

УДК 52-6

ОБРАТНОЕ КОМПТОНОВСКОЕ РАССЕЯНИЕ ИЗЛУЧЕНИЯ ЦЕНТРАЛЬНОГО ИСТОЧНИКА КАК ВОЗМОЖНЫЙ МЕХАНИЗМ ОБРАЗОВАНИЯ РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ КИЛОПАРСЕКОВЫХ ДЖЕТОВ КВАЗАРОВ С ДОМИНИРУЮЩИМИ ЯДРАМИ

© 2020 г. М. С. Бутузова^{1,*}, А. Б. Пушкарёв^{1,2,**}, Е. С. Шабловинская^{3,***}, С. В. Назаров^{1,****}

¹ Крымская астрофизическая обсерватория РАН, Научный, Россия

² Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН, Астрокосмический центр, Москва, Россия

³ Специальная астрофизическая обсерватория РАН, Нижний Архыз, Россия

*E-mail: mbutuzova@crao.crimea.ru

**E-mail: pushkarev.alexander@gmail.com

***E-mail: e.shablie@yandex.com

****E-mail: astrotourist@gmail.com

Поступила в редакцию 15.03.2020 г.

После доработки 01.06.2020 г.

Принята к публикации 30.06.2020 г.

Для интерпретации рентгеновского излучения килопарсековых джетов квазаров почти 20 последних лет широко использовалось обратное комптоновское рассеяние реликтового излучения. Недавний анализ данных наблюдений *Fermi*-LAT показал неприменимость указанного предположения для джетов нескольких квазаров. В данной работе мы рассматриваем обратное комптоновское рассеяние фотонов центрального источника как возможный механизм образования рентгеновского излучения килопарсековых джетов квазаров PKS 0637–752, 3C 273, PKS 1510–089 и PKS 1045–188. Получены оценки угла с лучом зрения и скорости килопарсековых джетов. Предсказываемый поток излучения в гамма диапазоне для всех объектов оказался ниже верхнего ограничения на поток от килопарсекового джета, полученного из данных наблюдений *Fermi*-LAT. Показано, что наше предположение о механизме образования рентгеновского излучения килопарсековых джетов согласуется со всеми имеющимися к настоящему времени данными многоволновых наблюдений.

DOI: 10.31857/S000462992011002X

1. ВВЕДЕНИЕ

Килопарсековые (кпк-) джеты активных ядер галактик наблюдаются с высоким угловым разрешением в рентгеновском диапазоне космической обсерваторией *Chandra* с 2000 г. [1]. Для первого обнаруженного джета квазара PKS 0637–752, также как и для джетов других квазаров с доминирующими ядрами, поток излучения в рентгеновском диапазоне оказался выше, чем ожидаемое значение из экстраполяции синхротронного радиооптического спектра на рентгеновские частоты [1, 2]. Это свидетельствует о разных процессах, генерирующих излучение в указанных диапазонах. В одной из первых работ для джета квазара PKS 0637–752 было показано, что наиболее вероятный механизм высокочастотного излучения — это обратное комптоновское рассеяние (ОКР) собственного синхротронного излучения [1]. Но при этом из сравнения потоков в радио- и рентгеновском диапазонах следовало, что условие рав-

нораспределения энергии между магнитным полем и частицами не выполняется: в излучающих частицах заключена большая энергия. Авторы [3, 4] предположили, что рентгеновское излучение джета PKS 0637–752 образуется за счет обратного комптоновского рассеяния реликтового излучения (ОКР/РИ, IC/СМВ). При этом полагалось, что кпк-джет, по аналогии с парсековым (пк-) джетом [5], в целом движется с ультрарелятивистской скоростью под малым углом к лучу зрения. Тогда плотность энергии реликтового излучения (РИ) в системе отсчета кпк-джета возрастает, что приводит к увеличению потока в рентгеновском диапазоне при неизменном потоке на радиочастотах и, следовательно, к выполнению условия равномерного распределения энергии. Эта модель образования рентгеновского излучения, получившая название “beamed IC/СМВ”, в дальнейшем стала широко применяться для интерпретации рентгеновского излучения кпк-джетов квазаров с доминирующими ядрами (см., напр., [6–10]).

В недавних работах показана невозможность применимости “beamed IC/СМВ” модели к высокочастотному излучению кпк-джетов квазаров PKS 0637–752 [11] и 3C 273 [12] потому, что в данных наблюдениях инструмента *Fermi-LAT* в гамма-диапазоне отсутствует высокий уровень постоянного потока излучения, характеризующего жестким спектром, который должен был бы генерироваться в кпк-джетах. Косвенным аргументом против “beamed IC/СМВ” модели является и то, что отсутствует статистически значимое различие в распределении разницы позиционных углов пк- и кпк-джетов квазаров с доминирующими ядрами, имеющих (27 объектов) и не имеющих (23 объекта) детектируемый рентгеновский поток от кпк-джета [13].

Альтернативные механизмы образования рентгеновского излучения кпк-джетов квазаров, например, такие как синхротронное излучение, производимое либо второй высокоэнергетической популяцией электронов [14], либо протонами [15], вводят дополнительные свободные параметры, варьированием которых можно получить приемлемые оценки на физические условия в кпк-джетах. Дополнительно к этому указанные механизмы требуют действия в одной области (или в близко расположенных областях) джета двух различных механизмов ускорения, что усложняет представление о физической природе струй.

С другой стороны, если отказаться от априори малого угла ($<10^\circ$) между кпк-джетом и лучом зрения, то наблюдаемые в проекции кпк-джеты в действительности находятся на меньшем расстоянии от активного ядра. Тогда, по крайней мере, для ближних к ядру узлов кпк-джетов рентгеновское излучение может образовываться вследствие обратного комптоновского рассеяния излучения центрального источника (ОКР/ЦИ, IC/CS). Под термином “узел” мы понимаем область в джете с повышенной поверхностной яркостью, что, вероятно, вызвано повышенной концентрацией излучающих частиц. ОКР/ЦИ становится более привлекательным механизмом образования рентгеновского излучения еще и потому, что излучение ЦИ на частотах от радио- до миллиметрового диапазона образуется в пк-джете [16] и вследствие релятивистских эффектов усиливается в системе отсчета кпк-джета настолько, что ОКР/ЦИ вносит существенно больший вклад, чем ОКР/РИ, в наблюдаемое рентгеновское излучение. Как было показано для кпк-джетов квазаров 3C 273 [17] и PKS 1127–145 [18], ОКР/ЦИ дает естественное объяснение наблюдаемому уменьшению рентгеновской интенсивности узлов с удалением от активного ядра и позволяет при известном спектре ЦИ определить как физические параметры узлов, так и угол с лучом зрения и скорость кпк-джета [18]. Так как часто наблюдается уменьшение рентгеновской интенсив-

ности вдоль кпк-джетов квазаров [2, 6], то это может свидетельствовать о широкой распространенности ОКР/ЦИ. Ранее этот механизм рассматривался только для радиогалактик [4, 19–21].

В данной работе мы исследуем применимость ОКР/ЦИ к интерпретации рентгеновского излучения кпк-джетов квазаров. В разделе 2 объясняем наш выбор объектов и приводим имеющиеся данные наблюдений, которые используем для определения угла с лучом зрения и скорости кпк-джетов (раздел 3). В разделе 4 проводим оценки напряженности магнитного поля и концентрации излучающих электронов. Моделируем спектр излучения джетов в рентгеновском и гамма-диапазонах для сравнения с верхним пределом на поток от кпк-джетов в гамма-диапазоне. Обсуждение результатов и выводы представлены в разделе 5.

2. ОБЪЕКТЫ И МЕТОД ИССЛЕДОВАНИЯ

Выбор объектов производился по следующим критериям. Во-первых, выбирались только квазары с доминирующими ядрами. Во-вторых, должен наблюдаться спад рентгеновской интенсивности узлов вдоль кпк-джета, что является указанием на возможность ОКР/ЦИ. При этом отбирались джеты, два и более узлов которых наблюдаются как в радио-, так и в рентгеновском диапазонах. В-третьих, необходимым было наличие данных наблюдений пк-джетов, из которых возможна оценка видимой сверхсветовой скорости компонентов и, следовательно, оценка скорости β (в единицах скорости света c) и угла пк-джета с лучом зрения θ_{pc} . Для упрощения процедуры выбора объектов мы воспользовались веб-страницами, содержащими данные о рентгеновских джетах¹, и данные наблюдений, выполненные в рамках программы MOJAVE².

Перечисленным критериям соответствуют объекты: 3C 273, PKS 1127–145, PKS 1045–188, PKS 1510–089. Угол с лучом зрения кпк-джета квазара 3C 273 в рамках ОКР/ЦИ определялся в работе [17] путем сравнения интегральных плотностей энергий ЦИ и РИ, а не сравнением производимого потока рентгеновского излучения при ОКР/ЦИ и ОКР/РИ. Поэтому 3C 273 мы оставили для данного исследования. Геометрические и кинематические параметры кпк-джета квазара PKS 1127–145 в предположении ОКР/ЦИ определены в работе [18] и здесь будут использоваться нами для сравнения. Несмотря на то что рентгеновская интенсивность узлов кпк-джета квазара PKS 0637–752 не проявляет отчетливого уменьшения с расстоянием от ядра, мы включили этот объект в выборку: он интересен как прототип, для

¹ <http://hea-www.harvard.edu/XJET/>

² <http://www.physics.purdue.edu/astro/MOJAVE/allsources.html>

которого был предложен, а затем опровергнут сценарий “beamed IC/CMB”.

