

УДК 524.7-77-735

М. С. БУТУЗОВА

Радиоастрономический институт НАН Украины,  
ул. Краснознаменная, 4, Харьков, 61002, УкраинаХарьковский национальный университет имени В. Н. Каразина,  
пл. Свободы, 4, г. Харьков, 61022, Украина

E-mail: aniramtiger@gmail.com

## ФИЗИЧЕСКИЕ ПАРАМЕТРЫ КИЛОПАРСЕКОВЫХ ДЖЕТОВ, ОПРЕДЕЛЯЕМЫЕ ПО ИХ РАДИО- И РЕНТГЕНОВСКОМУ ИЗЛУЧЕНИЮ

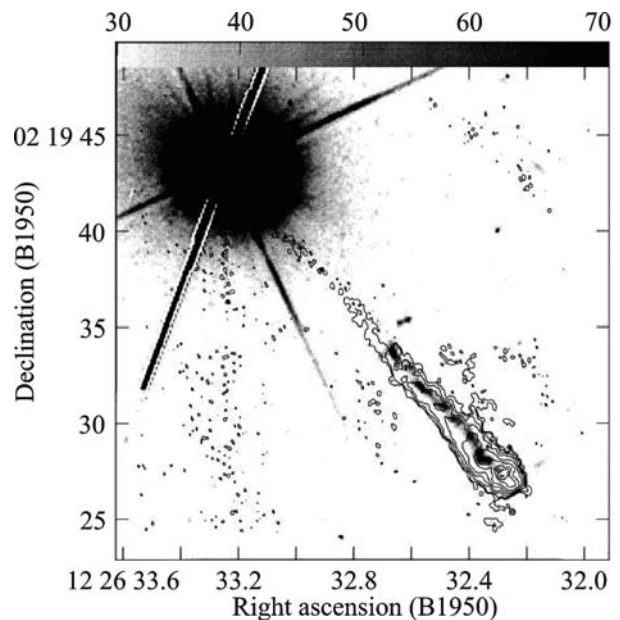
В обзоре обсуждаются данные наблюдений килопарсековых джетов внегалактических источников в различных спектральных диапазонах. Показано, что сравнительная морфология и спектры областей повышенной яркости – узлов джетов – в радио- и рентгеновском диапазонах позволяют судить о процессах, приводящих к излучению, и определить важнейшие физические параметры узлов. Для наиболее детально исследованного джета квазара 3C 273, распределение интенсивности которого указывает на умеренно релятивистскую скорость, удается определить в узлах концентрации релятивистских электронов, значения магнитного поля, доказать отсутствие равномерного распределения энергии между ними, а также получить ряд выводов об особенностях энергетических спектров частиц и излучения. Из конкуренции механизмов образования рентгеновского излучения в узлах оказывается возможным найти угол (около  $30^\circ$ ), который джет составляет с лучом зрения.

**Ключевые слова:** радио- и рентгеновское излучение, килопарсековый джет, обратное комптоновское рассеяние

### 1. Введение

Килопарсековые джеты активных ядер галактик и квазаров представляют собой мощные струйные выбросы вещества (рис. 1), переносящие магнитное поле, массу, импульс, энергию из центральных областей на периферию в радиоизлучающие облака (так называемые “лобы” (от англ. “lobes”), “радиоуши”, “радиолепестки”). В радиодиапазоне на интерферометрах VLA (Very Large Array, США), MERLIN (Multi-Element Radio Linked Interferometer Network, Великобритания) несколько десятилетий проводятся наблюдения джетов с высоким угловым разрешением, на основе которых построены теоретические модели формирования и распространения космических струй (см., например, [1]). Но до сих пор остается много невыясненных вопросов. Например, скорость джетов, присутствие в джетах других частиц, кроме ультрарелятивистских электронов, концентрация последних, поперечная структура джетов. Отсутствует также единое мнение о механизмах образования и коллимации джетов. Не известны углы, которые составляют джеты с лучом зрения. Наряду с этим считается, что парсековые джеты движутся под малым углом к лучу зрения с ультрарелятивистской скоростью. Основанием для этого является их видимое сверхсве-

© М. С. Бутузова, 2014



**Рис. 1.** Комбинированное изображение в радио- и оптическом диапазонах джета квазара 3C 273 (Бакол и др. [6]). На оптическом изображении квазара с большой экспозицией видны дифракционные выступы, которые использовались для точного определения оптического центра квазара

товое движение, которое объясняется [2] тем, что время между двумя моментами наблюдений отличается от времени между моментами, когда зарегистрированное излучение было испущено, на фактор Допплера  $\delta = [\Gamma(1 - \beta_{pc} \cos \theta_{pc})]^{-1}$ , где

$\Gamma = (1 - \beta_{pc}^2)^{-1/2}$  – лоренц-фактор джета,  $\beta_{pc}$  – скорость в единицах скорости света,  $\theta_{pc}$  – угол между джетом и лучом зрения.

В оптическом диапазоне килопарсековые джеты наблюдаются с помощью космического телескопа “Хаббл”. Спутниками HEAO-2 и ROSAT были проведены первые наблюдения килопарсековых джетов в рентгеновском участке спектра. Но только с запуском космической обсерватории “Чандра”, рабочие частоты которой  $\nu = 2.4 \cdot 10^{16} \div 2.4 \cdot 10^{18}$  Гц (соответствуют энергии фотонов 0.1 ÷ 10 кэВ), было достигнуто высокое угловое разрешение (порядка 0.1”), сравнимое с разрешением радио- и оптических телескопов. Это важный факт для исследования физических условий в джете. Изображения джетов в радио- и рентгеновском диапазонах приведены на часто обновляемой интернет-странице отдела астрофизики высоких энергий Гарвард-Смитсоновского центра астрофизики [3]. В настоящее время насчитывается 118 джетов, зарегистрированных в радио- и рентгеновском диапазонах, из них только 38 имеют уверенно детектируемое оптическое излучение.

Спектры джетов носят степенной характер. Основные закономерности в распределениях интенсивности и значений спектральных индексов в радио- и рентгеновском диапазонах указаны в разделе 2. В то время как радио- и оптическое излучение вызвано синхротронным механизмом, существуют несколько мнений относительно процессов, создающих регистрируемое рентгеновское излучение. В рамках каждого из них определяются такие параметры, как скорость движения джетов, угол, который они составляют с лучом зрения, концентрация частиц и напряженность магнитного поля (раздел 3). В разделе 4 рассматривается излучение джетов в зависимости от их красного смещения и обсуждается вероятность детектирования на рентгеновских частотах джетов, ранее наблюдавшихся в радиодиапазоне.

## 2. Наблюдаемые свойства джетов в радио- и рентгеновском диапазонах

### 2.1. Морфология

В джетах любых размеров при наблюдении на всех доступных длинах волн присутствуют области повышенной поверхностной яркости – узлы и го-

рячие пятна. Они представляют собой излучение, создаваемое ультрарелятивистскими электронами, ускоренными на локализованной в узле ударной волне и инжектированными в окружающую среду. Причинами возникновения ударных волн в джете могут быть неустойчивость Кельвина–Гельмгольца [1], ветровая неустойчивость [4], возникающая на границе джета с окружающей средой, огибание веществом джета плотного препятствия [5] и т. п. Альтернативно узлы рассматривают как проявление того, что силовые линии магнитного поля “накручены” спиралью на ось джета [6], или связывают их с модуляциями выброса ультрарелятивистских частиц при образовании джета [7]. Поток плазмы проходит через узлы практически без изменений скорости. Замедление происходит в расположенном в области “головы” мощного джета горячем пятне, выходя за пределы которого, вещество формирует “радиолепесток” [8]. Для далеких и слабых источников трудно определить, является ли наблюдаемая особенность узлом или горячим пятном [9].

Из сопоставления данных наблюдений прослеживаются следующие общие свойства джетов. В радиодиапазоне максимум интенсивности излучения узла находится дальше от активного ядра, чем в рентгеновском диапазоне. Для близких объектов, например, M 87, расстояния между пиками яркости – порядка десятков парсеков, тогда как для далеких источников, например, PKS 1127-14 ( $z = 1.18$ ), – десятки килопарсеков [9].

В джетах FR II источников\* и квазаров плотность потока рентгеновского излучения узлов уменьшается с удалением от активного ядра, тогда как для радиоизлучения она, наоборот, возрастает. Это имеет место, например, в источниках 3C 273 [10, 11], 4C +62.29 (7C 1745+624) [12], PKS 1127-14 [13] и во всех объектах, рассмотренных Самбруной и др. [14], имеющих более одного узла в рентгеновском диапазоне (PKS 0605-085, 3C 179, 3C 207, PKS 1136-135, 4C +49.22, 4C +19.44, PKS 1510-089).

Обращает на себя внимание также то, что в наиболее удаленной от активного ядра части

\*В классификации Фанароффа–Райли источники подразделяются на два типа. К типу FR I относятся объекты, джеты которых имеют максимальную яркость в ближайших к активному ядру областях. Джеты FR II источников достигают максимальной яркости в лобовой части, где наблюдаются горячие пятна и радиоизлучающие облака.

джетов мощных квазаров рентгеновский поток уменьшается до ненаблюдаемого значения, тогда как радиоизлучение продолжает (без существенного изменения интенсивности) фиксироваться от областей, имеющих размеры в десятки килопарсеков, например, PKS 0605-085, PKS 1510-089, 4C +69.21 [14], B2 0827+24 [15].

