, No. 2. – P. L161–L165.
- Банникова Е. Ю., Конторович В. М. Определение параметров космических струй по их тонкой структуре в радио- и рентгеновском диапазонах // *Космічна наука і технологія.* – 2003. – Т. 9, № 5/6. – С. 153–157.
- Михайлова М. С., Конторович В. М. Обратное комптоновское рассеяние в ближнем узле джета квазара 3С 273 // *Вопросы атомной науки и техники* – 2010. – № 4. – С. 149–154.
- Sambruna R. M., Gambill J. K., Maraschi L., Tavecchio F., Cerutti R., Cheung C. C., Urry C. M., and Chartas G. A Survey of Extended Radio Jets with Chandra and the Hubble Space Telescope // *Astrophys. J.* – 2004. – Vol. 608, No. 2. – P. 698–720.
- Михайлова М. С., Банникова Е. Ю., Конторович В. М. Определение наклона килопарсекового джета квазара 3С 273 по конкуренции механизмов рентгеновского излучения его узлов // *Астрономический журнал.* – 2010. – Т. 87, № 6. – С. 531–538.
- Türler M., Paltani S., Courvoisier T. J.-L., Aller M. F., Aller H. D., Blecha A., Bouchet P., Lainela M., McHardy I. M., Robson E. I., Stevens J. A., Teräsranta H., Tornikoski M., Ulrich M.-H., Waltman E. B., and Wamsteker W. 30 years of multi-wavelength observations of 3C 273 // *Astron. Astrophys. Suppl.* – 1999. – Vol. 134, No. 1. – P. 89–101.
- Courvoisier T. J.-L. The bright quasar 3C 273 // *Astron. Astrophys. Rev.* – 1998. – Vol. 9, No. 1–2. – P. 1–32.
- Cheung C. C., Stawarz L., and Siemiginowska A. Confronting X-Ray Emission Models with the Highest Redshift Kiloparsec-Scale Jets: The $z=3.89$ Jet in Quasar 1745+624 // *Astrophys. J.* – 2006. – Vol. 650, No. 2. – P. 679–692.
- Uchiyama Ya., Urry C. M., Cheung C. C., Jester S., Van Duynе J., Coppi P., Sambruna R. M., Takahashi T., Tavecchio F., and Maraschi L. Shedding New Light on the 3C 273 Jet with the Spitzer Space Telescope // *Astrophys. J.* – 2006. – Vol. 648, No. 2. – P. 910–921.
- Conway R. G., Garrington S. T., Perley R. A., and Biretta J. A. Synchrotron Radiation from the Jet of 3C 273. II – The Radio Structure and Polarization // *Astron. Astrophys.* – 1993. – Vol. 267, No. 2. – P. 347–362.
- Jester S., Harris D. E., Marshall H. L., and Meisenheimer K. New Chandra Observations of the Jet in 3C 273. I. Softer X-Ray than Radio Spectra and the X-Ray Emission Mechanism // *Astrophys. J.* – 2006. – Vol. 648, No. 2. – P. 900–909.
- Carilli C. L., Perley R. A., Dreher J. W., and Leahy J. P. Multifrequency Radio Observations of Cygnus A: Spectral Aging in Powerful Radio Galaxies // *Astrophys. J.* – 1991. – Vol. 383, No. 1. – P. 554–573.
- Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Теория поля. – М.: Наука, 1988. – 512 с.
- Зельдович Я. Б., Новиков И. Д. Строение и эволюция Вселенной. – М.: Наука, 1975. – 736 с.
- Гинзбург В. Л. Теоретическая физика и астрофизика. Дополнительные главы. – М.: Наука, 1981. – 504 с.

М. С. Бутузова

Радіоастрономічний інститут НАН України,
вул. Червонопрапорна, 4, м. Харків, 61002, Україна

ЗВОРОТНЕ КОМПТОНІВСЬКЕ І ТОМСОНІВСЬКЕ
РОЗСІЯННЯ ВИПРОМІНЮВАННЯ КВАЗАРА 3С 273
ЕЛЕКТРОНАМИ БЛИЖНЬОГО ВУЗЛА
ЙОГО КІЛОПАРСЕКОВОГО ДЖЕТА

Показано, що рентгенівське випромінювання ближнього до ядра квазара 3С 273 вузла А1 його кілопарсекового джета утворюється за рахунок зворотного комптонівського розсіяння випромінювання квазара, а не за рахунок його томсонівського розсіяння. Останній процес потребує велику кількість теплової плазми у вузлі, що не підтверджується поляризаційними вимірами. Висновується присутність низькоенергетичного обриву степеневого спектра ультра-релятивістських електронів у вузлі А1.

М. S. Butuzova

Institute of Radio Astronomy, National Academy
of Sciences of Ukraine,
4, Chervonopraporna St., Kharkiv, 61002, Ukraine

INVERSE COMPTON AND THOMSON SCATTERING
OF THE QUASAR 3C 273 EMISSION BY ELECTRONS
OF THE NEAREST KNOT OF ITS KILOPARSEC JET

The X-ray radiation of the nearest to the core 3C 273 kiloparsec jet knot A1 is shown to be produced by the inverse Compton scattering of the quasar emission rather than by the Thomson scattering. For the last process, a large quantity of thermal plasma is required at the knot that is not confirmed by polarization observations. It is concluded that the low-energy cut-off occurs at the power-law spectrum of ultrarelativistic electrons in the knot A1.

Стаття постуила в редакцію 05.07.2011