В данном исследовании мы используем формулы, вывод и детальное описание которых представлены в работе [18]. Здесь мы отметим лишь основные из них. Для учета спектров как релятивистских электронов, так и рассеиваемого излучения, выражение для плотности потока рассеянного излучения находится с помощью инвариантного кинетического уравнения Больцмана для ОКР [22–24]. Так как преобладающая часть рассеиваемого излучения образуется в релятивистском ПК-джете [16], то для нахождения функции распределения рассеиваемых фотонов в системе отсчета КПК-джета из наблюдаемого спектра квазара необходимо сделать соответствующие преобразования. Переход в систему отсчета КПК-джета осуществлялся с использованием доплер-фактора $\delta = \sqrt{1 - \beta_{pc}^2} / (1 - \beta_{pc} \cos \theta_{pc})$. Скорость β_{pc} и угол зрения θ_{pc} ПК-джета определяются из видимой скорости его деталей β_{app} из выражений:

$\theta_{pc} = (1 + \beta_{app}^2)^{-0.5}$ и $\theta_{pc} \sim 1/\Gamma_{pc}$ (где $\Gamma_{pc} = 1/\sqrt{1 - \beta_{pc}^2}$ – лоренц-фактор). Для перехода в систему отсчета КПК-джета используется значение доплер-фактора ПК-джета δ_j , который бы наблюдался с КПК-

джета. Величина δ_j зависит от угла θ_{pc}^{kpc} между вектором скорости ПК-джета и направлением от ПК-джета на КПК-джет (штрих обозначает величины в системе отсчета КПК-джета). Другими словами, угол θ_{pc}^{kpc} – это угол действительного изгиба джета, происходящего между ПК- и КПК-масштабами. Угол изгиба θ_{pc}^{kpc} в системе отсчета наблюдателя может быть найден из разницы позиционных углов ПК- и КПК-джетов, ΔPA , с использованием формулы (1) из работы [25]³:

$$\text{ctg } \theta_{pc}^{kpc} = \frac{\sin \varphi - \text{tg } \Delta PA \cos \theta_{pc} \cos \varphi}{\text{tg } \Delta PA \sin \theta_{pc}}, \quad (1)$$

где φ – азимутальный угол изгиба (рис. 1). На рис. 1 представлена схема изгиба джета между ПК- и КПК-масштабами и определено направление отсчета φ . Видно, что если КПК-джет отклоняется от ПК-джета в сторону направления оси z , то $0^\circ < \varphi < 180^\circ$, как это имеет место для PKS 0637–752 и PKS 1045–188. Если КПК-джет отклоняется в сторону, противоположную направлению оси z , то $180^\circ < \varphi < 360^\circ$, что справедливо для 3C 273 и PKS 1510–089. Для каждого значения φ , находящегося в заданном для рассматриваемого объекта интервале, и изменяющегося с шагом 1° , из фор-

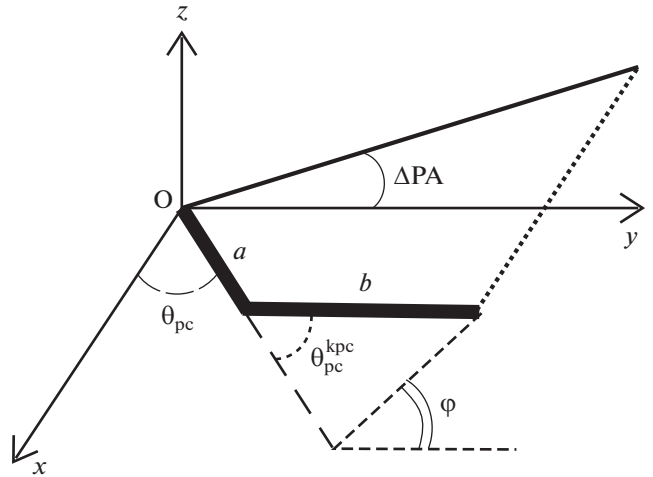


Рис. 1. Схема изгиба джета, происходящего между ПК- (a) и КПК- (b) масштабами. Ось x направлена вдоль луча зрения, ось y – вдоль проекции ПК-джета на картинную плоскость. Обозначены углы, используемые в выражении (1) для определения угла изгиба джета θ_{pc}^{kpc} .

мулы (1) мы получили значения θ_{pc}^{kpc} . При этом начальное значение φ было больше значения нижней границы рассматриваемого интервала возможных значений φ на 0.1° . Наибольшие значения (несколько десятков градусов) соответствуют $\varphi \approx \Delta PA$ ($\varphi \approx \Delta PA + 180^\circ$ для PKS 1510–089). В преобладающем большинстве случаев $\theta_{pc}^{kpc} < 10^\circ$. На рис. 2 представлены гистограммы распределения θ_{pc}^{kpc} в интервалах, в которых находятся не менее 86% значений. Распределения θ_{pc}^{kpc} не описываются стандартными статистическими распределениями, поэтому в качестве оценки θ_{pc}^{kpc} использовалось округленное до градусов медианное значение из находящихся в приведенных на рис. 2 интервалах. Полученное таким образом θ_{pc}^{kpc} для каждого объекта представлено в табл. 1. Отметим, что в формуле (1) не учитывается релятивистская абберация, которая при замедлении джета будет приводить к увеличению угла джета с лучом зрения. Причем это изменение будет происходить в плоскости, ортогональной картинной, и содержащей ось джета и луч зрения. Если КПК-джет имеет скорость β_{kpc} , то угол, используемый при вычислении δ_j , определяется формулой

$$\theta_{pc}^{kpc} = \arctg \left(\frac{\beta_{pc} \sin \theta_{pc}^{kpc} \sqrt{1 - \beta_{kpc}^2}}{\beta_{pc} \cos \theta_{pc}^{kpc} - \beta_{kpc}} \right). \quad (2)$$

³ ΔPA , θ_{pc} , θ_{pc}^{kpc} в работе [25] обозначаются η , θ , ζ соответственно.

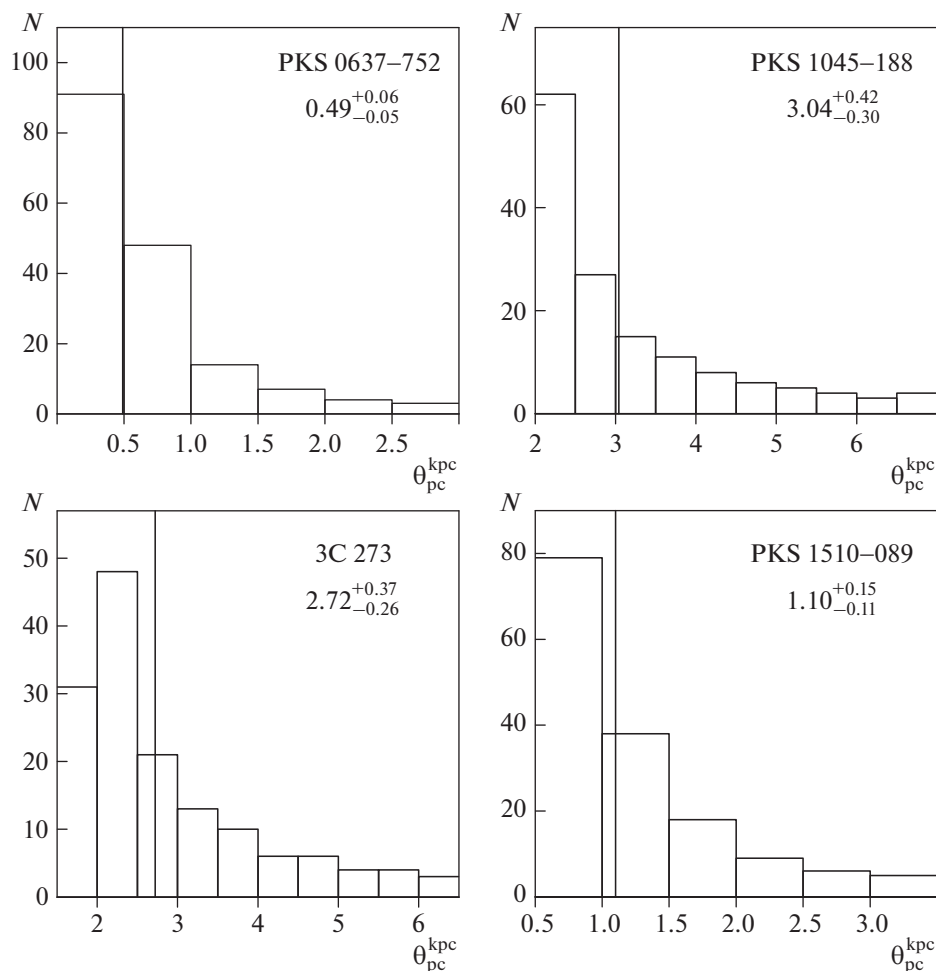


Рис. 2. Распределение значений $\theta_{\text{pc}}^{\text{kpc}}$ при изменении φ в допустимых пределах с шагом в 1° . В случае PKS 1045–188, 3C 273, PKS 1510–089 величины $\theta_{\text{pc}}^{\text{kpc}}$ меньше нижней границы приведенных интервалов отсутствуют. При построении графиков было использовано не менее 86% полученных при различных φ значений $\theta_{\text{pc}}^{\text{kpc}}$. Сплошная вертикальная линия обозначает медианное значение $\theta_{\text{pc}}^{\text{kpc}}$ из значений, находящихся в приводимом интервале. Медианное значение $\theta_{\text{pc}}^{\text{kpc}}$ приведено под названием объекта.

При последующих оценках мы используем выражение (1) потому, что отсутствуют априорные значения скорости и угла зрения кпк-джета. Когда в рамках ОКР/ЦИ параметры θ_{kpc} и β_{kpc} будут оценены, тогда станет возможно использовать формулу (2), что в итоге приведет к изменению оценок на θ_{kpc} и β_{kpc} . После нескольких итераций возможно достижение хорошо согласованных между собой значений всех рассматриваемых параметров. Но, как отмечается в работе [18], оценки концентрации излучающих электронов и напряженности магнитного поля существенно не изменяются при увеличении значения угла $\theta_{\text{pc}}^{\text{kpc}}$ в несколько раз. Как будет показано в разделе 3, θ_{kpc} в лучшем случае определяется в некотором интервале, но для

части источников может быть получено только нижнее ограничение на значение θ_{kpc} . Поэтому использование в дальнейших вычислениях только значения $\theta_{\text{pc}}^{\text{kpc}}$, полученного из выражения (1), оправданно. Также отметим, что есть наблюдательные свидетельства того, что кпк-джеты имеют умеренно релятивистскую скорость распространения [30–33], и чем меньше β_{kpc} , тем меньше разница в значениях $\theta_{\text{pc}}^{\text{kpc}}$ и $\theta_{\text{kpc}}^{\text{kpc}}$.

Для определения функции распределения рассеиваемых фотонов полагается, что спектр излучения степенной (плотность потока излучения $F_{\nu} = Q\omega^{-\alpha}$, α – спектральный индекс). Спектры рассматриваемых объектов в диапазоне от радио-

Таблица 1. Основная информация об анализируемых квазарах и их парсековых джетах

Объект	z	D_L , Мпк	кпк в 1''	β_{app}	β_{pc}	θ_{pc}, \circ	PA_{pc}, \circ	PA_{kpc}, \circ	$\Delta PA, \circ$	θ_{pc}^{kpc}, \circ
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	(7)	(8)	(9)	(10)	(11)
PKS 0637-752	0.653	3909.3	6.94	13.3 ± 1.0 [26]	0.997	4	273 [26]	278 [1]	5	1
PKS 1045-188	0.595	3487.7	6.65	10.35 ± 0.32 [28]	0.995	6	146 [27]	125 [27]	21	3
3C 273	0.158	747.0	2.70	8.09 ± 0.06 [28]	0.992	7	238 [27]	222 [27]	16	3
PKS 1510-089	0.36	1907.0	5.00	18.4 ± 2.4 [28]	0.999	3	328 [27]	163 [27]	165	1

Примечание. В столбцах приведены: (1) объект; (2) красное смещение; (3) фотометрическое расстояние (в статье мы используем Λ CDM-модель со следующими параметрами $H_0 = 71 \text{ км с}^{-1} \text{ Мпк}^{-1}$, $\Omega_m = 0.27$, $\Omega_\Lambda = 0.73$ [29]); (4) соответствие между угловым масштабом и линейным; (5) видимая средняя скорость деталей пк-джета; (6) и (7) оцененные из β_{app} скорость и угол с лучом зрения пк-джета, соответственно; (8) и (9) позиционные углы пк- и кпк-джетов, соответственно; (10) разница позиционных углов пк- и кпк-джетов; (11) действительный угол изгиба джета между пк- и кпк-масштабами в системе отсчета наблюдателя. Данные в столбцах (7–11) приведены в градусах.