## 2.2. Спектральные индексы

Катаокой и Ставарзом [16] был проведен сравнительный анализ спектральных индексов радио- и рентгеновского излучения,  $\alpha_R$  и  $\alpha_X$ , (для спектра в виде  $F_\nu \propto \nu^{-\alpha}$ ) узлов, горячих пятен и “радиолепестков” для 44 объектов, всех известных в то время (2005 г.) в рентгеновском диапазоне. Согласно их данным, распределение  $\alpha_R$  относительно узкое и имеет максимум при значении 0.8 для всех морфологических элементов джетов. Энергетический спектральный индекс излучающих электронов  $\gamma = 2\alpha_R + 1 = 2.6$  примерно соответствует индексу  $\gamma = 2$  при ускорении частиц на нерелятивистской сильной ударной волне. Значения  $\alpha_X$  находятся в пределах от 0.2 до 1.6. Джеты ближайших FR I радиогалактик имеют крутой рентгеновский спектр, а яркие узлы джетов квазаров – плоский [14].

## 3. Механизмы рентгеновского излучения

### 3.1. Синхротронный механизм

При интерпретации первых рентгеновских наблюдений джетов, выполненных аппаратами ROSAT и “Чандра”, было показано, что тормозное излучение тепловых электронов несущественно [17, 18]. Иначе требуется большая масса горячего газа ( $\approx 10^{10}$  масс Солнца), которая должна бы проявляться через фарадеевское вращение плоскости поляризации и деполяризацию синхротронного излучения.

Функция распределения энергии в спектре излучения большинства джетов FR I постепенно возрастает от радио- к оптическим частотам, а затем резко спадает к рентгеновским (рис. 2, а). Это согласуется с предположением, что излучение во всех наблюдаемых диапазонах образуется синхротронным механизмом [9, 14]. Тогда, при напряженности магнитного поля  $H = 10 \div 100$  мкГс фотоны, регистрируемые на “Чандра”, производятся электронами, обладающими очень большой энергией (лоренц-фактор  $\Gamma = 10^7 \div 10^8$ ).

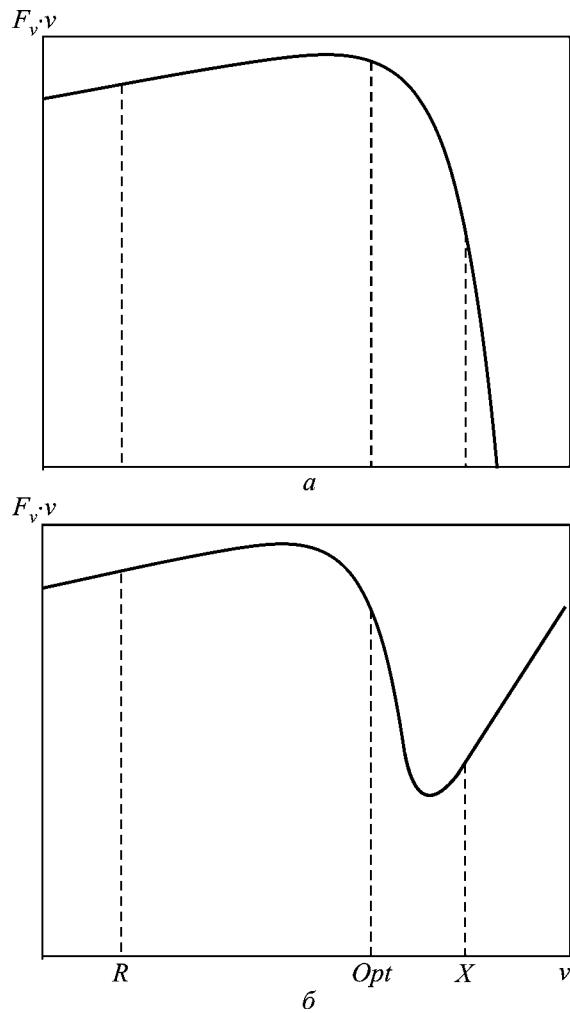


Рис. 2. Схема распределения энергии в спектре узлов: а – для джетов FR I объектов при синхротронном механизме образования излучения (завал на высоких частотах обусловлен высокоэнергетическим обрывом степенного электронного распределения); б – для узлов джетов FR II объектов и квазаров (см., например, [9]) (кроме синхротронной присутствует дополнительная составляющая, ответственная за рентгеновское излучение). Обозначения R, Opt и X на горизонтальной оси отмечают одинаковые для обоих случаев радио-, оптические и рентгеновские частоты наблюдений соответственно

Для джетов FR II источников и квазаров в рентгеновском диапазоне наблюдаемый поток излучения больше, чем полученный из экстраполяции синхротронного радио- и оптического спектра (рис. 2, б). В некоторых объектах оптическое излучение не зарегистрировано [3, 14]. Повторное возрастание функции распределения энергии в спектре интерпретируется двумя способами. Либо в источнике присутствует отдельная высокоэнергетическая электронная популяция [19] (что автоматически подразумевает действие как ми-

нимум двух различных механизмов ускорения), либо синхротронное излучение производится другим видом частиц, например протонами, обладающими энергией  $E_p > 10^{18}$  эВ [20].

В предположении синхротронного рентгеновского излучения разница в положении пиков интенсивности излучения узлов джетов при наблюдении в разных спектральных диапазонах объясняется следующим образом [9]. Ускорившиеся на ударной волне частицы инжектируются вдоль джета. Так как потери на излучение пропорциональны квадрату энергии [2], то электроны, ответственные за радио- и рентгеновское излучение, пространственно разделены: первые находятся от области инъекции дальше, чем вторые. Дополнительно к этому, возможно, происходит увеличение напряженности магнитного поля по направлению движения джета, что, в свою очередь, приводит к увеличению синхротронной излучательной способности.

Так как размеры узлов не могут быть существенно больше областей ускорения, то при синхротронном механизме трудно объяснить наблюдаемое слабое рентгеновское излучение от пространства между узлами, например, PKS 0605-085 (протяженность этой области составляет  $2''$ ) и PKS 1136-135 (для этого источника в оптическом диапазоне узлы компактные) [14]. Это излучение либо является свидетельством непрерывного ускорения в джете, либо образуется посредством другого механизма, например, обратным комптоновским рассеянием. Во втором случае ожидаются разные спектральные индексы излучения в рентгеновском диапазоне от узлов и от пространства между ними. Но при анализе джета M 87 было найдено, что с точностью до 0.15 значения величины спектральный индекс не изменяется [21]. Излучение от области между узлами может быть также следствием того, что два пространственно разделенных, но близкорасположенных узла не разрешаются на отдельные источники, или же это излучение от многих компактных узлов [14].

### 3.2. Обратное комптоновское рассеяние

Характерное для узлов джетов FR II радиострочников и квазаров распределение энергии в спектре (рис. 2, б) можно объяснить также действием другого механизма образования рентгеновского излучения. Для ряда горячих пятен джетов FR II

объектов является существенным обратное комптоновское рассеяние ультрарелятивистских электронов на собственных синхротронных фотонах (например, в источниках 3C 263 [22], 3C 123 [23], 3C 295 [24]). При этом условие равномерного распределения энергии между магнитным полем и частицами выполняется, если предположить, что вклад в плотность энергии от релятивистских протонов мал или отсутствует. Другой источник фотонов для обратного комптон-эффекта – реликтовое излучение.

#### 3.2.1. Рассеяние на реликовом излучении в ультрарелятивистском джете

Шварц и др. [18], анализируя первые наблюдения на “Чандра”, выполненные для джета квазара PKS 0637-752, пришли к заключению, что рентгеновское излучение может образовываться посредством обратного комптон-эффекта на реликовом фоне. Используя наблюдения в радиодиапазоне и предполагая джет субрелятивистским, они делают вывод об отсутствии равномерного распределения: энергия, заключенная в частицах, существенно превышает энергию магнитного поля. В работах Тавеккио и др. [25], Келотти и др. [26] для выполнения условия равномерного распределения вводится предположение об ультрарелятивистском движении джета с лоренц-фактором  $\Gamma_{bulk} \approx 10$  и его направленности под малым углом  $\theta$  к лучу зрения. (Косвенным подтверждением этого является видимое сверхсветовое движение парсекового джета, доплер-фактор которого  $\delta_{pc} \approx 10 \div 15$ .) Тогда плотность энергии реликтового излучения в системе отсчета джета возрастает в  $\Gamma_{bulk}^2$  раз. Часто для упрощения оценок малое значение  $\theta$  позволяет считать лоренц-фактор равным доплер-фактору  $\Gamma_{bulk} \approx \delta$ . Допплер-фактор килопарсековых джетов FR II объектов и квазаров в основном изменяется в пределах  $\delta = 3 \div 11$ , а интервал значений углов между джетами и лучом зрения составляет  $\theta = 4^\circ \div 11^\circ$  [9]. В рамках данного предположения наблюдаемые факты имеют простое объяснение:

1. Видимая односторонность джетов мощных квазаров является следствием доплеровского усиления излучения плазмы, движущейся с релятивистской скоростью в сторону наблюдателя [25].
2. Далеко от областей ускорения присутствуют низкоэнергетические электроны (лоренц-фактор  $\Gamma \leq 10^3$ ), обратным комптоновским рассеянием на которых объясняется наблюдаемое излучение от пространства между узлами [9].

3. Спад интенсивности рентгеновского излучения узлов джета с расстоянием от активного ядра объясняется уменьшением плотности энергии реликтового излучения в системе отсчета джета из-за постепенного снижения скорости потока излучающей плазмы  $\Gamma_{bulk}$  [27].

4. В отличие от синхротронного механизма образования рентгеновского излучения, обратное комптоновское рассеяние не требует ввода дополнительных излучающих частиц или механизмов ускорения.

Несмотря на положительные стороны, в рассматриваемом случае существует ряд трудностей.

1. Вследствие того, что плотность энергии реликтового излучения возрастает с увеличением красного смещения  $z$  как  $(1+z)^4$ , во-первых, ожидается увеличение числа наблюдаемых в рентгеновском диапазоне джетов с ростом  $z$ . Во-вторых, должны быть доступны для обнаружения джеты с меньшим  $\Gamma_{bulk}$  [28]. Но в настоящее время только 6 из 118 джетов, известных в рентгеновском диапазоне, имеют красное смещение  $z > 2$  (см. сводную таблицу на интернет-странице [3] и работу [29]). Это может быть следствием того, что для наблюдений на “Чандра” объекты выбираются по критериям, которым удовлетворяют источники при  $z < 2$ . В результате поиска в рентгеновском диапазоне джетов на больших красных смещениях получено, что вероятность их обнаружения составляет 50 % [29]. Это значение ненамного меньше полученного для ближних источников (подробнее в п. 4.2).

2. Килопарсекковый джет представляется в виде непрерывного направленного практически в сторону наблюдателя потока вещества. Поэтому естественного физического объяснения существования узлов нет. Так как изменение яркости связано с  $\Gamma_{bulk}$ , то не понятно, почему лоренц-фактор излучающей плазмы уменьшается к концу одного узла, а затем снова увеличивается в следующем. В возможной трактовке подобного поведения предполагается инжекция новых электронов в достаточном количестве для образования яркого второго узла, несмотря на то что его лоренц-фактор меньше, чем у первого [9].

3. Трудно объяснить различия в положении пиков яркости: рентгеновское излучение должно сохраняться значительно дальше вдоль джета, чем радио- и оптическое излучение. Но по-

добное поведение противоречит наблюдениям (см. п. 2.1).

4. Для интерпретации распределения интенсивности рентгеновского излучения вдоль джета необходимо предположить замедление излучающей плазмы. В некоторых источниках это не выполняется. Например, для джета квазара 4C +62.29 лоренц-фактор, определяемый из условия распределения энергии, достигает максимального значения в самом дальнем от активного ядра узле, имеющем минимальную интенсивность рентгеновского излучения [12].

5. Один из параметров рассматриваемого механизма образования рентгеновского излучения – малый угол между джетом и лучом зрения – подразумевает большую длину джетов, физические размеры которых в этом случае превышают 1 Мпк. Например, для радиогалактики Pictor A размер джетов составил бы 3 Мпк. И, вследствие малого угла с лучом зрения, горячие пятна должны были бы быть видны в проекции на “радиолепесток”, тогда как в действительности они выдвинуты вперед [30]. Поэтому для указанного источника рассматриваются другие модели рентгеновского излучения: обратный комптон-эффект при  $\theta \approx 23^\circ$  и напряженности магнитного поля в шесть раз меньше величины, соответствующей условию равнораспределения, или синхротронный механизм [30].

6. Электроны, ответственные за рентгеновское излучение, фиксируемое обсерваторией “Чандра”, производят синхротронное излучение на частотах (в мегагерцах)

$$v_{Syn} = 4.2H \frac{E_x}{E_{CMB}} (\Gamma_{bulk} (1+z)^2)^{-1}, \quad (1)$$

где  $H$  – напряженность магнитного поля (определяется по данным радионаблюдений с использованием условия равнораспределения), Гс;  $E_x$  – энергия фотона после рассеяния;  $E_{CMB}$  – энергия фотона реликтового излучения. Например, используя формулу (1) для джета квазара 3C 273 ( $\Gamma_{bulk} = \delta = 15$ ,  $E_{CMB} = 6.6 \cdot 10^{-4}$  эВ,  $z = 0.158$ ), авторы [31] получили  $v_{Syn} = (20 \div 250) \cdot 10^{-4}$  Г (МГц), что значительно ниже частот, доступных для наблюдений на радиотелескопе VLA. При оценках скорости и направления джетов энергетический спектр электронов, генерирующих наблюдаемое радиоизлучение, продлевается без изменений на низкие

энергии. Если в действительности он становится более плоским или обрывается, то для выполнения условия равномерного распределения требуется большее значение лоренц-фактора джета и меньшее значение угла между джетом и лучом зрения. В этом случае применимость модели под вопросом.

### 3.2.2. Определение скорости джетов

Скорость джетов внегалактических источников невозможно измерить непосредственно, так как в их излучении отсутствуют спектральные линии. В предыдущем пункте предполагалось ультррелятивистское движение излучающей плазмы. Это необходимо для согласования наблюдаемых плотностей потоков в радио- и рентгеновском диапазонах в предположении выполнения условия равномерного распределения энергии. Однако имеются несколько других независимых способов определения скорости.

Для джета ближайшей гигантской эллиптической галактики М 87 по изменению положения узлов А и В, находящихся на расстоянии от ядра  $1 \div 1.5$  кпк, в радиодиапазоне за период с 1982 по 1993 г. получена их видимая скорость, составляющая примерно  $0.5c \div c$ . Тогда как для мелких деталей внутри узла D зафиксирована скорость  $2c \div 2.5c$  [32]. По оптическим наблюдениям на телескопе “Хаббл” (1994–1998 гг.) Биреттой и др. [33] обнаружено сверхсветовое движение ближайшего к активному ядру узла HST-1 (расстояние

примерно 80 пк) со скоростью  $6c$ . Интересно отметить, что находящийся в пределах 5 пк от ядра парсековый джет имеет видимую скорость  $\leq 0.03c$  [32], которая была определена по наблюдениям на радиointерферометре VLBI (Very Large Base Interferometer, США).

Другой метод определения скорости основан на представлении горячего пятна как движущегося точечного источника ультррелятивистских электронов. Они, теряя энергию на излучение, диффузионным образом распространяются в пространстве, создавая “радиолесток” [34]. В этом случае распределение интенсивности излучения в объекте зависит от соотношения между его скоростью движения в картинной плоскости  $v_{\perp}$  и диффузионной скоростью распространения электронов  $v_{dif}$  (рис. 3) [35]. При увеличении значения  $v_{\perp}/v_{dif}$  источник становится более вытянутым, а горячее пятно смещается к краю изображения в сторону движения. Сравнение продольного и поперечного размеров, позволило определить  $v_{\perp}$  для горячих пятен радиогалактики 3C 452 и квазара 3C 196, которые оказались равными  $10^5$  и  $3 \cdot 10^6$  м/с, соответственно. Банникова и Конторович [35] в рамках диффузионной модели, основываясь на распределении интенсивности излучения в радиодиапазоне, определили лежащие в картинной плоскости составляющие скорости узлов А ( $v_{Ax} = 0.51c$ ,  $v_{Ay} = 0.83c$ ) и В ( $v_{Bx} = 0.62c$ ,  $v_{By} = 0.16c$ ) джета радиогалак-

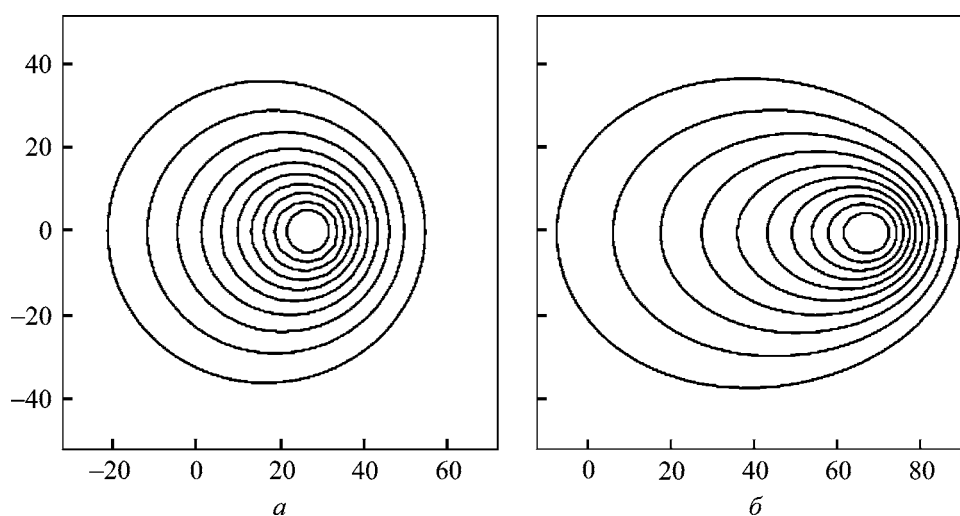


Рис. 3. Модельное распределение интенсивности излучения в узле джета, формируемое электронами, распространяющимися диффузионным образом из точечного источника инжекции, движущегося со скоростью  $v$  вдоль оси абсцисс: а –  $v/v_{dif} \sim 1$ ; б –  $v/v_{dif} > 1$  (Банникова и Конторович [35]). По осям отложены расстояния в относительных единицах

тики М 87. Эти значения согласуются с результатами, представленными в работе [32].

Для радиоисточника 3С 31 типа FR I была произведена оценка скорости ближних к ядру частей джетов, которые до расстояния примерно 10 кпк представляют хорошо коллимированный поток [36]. Джеты моделировались антипараллельными, симметричными относительно друг друга и своей оси, стационарными во времени релятивистскими потоками вещества. В предположении, что видимое различие в интенсивностях и поляризациях обусловлено только релятивистской абберацией, в начальном положении найдено значение скорости  $\beta = 0.8 \div 0.85$ , которое по мере продвижения вдоль рассматриваемых частей джетов уменьшилось до  $\beta = 0.25$ . Отношение плотностей потоков излучения джета и контрджета для 13 квазаров исследовалось в работе [37]. Было получено, что скорость излучающей плазмы в джетах в основном имеет значение  $0.6c \div 0.7c$ , максимальное значение  $\leq 0.95c$  (что соответствует  $\Gamma_{bulk} \leq 3$ ).

Конвей и Девис [38] подошли к вопросу определения скорости джета ближайшего квазара 3С 273 со стороны магнитной гидродинамики. Для этого величина  $\beta$  из уравнений одномерного релятивистского потока выражалась через скачок давления в ударной волне, который находился из связи интенсивности радиоизлучения и давления  $I \propto P^{4/7}$ . В результате скорость джета до и после головной ударной волны оказалась равной  $\beta = 0.83$  и  $\beta = 0.4$  соответственно.