до миллиметровых длин волн представлены на рис. 3, из которого видно, что они могут быть описаны несколькими степенными участками. Индексами “1” и “2” были обозначены участки спектра ЦИ, которые мы ассоциируем с излучением пк-джета, создаваемым в оптически толстой и тонкой средах, соответственно. Индекс “3” отмечает участки, которые мы соотносим с низкочастотным излучением кпк-джета. Модельные параметры спектров ЦИ приведены в табл. 2. Для более детального описания изгиба между участками “1” и “2” мы использовали функцию вида $F_\nu \propto [b(\omega/\omega_0)^{-\alpha_1} + d(\omega/\omega_0)^{-\alpha_2}]^{-1}$, где b, d – параметры, $\alpha_{1,2}$ – спектральные индексы участков “1” и “2”, соответственно, ω_0 – частота “перегиба” спектра между участками “1” и “2”. Данные наблюдений для каждого из объектов мы брали из базы данных NED⁴ и в основном они представлены в работах [34, 35] для 3C 273, [16, 36–42] для PKS 1045–188, [38, 43, 44] для PKS 1510–089, [26, 41, 45–47] для PKS 0637–752.

Как показано в работе [18], при ОКР степенных фотонных и электронных энергетических спектров возможны два случая, каждый из которых характеризуется своим спектральным индексом рассеянного излучения α_x . В первом случае, при ограничении со стороны фотонного спектра, основной вклад в рассеянное излучение на заданной частоте дает ОКР фотонов с частотой, соответствующей одной из границ фотонного спектра на электронах с энергией, далекой от граничных значений (см. рис. 4b). Тогда спектральная плот-

ность потока рассеянного излучения определяется формулой

$$F(\omega_x) = (1+z)^{\alpha-(\gamma-1)/2} \times A \frac{[2(1-\cos\theta_{kpc})]^{(\gamma+1)/2}}{(\gamma+1)|\gamma-2\alpha-1|} \omega_{cut,j}^{(\gamma-1)/2-\alpha} \omega_x^{-(\gamma-1)/2}, \quad (3)$$

где

$$A = \left(\frac{\delta_j}{\delta}\right)^{3+\alpha} r_e^2 \frac{V \sin^2 \theta_{kpc} (m_e c^2)^{1-\gamma}}{R^2} \mathcal{H} Q,$$

z – красное смещение объекта, α – спектральный индекс рассеиваемого фотонного спектра, γ – спектральный индекс электронного энергетического распределения, r_e и m_e – классический радиус и масса покоя электрона, V – объем излучающей области (узла кпк-джета), θ_{kpc} – угол кпк-джета с лучом зрения, R – расстояние от ЦИ до рассматриваемого узла кпк-джета, \mathcal{H} – коэффициент пропорциональности распределения электронов по энергиям, ω_x – наблюдаемая рентгеновская частота. Если выполняется следующее соотношение для спектрального индекса радиоизлучения узла кпк-джета $\alpha_R = (\gamma-1)/2 > \alpha$, то $\omega_{cut,j}$ соответствует верхней границе степенного фотонного спектра (рассматриваемого степенного участка), в противном случае $\omega_{cut,j}$ – нижняя граница. Мы полагаем изотропное распределение электронов в узле. Индекс “j” обозначает частоту, которую имеет фотон с частотой ω в системе отсчета кпк-джета

$$\omega_j = \omega(1+z)\delta_j/\delta. \quad (4)$$

Во втором случае присутствует ограничение со стороны электронного спектра, которое за-

⁴ <http://ned.ipac.caltech.edu/>

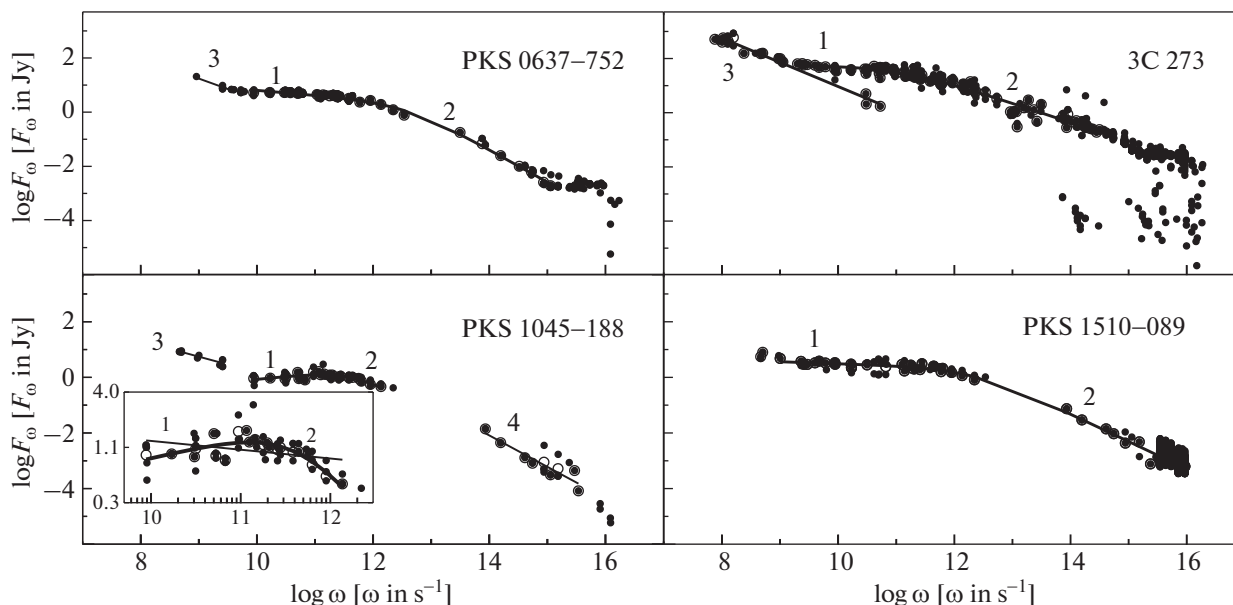


Рис. 3. Наблюдаемые спектры квазаров и их аппроксимации. Окружности означают усредненные по плотности потока данные наблюдений на одной частоте. Для квазара PKS 1045–089 дополнительно показан радиоспектр крупным планом для отображения аппроксимаций как одним, так и двумя степенными законами.

ключается в том, что практически все рассеянное излучение на заданной частоте образуется за счет рассеяния фотонов с частотой, далекой от граничных значений, электронами с энергией, соответствующей одному из граничных значений степенного распределения (рис. 4с). Тогда спектральная плотность потока рассеянного излучения имеет вид

$$F(\omega_X) = A \frac{[2(1 - \cos \theta_{\text{кпе}})]^{\alpha+1}}{2(\alpha+1)|2\alpha - \gamma + 1|} \Gamma_{\text{cut}}^{2\alpha-\gamma+1} \omega_X^{-\alpha}, \quad (5)$$

где Γ_{cut} соответствует нижней границе степенного энергетического электронного спектра, если выполняется условие $\alpha_R > \alpha$, иначе Γ_{cut} – верхняя граница.

Выбор между формулами (3) и (5) осуществляется путем сравнения спектральных индексов излучения определенного узла кпк-джета в радио- и рентгеновском диапазонах и спектральных индексов выделенных степенных участков спектра соответствующего центрального источника. Если значения спектральных индексов радио- и рентгеновского излучения узла соответствуют друг другу, $\alpha_R \approx \alpha_X$, то мы применяли выражение (3). Если $\alpha_X \neq \alpha_R$, то сравнивали α_X со спектральными индексами степенных участков спектра ЦИ, и при $\alpha_X \approx \alpha_i$ использовали выражение (5) с подстановкой параметров α и Q , соответствующих i -му участку спектра ЦИ. Для исследуемых источников всегда выполнялся либо первый, либо второй вариант. Ситуация с $\alpha_R \neq \alpha_X$ и $\alpha_X \neq \alpha_i$ в

рамках ОКР/ЦИ может быть интерпретирована тем, что имеется излом в рентгеновском спектре узла, вызванный переходом от ограничения фотонным спектром к ограничению электронным спектром, как, например, это происходит в высокоэнергетическом спектре ближних к ядру узлов кпк-джета квазара PKS 1127–145 [18].

3. УГОЛ С ЛУЧОМ ЗРЕНИЯ И СКОРОСТЬ КИЛОПАРСЕКОВЫХ ДЖЕТОВ

С удалением от ЦИ концентрация фотонов, рассеиваемых при ОКР, уменьшается, что при схожей концентрации ультрарелятивистских электронов в узлах дает в результате уменьшение их рентгеновской интенсивности. В узлах, расположенных дальше некоторого определенного расстояния от ЦИ, плотность фотонов ЦИ настолько спадает, что основным источником фотонов для ОКР становится реликтовое излучение. Постоянная концентрация фотонов РИ приводит к тому, что рентгеновская интенсивность этих узлов примерно одинаковая, как это имеет место в кпк-джете квазара 3C 273 [48, 49]. А именно, в двух ближних к ЦИ узлах рентгеновская интенсивность уменьшается с удалением от ЦИ, тогда как в остальных имеет малое, примерно постоянное значение. Джеты остальных выбранных объектов, за исключением PKS 0637–752 [1], проявляют только уменьшение рентгеновской интенсивности узлов при удалении от ЦИ [6, 8, 50]. Поэтому мы предполагаем, что рентгеновское излучение всех узлов джетов PKS 0637–752,

Таблица 2. Параметры аппроксимации спектров центральных источников степенными законами

Объект	Участок	Диапазон ω , с ⁻¹	Q , 10 ⁻²³ эрг/см ² /с ^α	α	χ^2
PKS 0637–752	1	$8 \times 10^9 - 3.7 \times 10^{12}$	412.13 ± 40.37	0.18 ± 0.04	0.095
	2	$3.7 \times 10^{12} - 2 \times 10^{15}$	$(2.67 \pm 0.75) \times 10^{15}$	1.20 ± 0.05	0.095
	3	$9 \times 10^8 - 4 \times 10^9$	$(1.57 \pm 0.11) \times 10^8$	0.77 ± 0.10	0.022
PKS 1045–188	1	$8 \times 10^9 - 4.3 \times 10^{11}$	$(6.1 \pm 4.4) \times 10^{-3}$	-0.21 ± 0.01	0.099
	2	$4.3 \times 10^{11} - 2 \times 10^{12}$	$(1.93 \pm 0.10) \times 10^{13}$	1.12 ± 0.04	0.099
	3	$4 \times 10^8 - 3 \times 10^9$	$(6.30 \pm 0.19) \times 10^5$	0.56 ± 0.08	0.057
	1–2	$8 \times 10^9 - 2 \times 10^{12}$	9.97 ± 2.33	0.13 ± 0.05	0.313
	4	$8 \times 10^{13} - 4 \times 10^{15}$	$(5.34 \pm 0.87) \times 10^{13}$	1.13 ± 0.15	0.371
3C 273	1	$2 \times 10^9 - 9.3 \times 10^{10}$	25.45 ± 3.18	-0.04 ± 0.13	2.106
	2	$9.3 \times 10^{10} - 3 \times 10^{14}$	$(4.28 \pm 0.01) \times 10^9$	0.71 ± 0.05	2.106
	3	$7 \times 10^7 - 6 \times 10^{10}$	$(7.89 \pm 0.19) \times 10^9$	0.89 ± 0.04	0.255
PKS 1510–089	1	$1 \times 10^9 - 2.2 \times 10^{12}$	15.44 ± 0.89	-0.07 ± 0.03	0.472
	2	$2.2 \times 10^{12} - 2 \times 10^{16}$	$(3.66 \pm 0.044) \times 10^{12}$	0.99 ± 0.04	0.472

PKS 1045–188, PKS 1510–089 образуется за счет ОКР/ЦИ. В самых дальних узлах этих джетов, обнаруживаемых в радиодиапазоне, рентгеновское излучение не детектируется, и в них, возможно, происходит ОКР/РИ.