Если рентгеновское излучение джетов образуется за счет обратного комптоновского рассеяния на реликтовом фоне и в джете выполняется условие равномерного распределения энергии, то необходимое для этого значение лоренц-фактора джета больше значения, получаемого из вышеупомянутых определений скорости. Для объяснения указанного различия Джестер и др. [31] предлагают рассматривать джеты FR II источников и квазаров в виде непрерывного потока вещества, имеющего в поперечном сечении градиент скорости. Присутствие слоев с различной скоростью было доказано для ряда джетов FR I радиогалактик (например, 3С 31 [36]), и на основе поляризационных свойств предполагается их наличие у некоторых джетов FR II источников. Однако имеются контраргументы (см. дискуссию в работе [31] и ссылки в ней). Таким образом, в джете пред-

полагается наличие быстро движущейся “сердцевины” (“spine”) с лоренц-фактором  $\Gamma_{bulk} \sim 10$ , производящей рентгеновское излучение за счет обратного комптоновского рассеяния на реликтовом фоне, и медленно движущейся “оболочки” (“sheath”) с  $\Gamma_{bulk} \approx 2 \div 3$ , излучающей посредством синхротронного механизма в радиодиапазоне. Следовательно, области образования радио- и рентгеновского излучения пространственно разделены. Замедление “сердцевин”, отражающееся в уменьшении интенсивности рентгеновского излучения вдоль джета [27], может быть вызвано дополнительной потерей энергии электронами за счет обратного комптоновского рассеяния синхротронных фотонов, генерируемых “оболочкой” [39]. Кроме того, на сдвиге слоев с различной скоростью возможно эффективное ускорение электронов [40], которые способны излучать посредством синхротронного механизма в рентгеновском диапазоне. Все вышесказанное приводит к усложнению механизмов излучения и внутренней структуры джета, что затрудняет оценки физических параметров. Для наблюдательного подтверждения наличия поперечной скоростной структуры в джетах FR II источников и квазаров имеющегося в настоящее время углового разрешения радиотелескопов недостаточно.

### 3.2.3. Случай субрелятивистского джета

К выяснению механизмов рентгеновского излучения можно подойти из анализа распределения интенсивностей излучения в радио-, оптическом и рентгеновском диапазонах. В этом случае обращает на себя внимание килопарсековый джет квазара 3С 273 [10, 11]. Интенсивность его излучения в радиодиапазоне увеличивается с расстоянием от ядра и достигает максимума в завершающей части джета (узлы Н3, Н2 и Н1), что, по-видимому, связано с резким возрастанием напряженности магнитного поля вследствие наличия головной ударной волны. В соответствии с этим в оптическом диапазоне для узла Н1 наблюдается также более высокая интенсивность по сравнению с остальными узлами, которые, за исключением первого узла А1, имеют примерно одинаковую яркость (рис. 4). Это позволяет предположить одинаковую концентрацию излучающих электронов в этих узлах [41]. Интенсивность рентгеновского излучения уменьшается с расстоянием от квазара для ближних двух узлов А1 и В1, а для

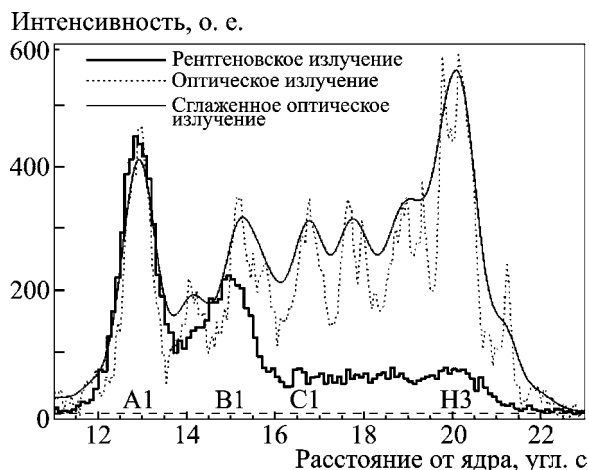


Рис. 4. Распределение интенсивности излучения вдоль джета квазара 3C 273 в оптическом и рентгеновском диапазонах (по работе Маршалла и др. [10])

остальных узлов имеет малое, практически постоянное, значение. Таким образом, для двух примерно одинаковых в радио- и оптическом диапазонах узлов B1 и C1 имеется существенное различие на рентгеновских частотах.

Банниковой и Конторовичем [41] было предложено простое и естественное объяснение указанному распределению интенсивности. Рентгеновские фотоны в ближних узлах образуются посредством обратного комптоновского рассеяния излучения центрального источника (т. е. активного ядра, парсековых джетов и их окружения), плотность энергии которого уменьшается обратно пропорционально квадрату расстояния от него. Тогда как в дальних узлах происходит обратный комптон-эффект на реликтовом фоне. Это позволило, используя наблюдаемые отношения плотностей потоков излучения узлов в рентгеновском диапазоне, получить оценку светимости квазара 3C 273 [41, 42], совпадающую по порядку величины с наблюдаемым значением.

В ряде работ к выводу об обратном комптоновском рассеянии на излучении центрального источника приходят, основываясь на других соображениях. Келотти и др. [26] считают, что этот процесс может происходить в той области, где плазма движется с умеренно релятивистской скоростью, т. е. в джетах радиогалактик, искривленных джетах и, при наличии в поперечном сечении градиента скорости (см. п. 3.2.2), в “оболочках” джетов блазаров. Бонди и др. [43] обратили внимание на то, что в мощной

FR II радиогалактике 3C 265 присутствует асимметричность наблюдаемого излучения: плотность потока от юго-восточного “лепестка” в рентгеновском диапазоне примерно в 2.5 раза больше соответствующей плотности потока от северо-западного “лепестка”, в направлении которого на радиокартах прослеживается слабый джет. Поэтому они предположили, что это рентгеновское излучение образуется вследствие обратного комптон-эффекта на излучении активного ядра. При этом основной вклад дает рассеяние на фотонах с частотой, лежащей в дальнем инфракрасном и в оптическом диапазонах.

Важным оказалось то, что в ближних узлах джета 3C 273 плотность энергии излучения центрального источника должна быть больше плотности энергии реликтового фона, а в дальних узлах должно выполняться обратное условие. Основываясь на этом соображении и предполагая равенство концентраций излучающих электронов в узлах, Михайлова, Банникова и Конторович [42] получили интервал возможных значений угла между джетом 3C 273 и лучом зрения,  $\theta = 29^\circ \div 33^\circ$ , определяемый только через наблюдаемые величины и физические константы. Этот результат хорошо согласуется с другой независимой оценкой [38] и сильно отличается от значения угла  $\theta \approx 5^\circ$  при доплер-факторе  $\delta \approx 5$  [9], которое необходимо для выполнения условия равномерного распределения энергии. Конвей и Девис [38] из уравнений магнитогидродинамики двумя способами нашли параметр сжатия газа в головной ударной волне как функцию от угла  $\theta$ . В первом способе использовались данные фотометрических, а во втором – поляризационных наблюдений для областей до (джет) и после (“голова”) ударной волны. Полученные таким образом значения согласуются между собой в диапазоне углов  $\theta = 30^\circ \div 35^\circ$ .

Только от мощности центрального источника и от расстояния до него зависит, является ли обратное комптоновское рассеяние на излучении ядра основным механизмом образования рентгеновского излучения в каком-либо узле джета [42]. Это определяющий фактор для возможности оценки угла между джетом и лучом зрения из неравенств для плотностей энергий реликтового фона и излучения квазара. Данный способ определения ориентации джета в пространстве применим на большом интервале красных смещений [44, 45].



В работах [44, 45] исследуются два джета квазаров 4C+62.29 ( $z = 3.89$ ) и PKS 1127-14 ( $z = 1.184$ ), распределение интенсивности радио- и рентгеновского излучения вдоль которых подобно тому, что имеет место в джете квазара 3C 273. Для них предположено, что только в последнем узле каждого источника происходит обратное комптоновское рассеяние на реликтовом фоне, а в остальных – на излучении активного ядра. Основанием для этого послужило то, что, как будет показано ниже, при рассеянии на реликтовом фоне спектральные индексы радио- и рентгеновского излучения должны быть одинаковыми, что подтверждается наблюдательными данными [12, 13]. Тогда как при обратном комптоновском рассеянии на излучении квазара спектральный индекс рентгеновского излучения узлов джета зависит от характеристик рассеиваемого излучения (см. п. 3.2.4). При условии равенства концентраций излучающих электронов в узлах для джета квазара 4C+62.29 получен интервал возможных значений угла между джетом и лучом зрения,  $\theta = 24^\circ \div 34^\circ$ . Если предположить, что рентгеновское излучение всего джета образуется посредством обратного комптоновского рассеяния на реликтовом фоне при ультрарелятивистском движении джета, то должно быть  $\theta < 15^\circ$  [12]. Для джета PKS 1127-14 из сравнения плотностей энергий реликтового фона и излучения центрального источника угол  $\theta$  оценить не удалось, возможно, из-за того, что концентрация излучающих электронов в узле С значительно меньше, чем в узле В (в этом случае параметры узла С ближе к условию равномерного распределения), или плотность потока излучения активного ядра PKS 1127-14 в направлении килопарсекового джета больше, чем в направлении наблюдателя, или из-за одновременного действия указанных факторов [44, 45]. Симиджиновска и др. [13] оценивают максимально возможное значение угла между ультрарелятивистски движущимся джетом и лучом зрения равным  $\theta = 27^\circ$ .