Из сравнения плотностей потоков рассеянного излучения, образующегося в результате ОКР/ЦИ при ограничении со стороны фотонного спектра и ОКР/РИ, становится возможным определить угол кпк-джета с лучом зрения (см. подробнее в

[17, 18]). Или, по крайней мере, нижний предел на его значение [18]

$$\theta_{\text{кpc}}^{\gamma+3} \geq \frac{2^{\gamma+1} |2\alpha + 1 - \gamma| W_{\text{СМВ}}}{\gamma + 3} \frac{4\pi c R^2}{L_{\text{CS}}} \left(\frac{\omega_{\text{СМВ}}}{\omega_{\text{cut, j}}} \right)^{(\gamma-1)/2-1}, \quad (6)$$

где γ – спектральный индекс энергетического электронного распределения в самом дальнем, находящиеся на проекционном расстоянии R от ЦИ, узле, рентгеновское излучение которого образуется за счет ОКР/ЦИ, $\omega_{\text{СМВ}}$ и $W_{\text{СМВ}}$ – частота

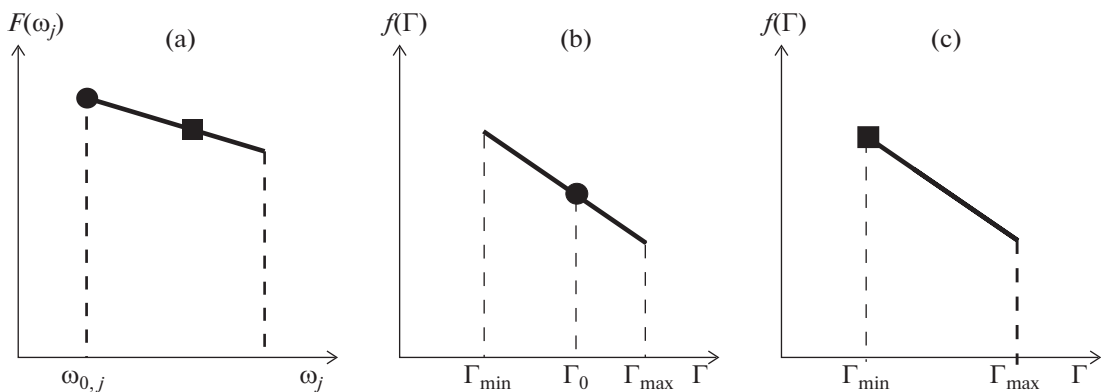


Рис. 4. Схема степенных спектров рассеиваемого излучения (а) и ультрарелятивистских электронов (б, в). Одинаковыми символами отмечены части электронного и фотонного спектров, дающих при ОКР основной вклад в наблюдаемое рентгеновское излучение на фиксированной частоте. Проиллюстрированы ограничение при ОКР со стороны фотонного спектра (б) и ограничение со стороны электронного спектра (в).

Таблица 3. Угол с лучом зрения и скорость килопарсековых джетов квазаров

Объект	$\theta_{\text{крс}}, ^\circ$	$\delta_{\text{крс}}$	$\beta_{\text{крс}}$	$\Gamma_{\text{крс}}$
PKS 0637–752	27*	2.19	0.87	2.0
	37**		0.91	2.4
			0.98	4.7
PKS 1045–188	34*	1.79	0.81	1.7
	44**		0.84	1.9
			0.70	1.4
3C 273	25–26	2.37	0.74	1.5
			0.90	2.3
PKS 1510–089	24*	2.43	0.91	2.4
			0.88	2.1
			0.94	2.9
PKS 1127–145***	34**	1.77	0.598	1.3
			0.984	5.6
PKS 1127–145***	35	1.74	0.8	1.7

Примечание. * Нижнее ограничение на угол $\theta_{\text{крс}}$. ** Значение $\theta_{\text{крс}}$ на 10° , превышающее минимальное, приведено для сравнения. *** Угол с лучом зрения и скорость кпк-джета определены в работе [18] и приведены здесь для сравнения.

максимума и плотность энергии реликтового излучения на красном смещении рассматриваемого объекта, соответственно, а

$$L_{\text{CS}} = 4\pi(1+z)^{3+\alpha} \left(\frac{\delta_j}{\delta}\right)^{3+\alpha} D_L^2 Q \omega_{\text{cut}}^{-\alpha+1} \quad (7)$$

– светимость ЦИ в системе отсчета кпк-джета, D_L – фотометрическое расстояние объекта, Q и α – коэффициент пропорциональности и спектральный индекс степенного участка спектра ЦИ, рассеяние фотонов которого дает основной вклад в наблюдаемое рентгеновское излучение от данного узла. Меняя знак неравенства в выражении (6), что соответствует доминированию ОКР/РИ над ОКР/ЦИ, и используя для R удаление самого ближнего узла, рентгеновское излучение которого предположительно образуется за счет ОКР/РИ, определяем верхнее ограничение на значение $\theta_{\text{крс}}$. Полученные таким образом углы кпк-джетов рассматриваемых квазаров представлены в табл. 3. Отметим, что для кпк-джетов PKS 0637–752, PKS 1045–188, PKS 1510–089 рентгеновское излучение, на основе которого мы оцениваем нижнее ограничение на значение угла с лучом зрения, зафиксировано от прямой части джета. При удалении от центрального источника за прямой частью джетов на радиокартах проявляется изгиб и угол с лучом зрения части джета после изгиба может быть больше.

Обратим внимание на то, что углы $\theta_{\text{крс}}$ составляют несколько десятков градусов, тогда как углы с лучом зрения кпк-джетов этих источников не более 7° (см. табл. 1). Это различие может быть объяснено с помощью эффекта релятивистской абберации при замедлении истинно прямого джета между кпк- и кпк- масштабами [18]. Тогда может быть оценен доплер-фактор кпк-джетов $\delta_{\text{крс}}$, значение которого в среднем для всех источников составляет 2 (см. табл. 3). Зная $\delta_{\text{крс}}$ и $\theta_{\text{крс}}$, возможно оценить скорость кпк-джетов $\beta_{\text{крс}}$, значения которой в основном лежат в интервале от ≈ 0.7 до 0.9, и соответствующий ей лоренц-фактор $\Gamma_{\text{крс}} \approx 1.2$ –2.9 (см. табл. 3).

4. ФИЗИЧЕСКИЕ ПАРАМЕТРЫ КИЛОПАРСЕКОВЫХ ДЖЕТОВ

Релятивистские электроны, принадлежащие одному и тому же степенному энергетическому распределению, генерируют синхротронное излучение в радиодиапазоне и посредством ОКР в рентгеновском. Поэтому сравнивая спектральные потоки на радио- и рентгеновской частотах, можно оценить перпендикулярную лучу зрения составляющую магнитного поля [18]:

$$B_{\perp} = \left[\frac{32\pi^2 D_L^2}{c\sigma_T V \mathcal{K}} (1+z)^{3+\alpha_R} (m_e c^2)^{\gamma-1} \times \left(0.29 \frac{3e}{2m_e c} \right)^{1-\alpha_R} \omega_R^{\alpha_R} F_R \right]^{1/(1+\alpha_R)}, \quad (8)$$

где σ_T – томсоновское сечение рассеяния, e – заряд электрона, α_R – спектральный индекс радиоизлучения, F_R – наблюдаемый поток на частоте ω_R . Нормировочный коэффициент \mathcal{K} электронного спектра выражается из наблюдаемого спектрального потока в рентгеновском диапазоне по формулам (3) или (5), что делает оценку B_{\perp} не зависящей от объема излучающей области и концентрации излучающих электронов. Определенные таким образом значения B_{\perp} оказываются на один-два порядка величины ниже значения магнитного поля, соответствующего условию равномерного распределения энергии между излучающими электронами и магнитным полем (см. табл. 4–8). При этом значения B_{\perp} примерно в 2 раза больше магнитного поля, определяемого из ОКР/РИ.

При ОКР/ЦИ с ограничением, задаваемым фотонным спектром, в формулу спектральной плотности потока рассеянного излучения (3) входит одна из границ степенного энергетического спектра рассеиваемых фотонов. Эта частота может быть определена из наблюдаемого спектра

Таблица 4. Физические параметры узлов джета квазара PKS 0637–752

Узел	$\theta_{\text{крс}}, ^\circ$	$n_{e10}, \text{см}^{-3}$	$n_{e100}, \text{см}^{-3}$	$B_{\perp}, \text{Гс}$	$B_{\text{eq}}, \text{Гс}$	$B_{\perp, \text{СМВ}}, \text{Гс}$	e^- -спектр
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	(7)	(8)
WK5.7	27	0.83	0.02	7.2×10^{-6}	1.6×10^{-4}	3.2×10^{-6}	$\Gamma_{\text{br}} < 5 \times 10^5$ $\Gamma_{\text{min}} < 400$
	37	0.21	0.01	1.8×10^{-5}	1.7×10^{-4}		
WK7.8	27	9.72	0.24	2.9×10^{-6}	2.0×10^{-4}	1.9×10^{-6}	
	37	2.43	0.06	7.4×10^{-6}	2.2×10^{-4}		
WK8.9	27	14.00	0.37	2.2×10^{-6}	2.0×10^{-4}	1.6×10^{-6}	
	37	3.69	0.09	5.5×10^{-6}	2.1×10^{-6}		
WK9.7	27	10.15	0.26	2.8×10^{-6}	2.0×10^{-4}	2.3×10^{-6}	
	37	2.53	0.06	7.2×10^{-6}	2.2×10^{-4}		

Примечание. В столбцах приведены: (1) узел; (2) используемое при расчетах $\theta_{\text{крс}}$; (3) и (4) концентрации электронов при $\Gamma_{\text{min}} = 10$ и $\Gamma_{\text{min}} = 100$; (5) магнитное поле, определяемое из отношения потоков в радио- и рентгеновском диапазонах; (6) магнитное поле, определяемое по радиоизлучению узла, необходимое для выполнения условия равнораспределения энергии при $\Gamma_{\text{min}} = 10$; (7) магнитное поле, определяемое в предположении ОКР/РИ при $\delta_{\text{крс}} = 1$; (8) границы степенного распределения электронов.