Рассматривая обратное комптоновское рассеяние на реликтовом излучении, свойства которого хорошо известны, возможно получить абсолютные численные значения физических параметров узлов. В предположении, что электроны, энергетический спектр которых описывается степенным законом, излучают в радио- и в рентгеновском диапазонах, для дальних узлов джета

3C 273 [42] были определены напряженность магнитного поля  $H$  (а именно ее составляющая, перпендикулярная лучу зрения) и концентрация излучающих электронов  $N$  при использовании только результатов радио- и рентгеновских наблюдений [46, 47]. В среднем для узлов  $H \approx 2$  мкГс и  $N\Gamma_{\min}^{\gamma-1} \approx 4$ , для компонента H2  $H \approx 10$  мкГс. Параметр  $\Gamma_{\min}$  обозначает минимальный лоренц-фактор степенного электронного распределения и, в рамках данного представления, не может быть найден непосредственно. Для численной оценки использовалось выражение

$$\frac{F_X}{F_R} = 8\pi H^{-1-\alpha} W_0 (1+z)^{3+\alpha} \left( \frac{0.33e}{mc\omega_0} \right)^{1-\alpha} \left( \frac{\omega_X}{\omega_R} \right)^{-\alpha}, \quad (2)$$

где  $F_R$ ,  $F_X$  – плотности потока радио- и рентгеновского излучения на частотах  $\omega_R$ ,  $\omega_X$  соответственно;  $W_0$ ,  $\omega_0$  – плотность энергии и частота максимума реликтового излучения при  $z=0$ ;  $e$ ,  $m$  – заряд и масса электрона. Выражения для наблюдаемых плотностей потоков радио- и рентгеновского излучения получены исходя из потерь энергии электроном при синхротронном механизме и при обратном комптоновском рассеянии с использованием однозначной связи между энергией электрона и частотой излучаемого им фотона [2]. В случае ультрарелятивистского движения джета в целом и направленности его под малым углом к лучу зрения в правой части формулы (2) имеется дополнительный множитель  $\delta^{1+\alpha}$  [48]. Значения  $H$  и  $N$  оказались такими, что условие равномерного распределения не выполняется: плотность энергии частиц существенно больше плотности энергии магнитного поля. Возможно, равномерное распределение присутствует в завершающей части джета, рентгеновское излучение от которой не обнаруживается (см. п. 2.1). Интересно отметить, что получившее широкое распространение предположение о равномерном распределении первоначально (без обоснования его справедливости) использовалось для проведения оценки полной энергии источника и напряженности магнитного поля для первого обнаруженного в оптическом диапазоне джета M 87 [49].

Отсутствие вклада в рентгеновское излучение дальних узлов джета 3C 273 от обратного комптоновского рассеяния на собственных синхротронных фотонах свидетельствует о том, что плотность энергии синхротронного излучения в узлах меньше плотности энергии реликтового фона.

Это условие приводит к выводу о наличии излома в степенном энергетическом спектре электронов, который имеет место при лоренц-факторе  $\sim 10^6$  [42, 50]. Электроны, имеющие такое значение лоренц-фактора, при напряженности магнитного поля  $\sim 10$  мкГс излучают посредством синхротронного механизма в инфракрасном диапазоне. Излом степенного энергетического спектра ультрарелятивистских электронов физически может быть связан с механизмом ускорения в узлах либо обусловлен тем, что при больших энергиях становятся существенными потери при синхротронном механизме излучения [51]. Тогда спектральные индексы излучения, производимого электронами с энергией меньше и больше энергии, соответствующей положению излома, отличаются на 0.5, что имеет место в дальних узлах джета 3C 273:  $\alpha_R \approx 0.8$  и  $\alpha_{Opt} \approx 1.4$  [47].

### 3.2.4. Обратное комптоновское рассеяние на излучении центрального источника

Обратное комптоновское рассеяние на излучении центрального источника имеет существенные отличия от рассеяния на реликтовом фоне. Рассеиваемые фотоны распределены в пространстве неоднородно, т. е. “падают” на узел под малым телесным углом, и имеют нетепловой спектр. Путем аппроксимации последнего одним степенным законом в работах [52, 53] было получено решение кинетического уравнения [54] для обратного комптон-эффекта в двух случаях: в предположении, что волновые векторы взаимодействующих частиц после рассеяния совпадают, и с учетом малого угла  $\sim 1/\Gamma$  между этими векторами. Соотношение между спектральными индексами электронного и фотонного распределений определяет доминирующий в интеграле по энергии электрона предел. В первом случае основной вклад в рентгеновский поток вносит обратное комптоновское рассеяние на электронах с максимальным лоренц-фактором, который оказался  $\Gamma_{max} \approx 10^5$ . Этой энергии недостаточно для производства синхротронного излучения в оптическом диапазоне. Следовательно, либо оптическое излучение узла A1 также образуется посредством обратного комптоновского рассеяния излучения квазара (что маловероятно), либо в спектре центрального источника присутствует завал (рис. 5) на частоте  $\omega \approx 10^8$  рад/с [52]. Во втором случае решение ки-

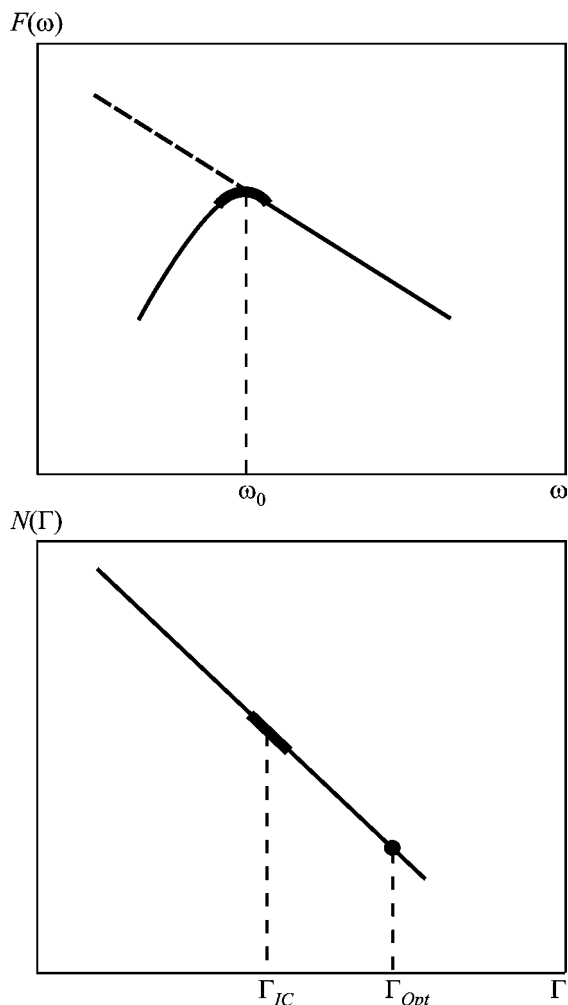


Рис. 5. Схемы энергетического распределения фотонов  $F(\omega)$  и электронов  $N(\Gamma)$  (в логарифмическом масштабе). Жирной линией выделены части спектра, обратное комптоновское рассеяние в которых дает основной вклад в наблюдаемый поток излучения от узла А джета квазара 3C 273 (Михайлова и Конторович [52])

нетического уравнения существенно зависит от точных значений спектральных индексов [53]. Поэтому спектр квазара 3C 273 в диапазоне от радио- до оптических частот, данные наблюдений которого опубликованы в работе [55], представлялся в виде трех степенных участков (рис. 6). В результате получено [56], что наиболее эффективно в рабочий диапазон “Чандра” рассеиваются фотоны с частотой  $\omega = 2.4 \cdot 10^{13}$  рад/с, не являющейся границей ни одного из выбранных частотных интервалов. Поэтому имеется ограничение не со стороны фотонного, а со стороны электронного распределения. То есть в последнем присутствует низкоэнергетический обрыв, который, как следует

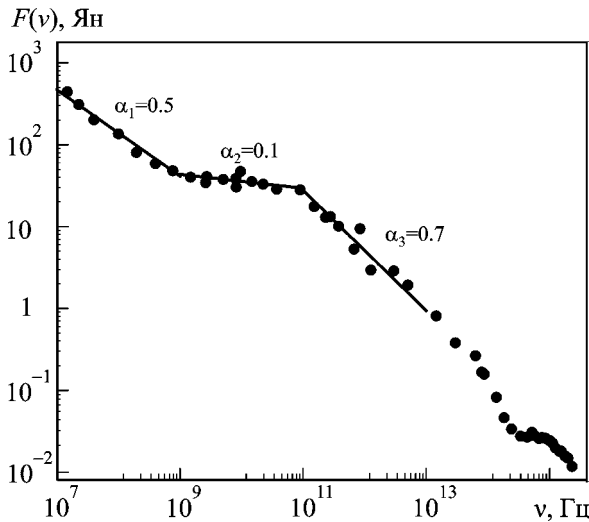


Рис. 6. Наблюдаемый спектр квазара 3C 273 (Тулера и др. [55]) (точки) и его аппроксимация тремя степенными участками [56]

из однозначной связи энергии электрона и фотона до и после рассеяния [2], происходит при лоренц-факторе электронов  $\Gamma_{\min} \approx 7 \cdot 10^2$ . Вывод о наличии аналогичной особенности в энергетическом спектре электронов при  $\Gamma = 420 \pm 20$  и  $\Gamma = 440 \pm 20$  получен также для горячих пятен А и Д источника Лебедь А на основании анализа спектра их радиоизлучения [57]. Для некоторых джетов нижнюю границу степенного электронного распределения находят исходя из того, что в оптическом диапазоне отсутствует вклад от излучения, образованного посредством обратного комптоновского рассеяния на реликтовом фоне. Например, для джета PKS 0637-752 минимальный лоренц-фактор  $\Gamma_{\min} \approx 10$  при движении джета с  $\Gamma_{\text{bulk}} \approx 10$  под углом  $\theta \approx 6^\circ$  к наблюдателю [25].