Таблица 5. Физические параметры узлов А и В2 джета квазара 3С 273, в которых происходит ОКР/ЦИ

Узел	$\theta_{\text{крс}}, ^\circ$	$n_{e10}, \text{см}^{-3}$	$n_{e100}, \text{см}^{-3}$	$B_{\perp}, \text{Гс}$	$B_{\text{eq}}, \text{Гс}$	$B_{\perp, \text{СМВ}}, \text{Гс}$	e^- -спектр
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	(7)	(8)
А	27	3.47	0.33	6.1×10^{-7}	2.5×10^{-3}	4.3×10^{-7}	$\Gamma_{\text{min}} < 50$
В2	27	6.1×10^{-2}	5.8×10^{-3}	1.2×10^{-5}	3.0×10^{-3}	7.5×10^{-6}	$\Gamma_{\text{max}} \leq 10^5$

Примечание. В столбцах приведены: (1) узел; (2) используемое при расчетах $\theta_{\text{крс}}$; (3) и (4) концентрации электронов при $\Gamma_{\text{min}} = 10$ и $\Gamma_{\text{min}} = 40$; (5) магнитное поле, определяемое из отношения потоков в радио- и рентгеновском диапазонах; (6) магнитное поле, определяемое по радиоизлучению узла, необходимое для выполнения условия равнораспределения энергии при $\Gamma_{\text{min}} = 10$; (7) магнитное поле, определяемое в предположении ОКР/РИ при $\delta_{\text{крс}} = 1$; (8) границы степенного распределения электронов.

Таблица 6. Физические параметры узлов А, В и С джета квазара PKS 1510–089, определяемые в предположении ОКР/ЦИ

Узел	$\theta_{\text{крс}}, ^\circ$	$n_{e10}, \text{см}^{-3}$	$n_{e100}, \text{см}^{-3}$	$B_{\perp}, \text{Гс}$	$B_{\text{eq}}, \text{Гс}$	$B_{\perp, \text{СМВ}}, \text{Гс}$	e^- -спектр
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	(7)	(8)
А	24	0.34	0.02	2.0×10^{-7}	4.8×10^{-5}	8.2×10^{-8}	$1.4 \times 10^3 < \Gamma_{\text{min}} < 1.7 \times 10^4$
	34	0.12	7×10^{-3}	4.7×10^{-7}	5.2×10^{-5}		$\Gamma_{\text{max}} < 10^6$
В	24	0.10	6×10^{-3}	5.8×10^{-7}	5.5×10^{-5}	1.1×10^{-7}	$\Gamma_{\text{min}} \leq 355$
	34	0.02	2×10^{-3}	1.7×10^{-6}	4.8×10^{-5}		$\Gamma_{\text{max}} < 5 \times 10^4$
С	24	0.04	3×10^{-3}	1.9×10^{-7}	3.4×10^{-5}	1.4×10^{-7}	$\Gamma_{\text{min}} \leq 355$
	34	0.01	6×10^{-4}	5.7×10^{-7}	3.7×10^{-5}		$\Gamma_{\text{max}} < 5 \times 10^4$

Примечание. В столбцах указано: (1) узел; (2) используемое при расчетах $\theta_{\text{крс}}$; (3) и (4) концентрация электронов при $\Gamma_{\text{min}} = 10$ и $\Gamma_{\text{min}} = 100$, соответственно; (5) магнитное поле, определяемое из отношения потоков в радио- и рентгеновском диапазонах, при вычислениях для узла А принималось $\Gamma_{\text{min}} = 10$, значения для остальных узлов не зависят от Γ_{min} ; (6) магнитное поле, определяемое по радиоизлучению узла, необходимое для выполнения условия равнораспределения энергии при $\Gamma_{\text{min}} = 10$; (7) магнитное поле, определяемое в предположении ОКР/РИ при $\delta_{\text{крс}} = 1$, значения, приведенные для узла А получены при $\Gamma_{\text{br}} = 10^4$; (8) границы степенного распределения электронов.

Таблица 7. Данные наблюдений для узлов джета PKS 1045–188 в рентгеновском и радиодиапазонах

Узел	R , "	$F_{0.5-7}$, эрг см ⁻² с ⁻¹	F_1 , эрг см ⁻² с ⁻¹ Гц ⁻¹	α_x	F_R , мЯн
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)
A	4	1.07×10^{-14}	1.46×10^{-32}	0.87 ± 0.38	24.4
B	7	4.76×10^{-15}	6.06×10^{-33}	0.78 ± 1.37	78.3

Примечание. В столбцах приведены: (1) используемая в данной статье номенклатура узлов; (2) расстояние от ЦИ; (3) интегральный поток в диапазоне 0.5–7 кэВ; (4) поток на частоте, соответствующей энергии фотона 1 кэВ; (5) спектральный индекс в рентгеновском диапазоне; (6) плотность потока на частоте 1.43 ГГц [66].

Таблица 8. Физические параметры узлов джета квазара PKS 1045–188, определяемые в предположении ОКР/ЦИ

Узел	$\theta_{\text{крс}}$, °	n_{e10} , см ⁻³	n_{e100} , см ⁻³	B_{\perp} , Гс	B_{eq} , Гс	$B_{\perp, \text{СМВ}}$, Гс	e^- -спектр
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	(7)	(8)
A	34	1.23	0.08	5.3×10^{-7}	7.3×10^{-5}	8.3×10^{-7}	$\Gamma_{\text{min}} < 1.7 \times 10^3$ $6.2 \times 10^3 < \Gamma_{\text{max}} \leq 5 \times 10^5$
	44	0.45	0.03	1.1×10^{-6}	7.7×10^{-5}		
B	34	1.57	0.99	5.3×10^{-6}	1.0×10^{-4}	3.0×10^{-6}	
	44	1.26	0.08	1.5×10^{-5}	1.1×10^{-4}		

Примечание. В столбцах указано: (1) узел; (2) используемое при расчетах $\theta_{\text{крс}}$; (3) и (4) концентрации электронов при $\Gamma_{\text{min}} = 10$ и $\Gamma_{\text{min}} = 100$, соответственно; (5) магнитное поле, определяемое из отношения потоков в радио- и рентгеновском диапазонах; (6) магнитное поле, определяемое по радиоизлучению узла, необходимое для выполнения условия равномерного распределения энергии при $\Gamma_{\text{min}} = 10$; (7) магнитное поле, определяемое в предположении ОКР/РИ при $\delta_{\text{крс}} = 1$; (8) границы степенного распределения электронов.

ЦИ (см. (4)). Тогда как в выражение для $F(\omega_x)$ при ограничении электронным спектром (5) входит одна из его границ, которая неизвестна. Некоторые оценки на границы электронного спектра можно получить из синхротронного радио-, инфракрасного и оптического излучения и из ОКР/ЦИ при использовании связи между энергиями взаимодействующих частиц

$$\Gamma^2 = \frac{\omega_x}{k_{\text{IC}} \omega_j}, \quad (9)$$

где коэффициент $k_{\text{IC}} = 4/[3(1+z)]$. Рассмотрим каждый объект подробнее.

4.1. PKS 0637–752

Морфология кпк-джета квазара PKS 0637-752 подробно описана в работах [1, 5]. В радиодиапазоне джет направлен к западу и, начиная с расстояния $\approx 10''$ от ядра, изгибается к северу. К востоку от ядра присутствует контр-лоуба. Рентгеновское излучение детектируется от узлов джета WK 5.7, WK 7.8, WK 8.9, WK 9.7, находящихся на расстоянии 5–10'' от ядра⁵. В оптическом диапазоне обнаруживаются узлы WK 7.8, WK 8.9, WK 9.7 [51],

для первых двух из которых зарегистрировано инфракрасное излучение [52]. Для области от 3'' до 10'' от ядра спектральный индекс в радиодиапазоне $\alpha_R = 0.81$ [5]. В рентгеновском диапазоне для области, расположенной в пределах 4.0–6.5'' от ядра, спектральный индекс $\alpha_x = 1.1 \pm 0.3$, тогда как для области, центрированной на узле WK 8.9 и имеющей радиус 2.5'', $\alpha_x = 0.85 \pm 0.1$ [5]. Поскольку для узлов WK 7.8, WK 8.9, WK 9.7 в пределах погрешностей спектральные индексы радио- и рентгеновского излучения равны, $\alpha_R = \alpha_x$, то в этих узлах рентгеновское излучение образуется за счет ОКР фотонов, принадлежащих 2-му участку спектра ЦИ при ограничении со стороны фотонного спектра. Так как спектральный индекс излучения 2-го участка спектра ЦИ $\alpha_2 > \alpha_R$, то из выражения (3) следует, что основной вклад в рентгеновское излучение на частоте наблюдения $\omega_x = 1.5 \times 10^{18}$ с⁻¹ (энергия фотонов 1 кэВ) дает ОКР фотонов с частотой, соответствующей нижней границе (см. табл. 2). При этом рассеяние

⁵ В номенклатуре отображается принадлежность узлов джету, находящемуся с западной стороны от ядра, и их угловое расстояние от ядра.

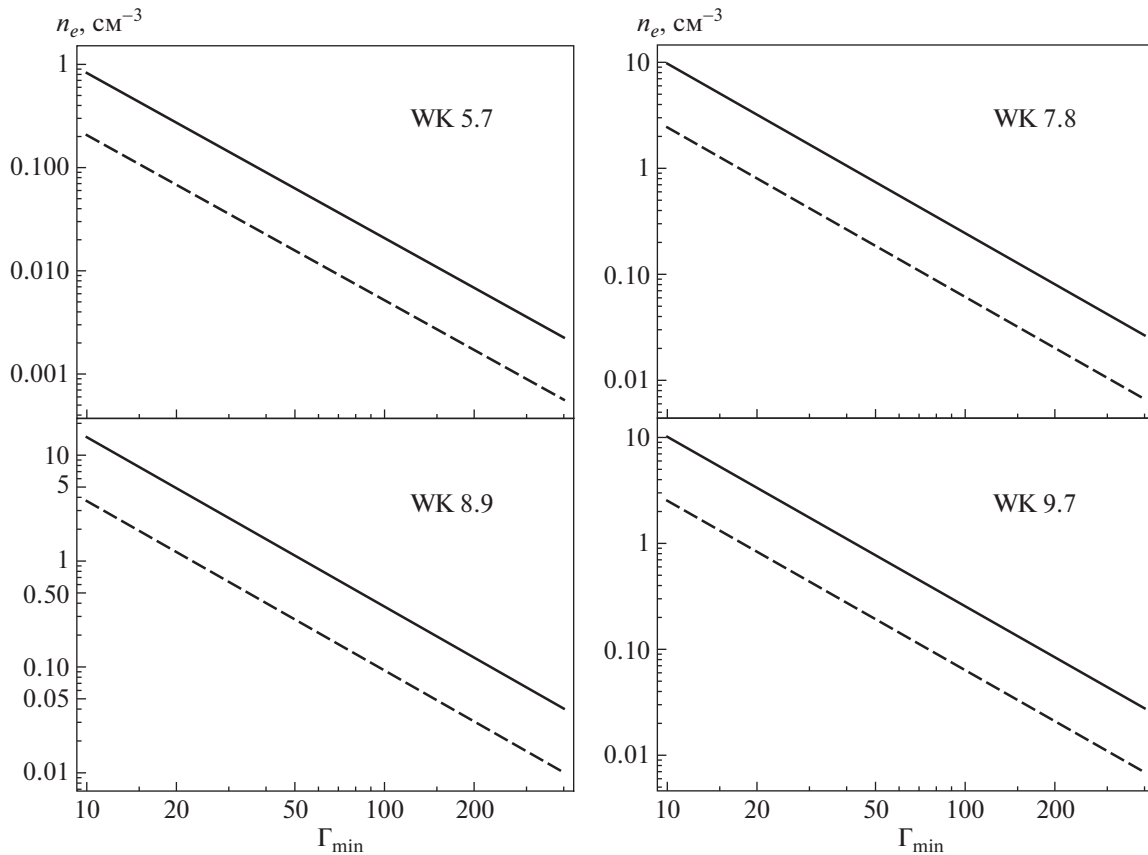


Рис. 5. Концентрация излучающих электронов в узлах джета PKS 0637–752 в зависимости от Γ_{\min} . Сплошные линии соответствует нижнему ограничению на угол кпк-джета с лучом зрения в $\theta_{\text{кпс}} = 24^\circ$, штриховые линии – $\theta_{\text{кпс}} = 34^\circ$.