#### 4. Свойства джетов в зависимости от их красного смещения

##### 4.1. Отношение плотностей потоков радио- и рентгеновского излучения

Если рентгеновское излучение образуется за счет обратного комптоновского рассеяния на реликтовом фоне, то ожидается зависимость отношения наблюдаемых плотностей потоков радио- и рентгеновского излучения,  $F_R$  и  $F_X$ , от красного смещения. Она вызвана следующим. В то время как  $F_R$  зависит только от физических параметров ис-

точника,  $F_X$  еще и пропорциональна плотности энергии реликтового фона, изменяющейся по закону  $(1+z)^4$ . Поэтому космологическое уменьшение плотности потока  $\propto (1+z)^{-4}$  для рентгеновского излучения компенсируется, а для радиоизлучения – нет. Таким образом, должно выполняться соотношение [28]

$$\frac{F_X}{F_R} \propto \frac{\delta^2(1+z)^4}{W_H}, \tag{3}$$

где  $W_H$  – плотность энергии магнитного поля.

Поиски зависимости (3) в данных наблюдений были предприняты в работах [16, 44, 45, 48]. Катаока и Ставарз [16] исследовали джеты, известные в то время в рентгеновском диапазоне. Из 44 объектов у 15 рентгеновское излучение всех узлов образуется посредством обратного комптоновского рассеяния на реликтовом фоне, и у 9 объектов этот процесс действует только в некоторых узлах джета. На рис. 7 отмечены наблюдаемые отношения светимостей в радио- и рентгеновском диапазонах,  $L_X/L_R$ , механизмы рентгеновского излучения и красные смещения

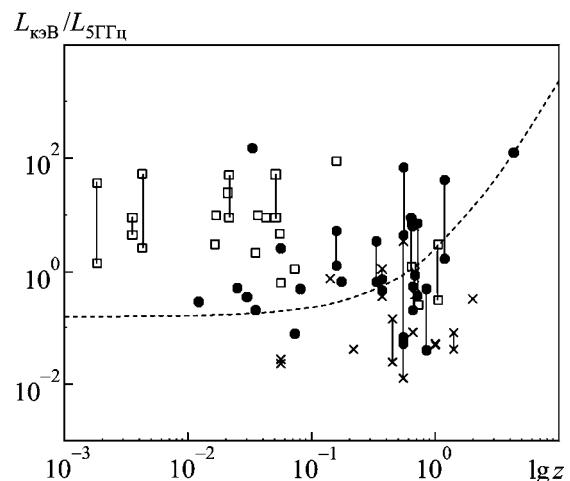


Рис. 7. Отношение светимостей джетов в радио- и рентгеновском диапазонах, расположенных на различных красных смещениях (Катаока и Ставарз [16]). Источники различаются по предполагаемым процессам образования рентгеновского излучения: квадрат – синхротронный механизм, круг – обратное комптоновское рассеяние реликтового излучения, крестик – обратный комптон-эффект на собственных синхротронных фотонах. Пунктирная линия отмечает теоретически ожидаемую зависимость  $L_X/L_R$ , нормированную на величину  $L_X/L_R$  для самого дальнего джета квазара GB 1508+5714

узлов джетов. Пунктирная линия отмечает теоретическую зависимость от  $z$ , нормированную на величину  $L_X/L_R$  для самого дальнего известного в рентгеновском диапазоне джета квазара GB 1508+5714 ( $z = 4.3$ ) [48]. Вертикальные линии соединяют узлы, принадлежащие одному объекту. Из рис. 7 видно, что не только отсутствует видимый тренд по  $z$ , но и величина  $L_X/L_R$  существенно отличается для разных узлов одного источника. Например, для джета квазара 4C 19.44 [14] ( $z = 0.72$ ) различие составляет около порядка величины. Из-за отсутствия зависимости (3) ставится под сомнение то, что рентгеновское излучение образуется за счет обратного комптоновского рассеяния на реликтовом фоне [16]. Для этого имеются дополнительные аргументы. Во-первых, в исследованиях радиогромких квазаров, находящихся на  $z = 4.1 \div 4.4$ , не обнаружено протяженной компоненты в рентгеновском диапазоне и не подтверждено значительное увеличение интенсивности рентгеновского излучения самих квазаров по отношению к их аналогам на малых красных смещениях [58]. Во-вторых, при повторном анализе рентгеновского излучения джета 3C 120 показано, что синхротронный механизм образования рентгеновского излучения предпочтительнее, чем обратный комптон-эффект при ультрарелятивистском движении джета [59]. Однако различные значения доплер-фактора и напряженности магнитного поля узлов могут быть причиной того, что тренд  $F_X/F_R$  в данных наблюдений не проявляется. Для этого достаточно, чтобы указанные параметры лежали в пределах  $H/\delta = 3 \div 30$  мкГс [48].

В упомянутых выше работах спектральный индекс  $\alpha$  либо не учитывался, либо принимался равным единице. Но, как видно из формулы (2), величина  $F_X/F_R$  увеличивается при уменьшении  $H$  и возрастании  $\alpha$ . Примечательно, что для имеющих примерно одинаковые спектральные индексы узлов K2.5 джета квазара 4C +62.29 и С джета квазара PKS 1127-14 (см. п. 3.2.3) отношение  $F_X/F_R$  согласуется с ожидаемой из (2) теоретической зависимостью от красного смещения [44, 45]. Определенная по формуле (2) при  $\alpha = 1.3$  напряженность магнитного поля составила  $H = 85$  мкГс и  $H = 79$  мкГс соответственно. Тогда как в предположении ультрарелятивистского движения джетов и направлен-

ности их под малым углом к лучу зрения имеется существенный разброс параметров: для узла K2.5 напряженность магнитного поля при выполнении условия равномерного распределения  $H_{eq} \approx 209$  мкГс и  $\delta \approx 5$  [12], для узла С –  $H_{eq} \approx 2.8$  мкГс и  $\delta \approx 4.2$  [13]. Авторы работы [12] отмечают для джета 4C +62.29, что его рентгеновский поток сравним с аналогичной величиной для джета квазара 3C 273, хотя, как следует из (3), должен быть примерно на два порядка больше. Это несоответствие устраняется, если принимать во внимание значение спектрального индекса [44, 45], который для дальних узлов джета 3C 273 примерно равен 0.9 [19].

В предположении, что рентгеновское излучение джетов образуется вследствие обратного комптон-эффекта на реликтовом фоне, проявляется другой тренд. Значение доплер-фактора плазмы джета, необходимое для выполнения условия равномерного распределения энергии, уменьшается с увеличением красного смещения [16]. Это объясняется тем, что либо значение лоренц-фактора  $\Gamma_{bulk}$  уменьшается при росте  $z$ , либо все струи умеренно релятивистские, но параметры дальних джетов ближе к выполнению условия равномерного распределения энергии, либо указанная зависимость в действительности не существует [16].

#### 4.2. Статистика обнаружения джетов в рентгеновском диапазоне

Вопрос о том, насколько рентгеновское излучение является общим свойством килопарсековых джетов, изучали два коллектива. Они задавали разные условия отбора известных в радиодиапазоне объектов для их последующего наблюдения на обсерватории “Чандра”. Самбуруна и др. [14] использовали следующие критерии: джеты должны иметь поверхностную яркость  $\geq 5$  мЯн/(угл. с)<sup>2</sup> на частоте 1.4 ГГц и располагаться на расстоянии более  $3''$  от ядра. В результате у 10 из 17 источников (самый дальний PKS 0605-08,  $z = 0.87$ ) зафиксировано рентгеновское излучение. Вероятность обнаружения джетов в оптическом диапазоне примерно такая же (59 %). Оказалось, что значение спектрального индекса  $\alpha_{RX}$ , определяемого по данным в радио- и рентгеновском диапазонах, во всех рассматриваемых источниках примерно одинаково. При вычислении  $\alpha_{RX}$  для джетов, рентгеновское излучение которых не за-

регистрировано, использовали верхнее ограничение на его плотность потока. Поэтому был сделан вывод о том, что все яркие в радиодиапазоне джеты имеют рентгеновское излучение, которое возможно обнаружить при наблюдениях с более продолжительной экспозицией [14].

В цикле работ Маршалла с соавторами [60, 61], полная выборка была составлена из двух групп и включала 56 источников. Общие критерии отбора: наличие радиокарт с разрешением  $\sim 1''$ ; такой ожидаемый рентгеновский поток, чтобы иметь возможность обнаружения при экспозиции в 5000 с. Рентгеновский поток оценивали из отношения радио- и рентгеновской интенсивности для джета PKS 0637-752, полагая его одинаковым для всех источников. В группу “А” отбирались объекты, у которых плотность потока излучения ядра на частоте 5 ГГц превышает 1 Ян и его спектр в радиодиапазоне плоский ( $\alpha_R < 0.5$ ), что свидетельствует о принадлежности к классу блазаров. Именно у них наиболее вероятно наличие ультрарелятивистского килопарсекового джета, направленного под малым углом к лучу зрения. В группу “В” вошли односторонние источники с прямым джетом в радиодиапазоне. Пять объектов из полной выборки общие с Самбруной и др. [14]. Отношение числа джетов с зарегистрированным рентгеновским излучением к общему количеству источников, для которых были проведены наблюдения, составило 24/39, для групп “А” и “В” – 17/22 и 20/32 соответственно. Одновременно в обе группы вошли 15 объектов, из них 13 имеют джет в рентгеновском диапазоне. Вероятность обнаружения согласуется с результатом Самбруны и др. [14], несмотря на то что экспозиция при наблюдениях была в два раза меньше и среди исследуемых источников в [14] присутствуют активные ядра как с плоским, так и с крутым спектром в радиодиапазоне. Джестер [62] полагает, что основными факторами, обуславливающими регистрацию излучения джета как в рентгеновском, так и в оптическом диапазонах, являются не его физические параметры, а ориентация и скорость. О них получают представление, распространяя наблюдаемые геометрические свойства парсекового джета на килопарсековый. Таким образом, если последний детектируется в рентгеновском диапазоне, то подразумевается малая разница позиционных углов  $\Delta PA$  между

джетами различных масштабов. В действительности это не всегда выполняется. Например, рентгеновское излучение обнаружено у джетов квазаров 3C 345 и PKS 2255-282 при том, что их парсековые выбросы имеют видимые скорости  $\beta_{pc} \approx 10$ ,  $\beta_{pc} \approx 7$  и  $\Delta PA = 70^\circ$ ,  $\Delta PA = 65^\circ$  соответственно, и отсутствует у джета квазара PKS 1655+077, хотя  $\beta_{pc} \approx 14$  и  $\Delta PA = 10^\circ$  (см. табл. 7 в [61]).