происходит на электронах, принадлежащих степенному распределению со спектральным индексом $\gamma = 2\alpha_R + 1 \approx 2.6$. Частоту, соответствующую верхней границе 1-го участка и нижней границе 2-го участка спектров ЦИ в системе отсчета кпк-джета обозначим $\omega_{0,j}$. При этом, как видно из рис. 4б, нижняя граница электронного спектра Γ_{\min} меньше лоренц-фактора электронов, рассеивающих фотоны с $\omega_{0,j}$ на частоту ω_χ . Из выражения (9) следует, что $\Gamma_{\min} < 400$. Мы учитывали это в дальнейших оценках напряженности магнитного поля и концентрации излучающих электронов. Указанные оценки проводились с использованием данных наблюдений [5, 51] и формул (3), (8) для верхнего ограничения на размер узлов в $0.4''$ [5]. Магнитные поля при выполнении условия равномерного распределения энергии и в предположении ОКР/РИ оценивались по выражениям (9) в [18] и (10) в [17] (с коррекцией на z и множитель 0.29), соответственно. Полученные величины этих параметров представлены в табл. 4 и проиллюстрированы на рис. 5 и 6. Если действительный размер излучающей области меньше $0.4''$, то значения

магнитного поля и концентрации электронов несколько больше.

Для узла WK 5.7 в пределах погрешностей измерения выполняется соотношение $\alpha_\chi = \alpha_R$. Следовательно, рентгеновское излучение образуется за счет ОКР 2-го участка спектра ЦИ на электронах с энергией, соответствующей одной из границ степенного распределения (см. формулу (5)). Так как $\alpha_R < \alpha_2$, то это граница верхняя. Если рентгеновский спектр, измеренный в диапазоне частот ω_1 и ω_2 (соответствующих энергиям фотонов 0.2 и 4 кэВ) степенной, то электроны с лоренц-фактором Γ_{\max} должны рассеивать фотоны с частотой $\omega_{0,j}$ на меньшие частоты, чем ω_1 . Используя (9), получим $\omega_1 > k_{1C}\omega_{0,j}\Gamma_{\max}^2$. Тогда как фотоны с частотой $\omega_{\max,j}$, соответствующей верхней границе 2-го участка спектра, рассеиваются на частоты, больше чем $\omega_2 < k_{1C}\omega_{\max,j}\Gamma_{\max}^2$. Следовательно, интервал возможных значений $\Gamma_{\max} = 36\text{--}189$, что очень мало, так как электроны в магнитном поле, например, $\sim 10^{-5}$ Гс [2], не мо-

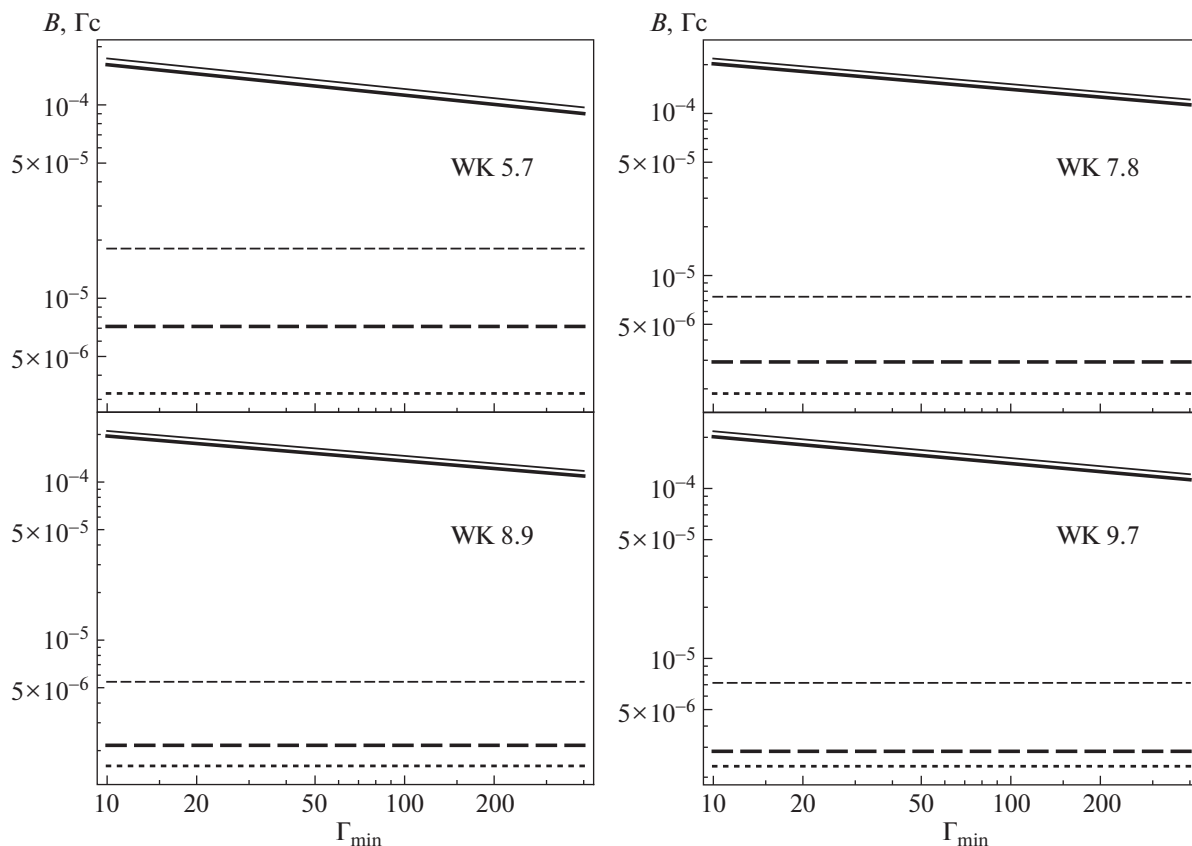


Рис. 6. Магнитное поле в узлах джета PKS 0637–752. Сплошные линии соответствуют напряженности магнитного поля при выполнении условия равномерного распределения энергии. Штриховые линии показывают напряженности магнитного поля, полученные из сравнения радио- и рентгеновских потоков в рамках ОКР/ЦИ. Жирные линии соответствуют $\theta_{\text{крс}} = 27^\circ$, тонкие — $\theta_{\text{крс}} = 37^\circ$. Линии с коротким штрихом обозначают магнитное поле, определенное в предположении ОКР/ПИ. Все величины магнитного поля показаны при $\delta_{\text{крс}} = 1$.

гут создать наблюдаемое синхротронное радиоизлучение.

Тогда, возможно, в указанном диапазоне рентгеновского излучения происходит излом спектра, связанный с переходом от ограничения фотонным спектром к ограничению электронным спектром при увеличении частоты наблюдения. Этот излом будет происходить на частоте, соответствующей рассеянию фотонов с $\omega_{0,j}$ на электронах с Γ_{max} . Используя (9), получили, что $\sqrt{\omega_1/(k_{1C}\omega_{0,j})} = 189 < \Gamma_{\text{max}} < 847 = \sqrt{\omega_2/(k_{1C}\omega_{0,j})}$. От узла WK 5.7 зарегистрировано радиоизлучение на частоте 8.6 ГГц [5]. Для синхротронного излучения на этой частоте электронами с $\Gamma_{\text{max}} = 840$ необходимая напряженность магнитного поля составляет 0.01 Гс. Такая величина магнитного поля соответствует парсековому джетам (см., напр., [53]), но очень большая для килопарсековых джетов [2]. Возможно, в энергетическом спектре электронов в узле WK 5.7 присутствует излом, аналогичный излому в других узлах. Меньший лоренц-фактор, при котором происходит излом,

по сравнению с другими узлами, может быть интерпретирован тем, что узел WK 5.7 ближе к ЦИ, и, следовательно, потери на ОКР/ЦИ больше. Тогда спектр в радиодиапазоне должен быть круче. По имеющимся данным о радиоспектре всего западного джета до его изгиба делать какие-либо выводы относительно радиоспектра узла WK 5.7 затруднительно.

С другой стороны, $\alpha_R = \alpha_X$ в пределах погрешностей измерений. Тогда в узле WK 5.7, так же как и в остальных, происходит ОКР на 2-м участке спектра ЦИ при ограничении со стороны фотонного спектра. Найденные при этом концентрации электронов и напряженность магнитного поля приведены в табл. 4.

Рассмотрим спектр рассеянного излучения на частотах, превышающих рабочий диапазон *Chandra*. При увеличении ω_X спектр рассеянного излучения $\alpha_X = (\gamma - 1)/2$ сохранится до частоты

$$\omega_{X, \text{br}} = k_{1C}\omega_{0,j}\Gamma_{\text{br}}^2, \quad (10)$$

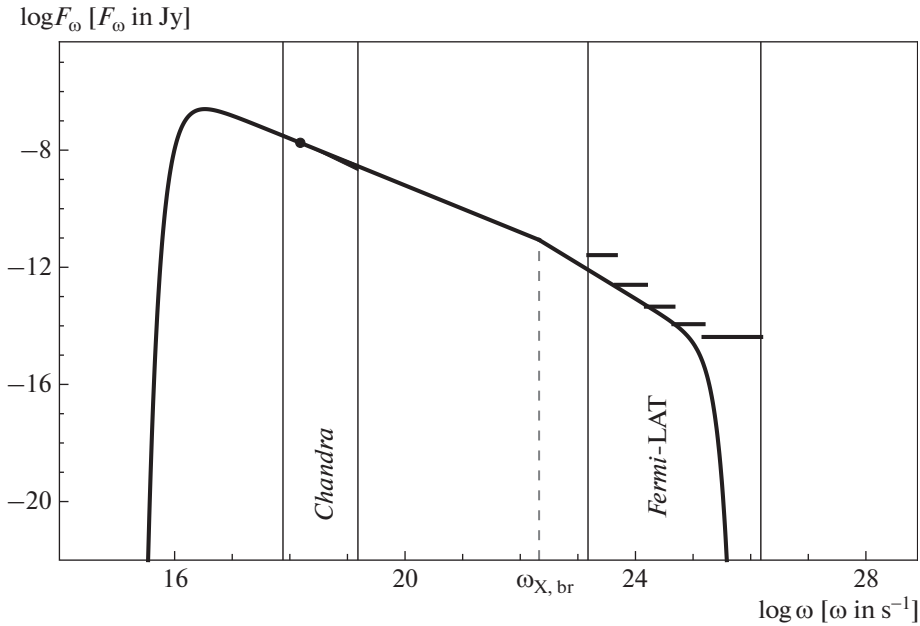


Рис. 7. Модельный высокочастотный спектр излучения всех детектируемых в рентгеновском диапазоне узлов кпк-джета квазара PKS 0637–752 в рамках ОКР/ЦИ. Точкой отмечен суммарный наблюдаемый рентгеновский поток. Погрешность в определении спектрального индекса обозначена закрашенным треугольником. Горизонтальные отрезки указывают верхние пределы на поток от всего кпк-джета [11]. Пунктиром отмечена частота излома спектра узлов, соответствующая переходу от ограничения фотонным спектром к ограничению электронным спектром при $\Gamma_{br} = 5 \times 10^4$. Сплошные вертикальные линии отмечают рабочие диапазоны *Chandra* и *Fermi-LAT*.

где Γ_{br} – верхняя граница энергетического распределения электронов с индексом $\gamma = 2.6$. Синхротронное инфракрасное и оптическое излучение, зарегистрированное от узлов WK 7.8, WK 8.9, WK 9.7, характеризуется спектральным индексом $\alpha_{Opt}^{IR} \approx 1.6$ [52], что свидетельствует об изломе, присутствующем в энергетическом спектре электронов, и наиболее вероятно возникающем из-за потерь энергии электронами на излучение, которые наиболее существенны для электронов с большей энергией. Электроны с лоренц-фактором меньшим, чем лоренц-фактор Γ_{br} , при котором происходит излом, излучают синхротронным механизмом в радиодиапазоне, а с лоренц-фактором больше Γ_{br} излучают в инфракрасном и оптическом диапазонах. Исходя из этого, можно оценить Γ_{br} . Например, при магнитном поле 5×10^{-6} Гс лоренц-фактор излома находится в пределах $2 \times 10^4 - 7 \times 10^5$. ОКР/ЦИ электронами с $\Gamma > \Gamma_{br}$ не дает значимого вклада в рассеянное излучение до частоты $\omega_{\chi, br}$, иначе это бы отразилось на значении α_{χ} .

На частотах больших, чем $\omega_{\chi, br}$, общий поток рассеянного излучения с учетом связи, задаваемой выражением (9), имеет две составляющие. А

именно, ОКР 2-го участка спектра ЦИ на электронах с Γ_{br} и ОКР фотонов с частотой $\omega_{0,j}$ электронами с $\Gamma > \Gamma_{br}$. Подставляя в выражения (5) и (3) соответствующие величины и учитывая неразрывность в полном распределении электронов, можно убедиться, что вклад ОКР на высокоэнергетическом электронном распределении в рассеянное излучение несущественный. Суммарный спектр рассеянного излучения, образующегося в узлах WK 5.7, WK 7.8, WK 8.9, WK 9.7, построенный при параметрах $\Gamma_{br} = 5 \times 10^4$ и $\Gamma_{min} = 50$, представлен на рис. 7. ОКР фотонов с частотой $\omega_{0,j}$ на электронах с Γ_{min} и ОКР фотонов с частотой $\omega_{max,j}$ на электронах с Γ_{br} определяют, согласно выражению (9), низко- и высокоэнергетические обрывы высокочастотного спектра узлов, соответственно. Видно, что предположение об ОКР/ЦИ как механизме высокочастотного излучения кпк-джета квазара PKS 0637–752 не может быть опровергнуто имеющимися данными наблюдений в гамма-диапазоне [11].

4.2. 3C 273

Один из ближайших квазаров, имеющий протяженный односторонний кпк-джет (до 23"), 3C 273 интенсивно наблюдался в радио- (см.,

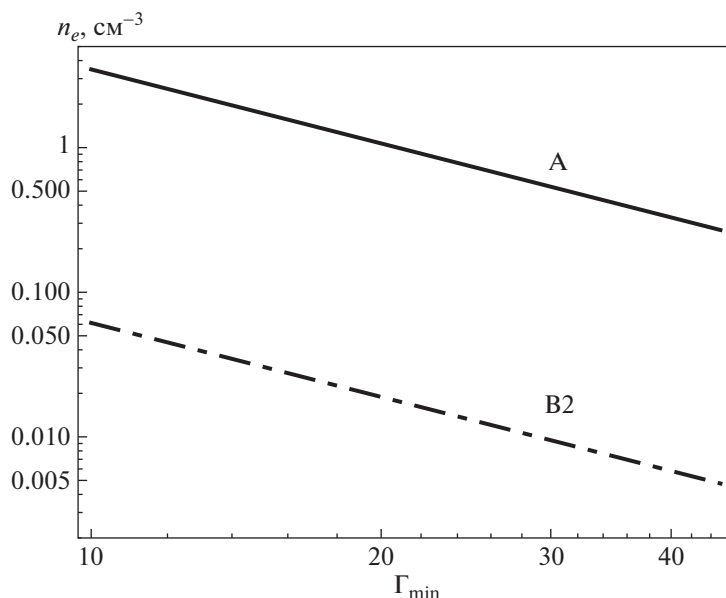


Рис. 8. Концентрация излучающих электронов в двух ближних к ЦИ узлах А и В2 джета квазара 3С 273. Значения получены в рамках ОКР/ЦИ при $\theta_{\text{кpc}} = 27^\circ$.

напр., [54, 55]), инфракрасном [56], оптическом [57, 58], ультрафиолетовом [59] и рентгеновском [48, 49, 60, 61] диапазонах. В радиодиапазоне узлы джета обнаруживаются на всем протяжении от ядра до $\approx 23''$. Начиная с $\approx 12''$ удаления от ядра, что соответствует началу детектируемого джета на других частотах, радиointенсивность резко возрастает и с расстоянием продолжает увеличиваться, достигая максимума в горячем пятне, расположенном в $22''$. В оптическом диапазоне также максимальная интенсивность наблюдается в области, соответствующей горячему пятну, только примерно на $1''$ ближе к ядру, чем пик интенсивности в радиодиапазоне. В остальных узлах оптическая интенсивность имеет примерно одинаковую величину (см., напр., [58]). В рентгеновском диапазоне интенсивность максимальна в ближайшем к ядру узле А⁶, затем спадает в два раза в узле В2⁷, а в последующих узлах уменьшается почти на порядок и имеет примерно постоянное значение. Далее $21''$ от ядра рентгеновского излучения не детектируется (см. [48, 49, 62]). В работе [17] было предположено, что для узлов А и В2 рентгеновское излучение образуется за счет ОКР/ЦИ, а в остальных узлах — посредством

ОКР/РИ. Спектральные индексы узлов А и В2 в радио- и рентгеновском диапазонах ≈ 0.85 (по данным из работ [54, 63]) и отличаются от спектральных индексов излучения ЦИ (см. табл. 2). Следовательно, согласно выражению (3), основной вклад в наблюдаемый рентгеновский поток дает рассеяние фотонов с частотой $\omega_{\text{max}, j}$ на электронах с энергией, далекой от граничных значений. Из формулы (9) следует, что $\Gamma_{\min} < 50$. Результаты проведенных оценок концентрации электронов и напряженности магнитного поля представлены в табл. 5 и на рис. 8 и 9.

В высокочастотном спектре узлов А и В2 (рис. 10), также как и в спектре узлов джета PKS 0637–752, на частоте

$$\omega_{\text{X, br}} = k_{\text{IC}} \omega_{\text{max}, j} \Gamma_{\min}^2 \quad (11)$$

присутствует излом, вызванный переходом от ограничения электронным спектром к ограничению фотонным спектром. Низкоэнергетическая граница высокочастотного спектра определяется ОКР на электронах с лоренц-фактором Γ_{\min} . Только для узлов А и В2 рассеивается частота $\omega_{0, j} = 1.8 \times 10^{11} \text{ с}^{-1}$, а для остальных узлов — $\omega_{\text{СМВ}} = 1.2 \times 10^{12} \text{ с}^{-1}$. Так как $\omega_{0, j} < \omega_{\text{СМВ}}$, то низкочастотный обрыв спектра узлов А и В2 находится на меньшей частоте, чем для дальних узлов. Это объясняет наблюдаемое различие в распределении энергии в спектре ближних и дальних узлов [63] тем, что в инфракрасное и оптическое излучение узлов А и В2 вносит ощутимый вклад

⁶ Здесь мы придерживаемся номенклатуры узлов, используемой в работе [58].

⁷ Отметим, что мы не выделяем область, расположенную между узлами А и В2 в отдельный узел, так как она имеет малую интенсивность на всех наблюдаемых частотах и положение ее пика яркости сильно зависит от частоты. Подобное поведение требует дополнительного объяснения, что выходит за пределы данной работы.

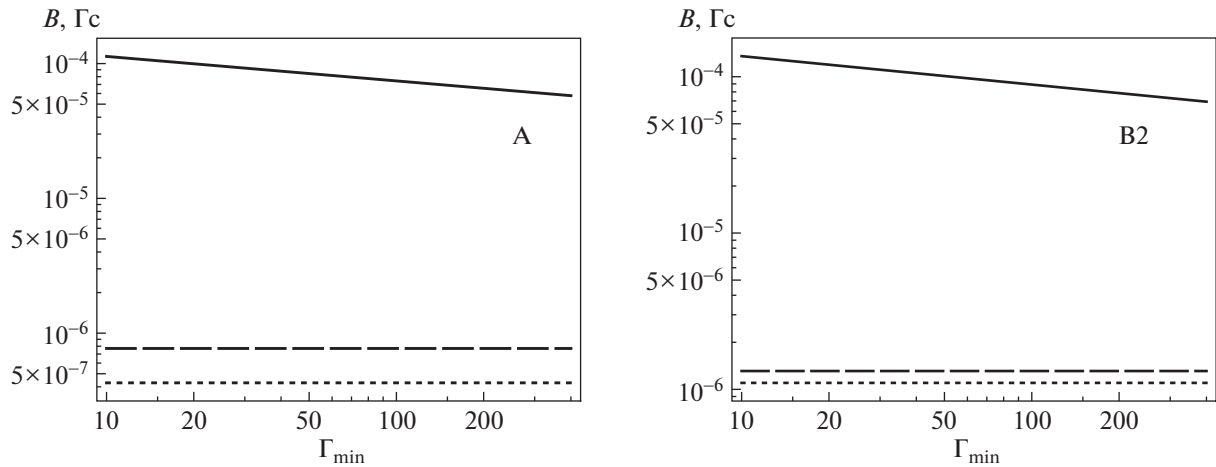


Рис. 9. Магнитное поле в ближних к ЦИ узлах джета 3С 273. Сплошная линия соответствует напряженности магнитного поля при выполнении условия равномерного распределения энергии. Штриховые линии соответствуют напряженности магнитного поля, полученной из сравнения радио- и рентгеновских потоков в рамках ОКР/ЦИ. Пунктирная линия обозначает магнитное поле, определенное в предположении ОКР/РИ. Все величины магнитного поля показаны при $\delta_{\text{крс}} = 1$ и $\theta_{\text{крс}} = 27^\circ$.