В работах [14, 60, 61] источники имеют красное смещение не более  $z = 2.1$ . Чеунг и др. [29] отобрали квазары, имеющие плоский спектр радиоизлучения и красное смещение в интервале  $z = 3.4 \div 4.7$ . В радиодиапазоне у четырех из них имеется джет длиной свыше  $2.5''$ , два джета обнаружены в данных “Чандра” ( $z = 3.7$  и  $z = 4.7$ ). Вероятность детектирования рентгеновского излучения джетов на больших красных смещениях сравнима с аналогичной величиной для ближних объектов.

## 5. Заключение

Совместное использование данных наблюдений в различных спектральных диапазонах с практически одинаковым угловым разрешением позволяет делать оценки физических и геометрических параметров килопарсековых джетов в рамках предполагаемого механизма образования рентгеновского излучения. Для определения последнего есть два способа. Первый – анализ распределения энергии в спектре. Если излучение на частотах от радио- до рентгеновского диапазона описывается одним степенным законом, то подразумевается синхротронный механизм, иначе предполагается обратное комптоновское рассеяние либо на реликтовом фоне, либо на собственном синхротронном излучении. При этом изначально полагается выполнение условия равномерного распределения энергии, что приводит к ультрарелятивистскому движению джета и направленности его под малым углом к лучу зрения.

Второй способ заключается в исследовании распределения интенсивности радио- и рентгеновского излучения. В некоторых джетах оно таково, что позволяет предположить в ближних к активному ядру узлах обратное комптоновское рассеяние на излучении центрального источника, а в дальних узлах – на реликтовом фоне. Из нера-

венств для плотности энергии рассеиваемого излучения появляется возможность оценить угол между джетом и лучом зрения (который для двух источников оказался порядка нескольких десятков градусов). Обратное комптоновское рассеяние на излучении ядра объясняет плоские спектры ярких в рентгеновском диапазоне узлов джетов и позволяет определить, в зависимости от параметров, максимальную или минимальную энергию степенного электронного распределения в узле джета, положение низкочастотного завала в спектре центрального источника. Обратное комптоновское рассеяние на реликтовом излучении делает возможным по данным наблюдений без дополнительных теоретических предположений определить независимо друг от друга концентрацию релятивистских электронов и напряженность магнитного поля. Их значения таковы, что условие равномерного распределения не выполняется: энергия, заключенная в релятивистских частицах, превышает энергию магнитного поля.

Важным следствием обратного комптоновского рассеяния на реликтовом излучении является теоретически ожидаемая зависимость отношения плотностей потоков радио- и рентгеновского излучения джетов от красного смещения. В данных наблюдений она проявляется в предположении субрелятивистского движения джетов при учете значений напряженности магнитного поля узлов и спектрального индекса их излучения. Но для более подробного анализа требуется увеличение числа джетов, наблюдаемых в рентгеновском диапазоне.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Физика внегалактических источников радиоизлучения / Под.ред. Р. Д. Дагкесаманского. – М.: Мир, 1987. – 365 с.
2. Гинзбург В. Л. Теоретическая физика и астрофизика. Дополнительные главы. – М.: Наука, 1981. – 504 с.
3. Harris D. E. XJET: X-Ray Emission From Extragalactic Radio Jets. – Available from: <http://hea-www.cfa.harvard.edu/XJET>
4. Гестрин С. Г., Конторович В. М. Ветровая неустойчивость в астрофизике (применительно к джетам, кометным хвостам, спиральной структуре галактик) // Радиофизика и радиоастрономия. – 1997. – Т. 2, № 4. – С. 419–438.
5. Carilli C. L. and Barthel P. D. Cygnus A // *Astron. Astrophys. Rev.* – 1996. – Vol. 7, No. 1. – P. 1–54.
6. Bahcall J. N., Kirhakos S., Schneider D. P., Davis R. J., Muxlow T. W. B., Garrington S. T., Conway R. G., and Unwin S. C. Hubble Space Telescope and MERLIN observations of the jet in 3C 273 // *Astrophys. J. Lett.* – 1995. – Vol. 452, No. 2. – P. L91–L93.
7. Stawarz L. On the jet activity in 3C 273 // *Astrophys. J.* – 2004. – Vol. 613, No. 1. – P. 119–128.
8. Bridle A. H., Hough D. H., Lonsdale C. J., Burns J. O., and Laing R. A. Deep VLA Imaging of Twelve Extended 3CR Quasars // *Astron. J.* – 1994. – Vol. 108, No. 3. – P. 766–820.
9. Harris D. E. and Krawczynski H. X-ray emission from extragalactic jets // *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* – 2006. – Vol. 44, No. 1. – P. 463–506.
10. Marshall H. L., Harris D. E., Grimes J. P., Drake J. J., Fruscione A., Juda M., Kraft R. P., Mathur S., Murray S. S., Ogle P. M., Pease D. O., Schwartz D. A., Siemiginowska A. L., Vrtilek S. D., and Wargelin B. J. Structure of X-ray emission from the jet of 3C 273 // *Astrophys. J.* – 2001. – Vol. 549, No. 2. – P. L167–L171.
11. 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.
12. 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.
13. Siemiginowska A., Bechtold J., Aldcroft T. L., Elvis M., Harris D. E., and Dobrzycki A. Chandra Discovery of a 300 Kiloparsec X-Ray Jet in the Gigahertz-Peaked Spectrum Quasar PKS 1127-145 // *Astrophys. J.* – 2002. – Vol. 570, No. 2. – P. 543–556.
14. 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.
15. Jorstad S. G. and Marscher A. P. The Highly Relativistic Kiloparsec-Scale Jet of the Gamma-Ray Quasar 0827+243 // *Astrophys. J.* – 2004. – Vol. 614, No. 2. – P. 615–625.
16. Kataoka J. and Stawarz L. X-Ray Emission Properties of Large-Scale Jets, Hot Spots, and Lobes in Active Galactic Nuclei // *Astrophys. J.* – 2005. – Vol. 622, No. 2. – P. 797–810.
17. 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.
18. 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., Wilkes 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.
19. Jester S., Meisenheimer K., Martel A. R., Perlman E. S., and Sparks W. B. Hubble Space Telescope Far-Ultraviolet Imaging of the Jet in 3C 273: a Common Emission Com-

- ponent from Optical to X-Rays // *Mon. Not. R. Astron. Soc.* – 2007. – Vol. 380, No. 2. – P. 828–834.
20. *Aharonian F. A.* Proton-Synchrotron Radiation of Large-Scale Jets in Active Galactic Nuclei // *Mon. Not. R. Astron. Soc.* – 2002. – Vol. 332, No. 1. – P. 215–230.
  21. *Perlman E. S., Harris D. E., Biretta J. A., Sparks W. B., and Macchetto F. D.* Month-Timescale Optical Variability in the M 87 Jet // *Astrophys. J.* – 2003. – Vol. 599, No. 2. – P. L65–L68.
  22. *Hardcastle M. J., Birkinshaw M., Cameron R. A., Harris D. E., Looney L. W., and Worrall D. M.* Magnetic Field Strengths in the Hot Spots and Lobes of Three Powerful Fanaroff-Riley Type II Radio Sources // *Astrophys. J.* – 2002. – Vol. 581, No. 2. – P. 948–973.
  23. *Hardcastle M. J., Birkinshaw M., and Worrall D. M.* A Chandra Detection of the Radio Hotspot of 3C123 // *Mon. Not. R. Astron. Soc.* – 2001. – Vol. 323, No. 2. – P. L17–L22.
  24. *Harris D. E., Nulsen P. E. J., Ponman T. J., Bautz M., Cameron R. A., David L. P., Donnelly R. H., Forman W. R., Grego L., Hardcastle M. J., Henry J. P., Jones C., Leahy J. P., Markevitch M., Martel A. R., McNamara B. R., Mazzotta P., Tucker W., Virani S. N., and Vrtiljek J.* Chandra X-Ray Detection of the Radio Hot Spots of 3C 295 // *Astrophys. J.* – 2000. – Vol. 530, No. 2. – P. L81–L84.
  25. *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.
  26. *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.
  27. *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.
  28. *Schwartz D. A.* X-Ray Jets as Cosmic Beacons // *Astrophys. J.* – 2002. – Vol. 569, No. 1. – P. L23–L26.
  29. *Cheung C. C., Stawarz L., Siemiginowska A., Harris D. E., Schwartz D. A., Wardle J. F. C., Gobeille D., and Lee N. P.* The highest redshift relativistic jets // *ASP Conf. Series.* – 2008. – Vol. 386. – P. 462–466.
  30. *Wilson A. S., Young A. J., and Shopbell P. L.* Chandra X-Ray Observations of Pictor A: High-Energy Cosmic Rays in a Radio Galaxy // *Astrophys. J.* – 2001. – Vol. 547, No. 2. – P. 740–753.
  31. *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.
  32. *Biretta J. A., Zhou F., and Owen F. N.* Detection of Proper Motions in the M87 Jet // *Astrophys. J.* – 1995. – Vol. 447, No. 2. – P. 582–596.
  33. *Biretta J. A., Sparks W. B., and Macchetto F.* Hubble Space Telescope Observations of Superluminal Motion in the M87 Jet // *Astrophys. J.* – 1999. – Vol. 520, No. 2. – P. 621–626.
  34. *Гестрин С. Г., Конторович В. М., Кочанов А. Е.* Диффузионная модель протяженных радиокomпонентов и струй с движущимся источником ускоренных частиц // *Кинематика и физика небесных тел.* – 1987. – Т. 3, № 4. – С. 57–66.
  35. *Банникова Е. Ю., Конторович В. М.* О возможности определения скорости джетов радиогалактик и квазаров по исследованиям тонкой структуры их узлов при высоком угловом разрешении // *Космическая наука и технология.* – 2003. – Т. 9, дополнение к № 2. – С. 304–311.
  36. *Laing R.A. and Bridle A.H.* Relativistic Models and the Jet Velocity Field in the Radio Galaxy 3C 31 // *Mon. Not. R. Astron. Soc.* – 2002. – Vol. 336, No. 1. – P. 328–352.
  37. *Wardle J. F. C. and Aaron S. E.* How Fast are the Large-Scale Jets in Quasar? Constraints on Both Doppler Beaming and Intrinsic Asymmetries // *Mon. Not. R. Astron. Soc.* – 1997. – Vol. 286, No. 2. – P. 425–435.
  38. *Conway R. G. and Davis R. J.* Synchrotron Radiation from the Jet of 3C 273. 3: The Speed and Direction of the Jet // *Astron. Astrophys.* – 1994. – Vol. 284, No. 3. – P. 724–730.
  39. *Ghisellini G., Tavecchio F., and Chiaberge M.* Structured jets in TeV BL Lac objects and radiogalaxies. Implications for the observed properties // *Astron. Astrophys.* – 2005. – Vol. 432, No. 2. – P. 401–410.
  40. *Stawarz L. and Ostrowski M.* Radiation from the Relativistic Jet: A Role of the Shear Boundary Layer // *Astrophys. J.* – 2002. – Vol. 578, No. 2. – P. 763–774.
  41. *Банникова Е. Ю., Конторович В. М.* Определение параметров космических струй по их тонкой структуре в радио- и рентгеновском диапазонах // *Космическая наука и технология.* – 2003. – Т. 9, № 5/6. – С. 153–157.
  42. *Михайлова М. С., Банникова Е. Ю., Конторович В. М.* Определение наклона килопарсекового джета квазара 3C 273 по конкуренции механизмов рентгеновского излучения его узлов // *Астрономический журнал.* – 2010. – Т. 87, № 6. – С. 531–538.
  43. *Bondi M., Brunetti G., Comastri A., and Setti G.* Anisotropic inverse Compton emission in the Radio Galaxy 3C 265 // *Mon. Not. R. Astron. Soc.* – 2004. – Vol. 354, No. 3. – P. L43–L47.
  44. *Бутузова М. С.* Определение параметров килопарсековых джетов на больших красных смещениях по их радио- и рентгеновскому излучению // *Радиофизика и радиоастрономия.* – 2011. – Т. 16, № 4. – С. 377–385.
  45. *Mykhailova M. S.* X-ray and radioemission of kiloparsec jets at large redshifts // *Advances in Astronomy and Space Physics (conference proceedings).* – 2012. – Vol. 2, No. 1 – P. 49–52.
  46. *Uchiyama Ya., Urry C. M., Cheung C. C., Jester S., Van Duyne 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.
  47. *Jester S., Röser H.-J., Meisenheimer K., and Perley R.* The Radio-Ultraviolet Spectral Energy Distribution of the Jet in 3C 273 // *Astron. Astrophys.* – 2005. – Vol. 431, No. 2. – P. 477–502.
  48. *Cheung C. C.* Radio Identification of the X-Ray Jet in the  $z=4.3$  Quasar GB 1508+5714 // *Astrophys. J.* – 2004. – Vol. 600, No. 1. – P. L23–L26.

49. Burbidge G. R. On Synchrotron Radiation from Messier 87 // *Astrophys. J.* – 1956. – Vol. 124, No. 2. – P. 416–429.
50. Михайлова М. С., Банникова Е. Ю., Конторович В. М. Излом в энергетическом спектре релятивистских электронов в джете квазара 3C 273, определяемый по интенсивности излучения джета в радио-, оптическом и рентгеновском диапазонах // *Вопросы атомной науки и техники* – 2008. – № 4. – С. 128–132.
51. Пахольчик А. Радиоастрофизика. – М.: Мир, 1973. – 252 с.
52. Михайлова М. С., Конторович В. М. Обратное комптоновское рассеяние в ближнем узле джета квазара 3C 273 // *Вопросы атомной науки и техники* – 2010. – № 4. – С. 149–154.
53. Mykhailova M. S. and Kontorovich V. M. Influence of low-frequency quasar 3C 273 radio spectrum on X-ray emission of its kiloparsec jet // *Advances in Astronomy and Space Physics (Proc. of the 17th Young Scientists' Conference on Astronomy and Space Physics; 2010 Apr 26 – May 1; Kyiv, Ukraine)* – 2011. – P. 39–42.
54. Нагурнер Д. И. Радиационные механизмы в астрофизике: Учебное пособие. – СПб.: СПбГУ, 2007. – 296 с.
55. 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., Wamsteker W., and Wright M. C. H. 30 years of multi-wavelength observations of 3C 273 // *Astron. Astrophys. Suppl.* – 1999. – Vol. 134, No. 1. – P. 89–101.
56. Бутузова М. С. Обратное комптоновское и томсоновское рассеяние излучения квазара 3C 273 электронами ближнего узла его килопарсекового джета // *Радиофизика и радиоастрономия.* – 2012. – Т. 17, № 1. – С.15–22.
57. 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.
58. Bassett L. C., Brandt W. N., Schneider D. P., Vignali C., Chartas G., and Garmire G. P. Chandra Observations of Radio-Loud Quasars at  $z > 4$ : X-Rays from the Radio Beacons of the Early Universe // *Astron. J.* – 2004. – Vol. 128, No. 2. – P. 523–533.
59. Harris D. E., Mossman A. E., and Walker R. C. The X-Ray Jet of 3C 120: Evidence for a Nonstandard Synchrotron Spectrum // *Astrophys. J.* – 2004. – Vol. 615, No. 1. – P. 161–172.
60. Marshall H. L., Schwartz D. A, Lovell J. E. J., Murphy D. W., Worrall D. M., Birkinshaw M., Gelbord J. M., Perlman E. S., and Jauncey D. L. A Chandra Survey of Quasar Jets: First Results // *Astrophys. J. Suppl. Ser.* – 2005. – Vol. 156, No. 1. – P. 13–33.
61. Marshall H. L., Gelbord J. M., Schwartz D. A., Murphy D. W., Lovell J. E. J., Worrall D. M., Birkinshaw M., Perlman E. S., Godfrey L., and Jauncey D. L. An X-ray imaging survey of quasar jets: testing the inverse Compton model // *Astrophys. J. Suppl. Ser.* – 2011. – Vol. 193, No. 1. – P. 15–33.
62. Jester S. What ignites optical jets? // *New Astron. Rev.* – 2003, – Vol. 47, No. 6-7. – P. 427–430.

М. С. Бутузова

Радиоастрономічний інститут НАН України,  
вул. Червонопрапорна, 4, м. Харків, 61002, Україна  
Харківський національний університет  
імені В. Н. Каразіна,  
м. Свободи, 4, м. Харків, 61022, Україна

#### ФІЗИЧНІ ПАРАМЕТРИ КІЛОПАРСЕКОВИХ ДЖЕТІВ, ВИЗНАЧЕНІ ЗА ЇХ РАДІО- ТА РЕНТГЕНІВСЬКИМ ВИПРОМІНЮВАННЯМ

У огляді дискутуються дані спостережень кілопарсекових джетів позагалактичних джерел у різних спектральних діапазонах. Показано, що порівняльна морфологія та спектри областей підвищеної яскравості – вузлів джетів – в радіо- та рентгеновському діапазонах дозволяють розмірковувати про процеси, що призводять до випромінювання, та визначити найважливіші фізичні параметри вузлів. Для найбільш детально дослідженого джета квазара 3C 273, розподіл інтенсивності якого вказує на помірно релятивістську швидкість, вдається визначити у вузлах концентрації релятивістських електронів, значення магнітного поля, довести відсутність рівного розподілу енергії між ними, а також отримати низку висновків про особливості енергетичних спектрів частинок і випромінювання. За конкуренцією механізмів утворення рентгеновського випромінювання у вузлах виявляється можливим знайти кут (близько 30°), який джет становить з променем зору.

М. S. Butuzova

Institute of Radio Astronomy, National Academy  
of Sciences of Ukraine,  
4, Chervonopraporna St., Kharkiv, 61002, Ukraine  
V. Kazarin National University of Kharkiv,  
4, Svoboda Sq., Kharkiv, 61022, Ukraine

#### KILOPARSEC JET PHYSICAL PARAMETERS DETERMINED BY THEIR RADIO AND X-RAY EMISSION

In this review, the observational data of kiloparsec jets of extragalactic sources are discussed. It is shown that both comparative morphology and spectra of increased brightness regions (knots) at the radio and X-ray wavebands allow to judge about the emission processes and to define the prime physical parameters of the knots. For instance, the best investigated 3C 273 quasar jet. Its intensity distribution indicates a moderately relativistic speed. At its knots concentration of relativistic electrons, magnetic field magnitude and absence of energy equipartition between them are defined. A number of conclusions about particle and emission energy spectra have been made. The competition of X-ray emission mechanisms enabled to determine the jet angle (about 30°) to the line of sight.

Статья поступила в редакцию 12.02.2014