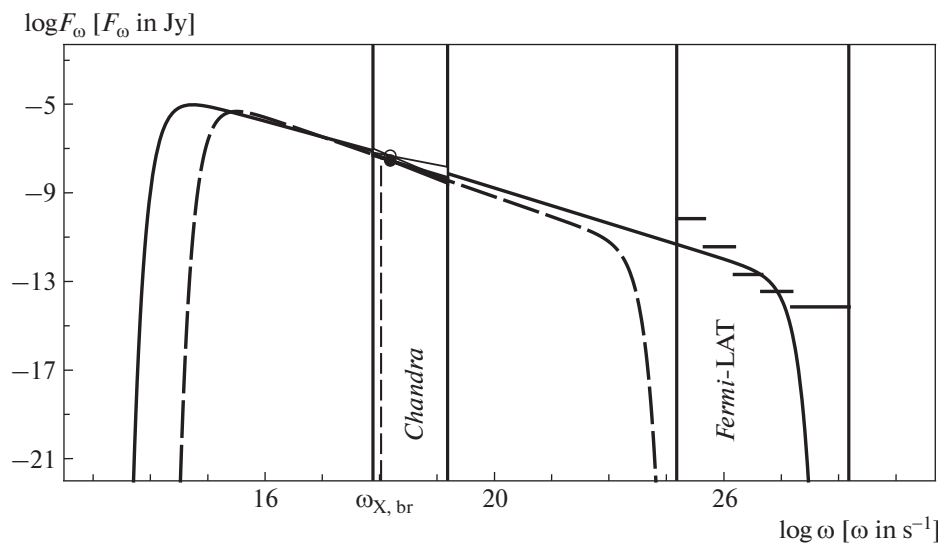


Рис. 10. Высокочастотные спектры внутренней (сплошная линия) и внешней (штриховая линия) частей джета квазара 3С 273. Под внутренней частью джета мы подразумеваем узлы А и В2, рентгеновское излучение которых образуется за счет ОКР/ЦИ. Наблюдаемый рентгеновский поток показан белым цветом. Излом спектра на частоте $\omega_{\chi, \text{br}}$ возникает из-за перехода от ограничения электронным спектром к ограничению фотонным спектром. К внешней части относим остальные узлы джета, рентгеновское излучение которых образуется посредством ОКР/РИ. Погрешность в определении спектрального индекса обозначена закрашенным треугольником. Горизонтальные линии отмечают верхний предел на поток от всего кпк-джета [12]. Сплошные вертикальные линии отмечают рабочие диапазоны *Chandra* и *Fermi-LAT*.

излучение, образованное за счет ОКР/ЦИ. Например, ОКР 2-го участка спектра ЦИ на электронах с Γ_{min} (см. выражение (5)) может воспроизвести для ближних узлов наблюдаемый поток в оптическом диапазоне с точностью лучше 10% и дать $\approx 50\%$ потока в инфракрасном диапазоне

при $\Gamma_{\text{min}} = 40$. При $\Gamma_{\text{min}} = 10$ ОКР/ЦИ даст до 70% от наблюдаемого потока в инфракрасном диапазоне. Тогда как для дальних узлов спектр рентгеновского излучения, образованного посредством ОКР/РИ, обрывается на частотах оптического диапазона.

Разница максимально возможных частот фотонов, ОКР которых дает основной вклад в рентгеновское излучение ближних и дальних узлов, приводит к различным частотам высокоэнергетического обрыва спектров при одинаковых значениях Γ_{\max} в узлах. При моделировании спектра рассеянного излучения мы приняли $\Gamma_{\max} = 10^5$. Из рис. 10 видно, что модельный спектр узлов А и В2 на частотах, соответствующих энергии фотонов 1–10 ГэВ, примерно равен верхнему ограничению на ожидаемый поток от кпк-джета 3С 273, установленному в работе [12]. Если значение Γ_{\max} для этих узлов взять меньше или детальное исследование спектра ЦИ покажет меньшие частоты для максимальной частоты 2-го участка, то высокоэнергетический обрыв спектра произойдет на меньших частотах. Тогда поток в гамма-диапазоне будет существенно ниже верхней границы ожидаемого гамма-потока от кпк-джета, определяемого по данным *Fermi-LAT* [12]. Поэтому на основе имеющихся данных предположение об ОКР/ЦИ как механизме образования рентгеновского излучения ближних к квазару узлов А и В2 джета квазара 3С 273 не может быть опровергнуто.

4.3. PKS 1510–089

В рентгеновском диапазоне в джете квазара PKS 1510–089 обнаруживаются узлы А, В, С (в порядке увеличения расстояния от ЦИ), соответствующие узлам в радиодиапазоне, за исключением последнего, наиболее удаленного узла [6]. Рентгеновская интенсивность узлов уменьшается с расстоянием от ЦИ, что позволяет предположить ОКР/ЦИ как механизм рентгеновского излучения всех узлов. Рассмотрим рассеянное излучение и его спектр для каждого узла отдельно.

Рентгеновский спектральный индекс узла А $\alpha_X \approx \alpha_1 \neq \alpha_R$, поэтому основной вклад в рентгеновский поток от узла дает ОКР 1-го участка спектра ЦИ при ограничении электронным спектром. Так как $\alpha_X = 0.09 \pm 0.43$ [6], $\alpha_R = 0.6$ (для всего джета) [64], то наиболее эффективно рассеивают электроны с Γ_{\min} . Этот процесс производит фотоны, частоты которых находятся в интервале от $k_{IC}\omega_{\min, j}\Gamma_{\min}^2$ до $\omega_{X, br1} = k_{IC}\omega_{0, j}\Gamma_{\min}^2$. Если считать спектр рассеянного излучения в диапазоне, соответствующем энергии фотонов 0.5–8 кэВ, степенным, то получим, что $1.4 \times 10^3 < \Gamma_{\min} < 1.7 \times 10^4$. На частоте $k_{IC}\omega_{\min, j}\Gamma_{\min}^2$ происходит обрыв спектра рассеянного излучения. На частотах от $\omega_{X, br1}$ до $\omega_{X, br2} = k_{IC}\omega_{0, j}\Gamma_{\max}^2$ излучение образуется за счет ОКР фотонов с частотой $\omega_{0, j}$ на электронах степенного энергетического распределе-

ния. Спектральный индекс этого излучения равен $(\gamma - 1)/2$. ОКР 2-го участка спектра ЦИ на электронах с Γ_{\max} (так как $\alpha_R < \alpha_2$) производит излучение на частотах от $\omega_{X, br2}$ до $k_{IC}\omega_{\max, j}\Gamma_{\max}^2$, выше которой спектр рассеянного излучения обрывается.

Спектральный индекс рентгеновского излучения узла В $\alpha_X = 0.81 \pm 0.62$ [6] определен с невысокой точностью. Таким образом, он может быть равен и α_2 , и α_R . Большая ошибка определения α_X отчасти может быть вызвана тем, что в наблюдаемом рентгеновском диапазоне происходит излом спектра излучения. Если выполняется $\alpha_X = \alpha_2$, то рентгеновское излучение узла В образуется за счет рассеяния 2-го участка спектра ЦИ на электронах с Γ_{\max} . При этом минимальная частота рассеянного излучения, согласно формуле (9), должна быть $k_{IC}\omega_{0, j}\Gamma_{\max}^2 \leq \omega_X$. Это условие дает $\Gamma_{\max} \leq 5 \times 10^2$. Полученная величина представляется слишком малой, даже если предположить, что она соответствует лоренц-фактору излома в энергетическом спектре электронов. Тогда, возможно, выполняется $\alpha_X = \alpha_R$ и рентгеновское излучение образуется за счет ОКР при ограничении фотонным спектром. Рассматривая ОКР 1-го и 2-го участка на электронах, имеющих степенное энергетическое распределение, нашли, что рассеяние фотонов с частотой $\omega_{0, j}$ вносит основной вклад в наблюдаемое рентгеновское излучение.

Радио- и рентгеновские спектральные индексы узла С примерно равны, следовательно, рентгеновское излучение образуется за счет ОКР при ограничении фотонным спектром, так же как и в узле В. Форма спектра рассеянного излучения узлов В и С аналогична случаю узла А с учетом того, что $\omega_{X, br1}$ и $\omega_{X, br2}$ зависят от параметров электронного энергетического распределения, которые в этих двух узлах могут отличаться. Учитывая особенности ОКР/ЦИ в узлах джета PKS 1510–089, мы оценили концентрацию излучающих электронов и напряженность магнитного поля в узлах (табл. 6, рис. 11 и 12).

Спектр рассеянного излучения узла А и суммарный спектр излучения узлов В и С представлены на рис. 13. Значения Γ_{\min} и Γ_{\max} выбирались таким образом, чтобы, во-первых, исключить производство посредством ОКР/ЦИ оптического потока на уровне, достаточном для регистрации. Во-вторых, чтобы изломы спектра рассеянного излучения узлов не происходили в середине наблюдаемого рентгеновского диапазона. В-третьих, чтобы интегральный теоретически ожидаемый поток от узлов А, В и С в гамма-диапазоне

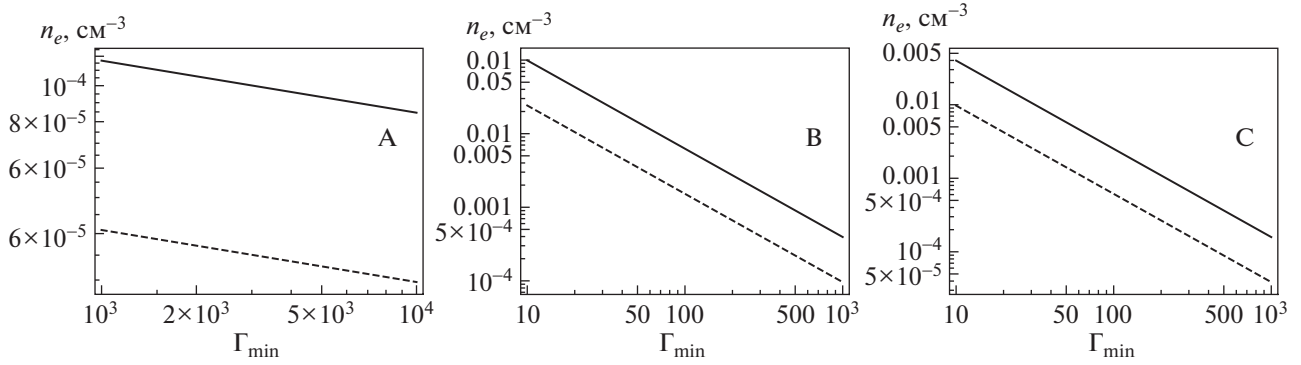


Рис. 11. Концентрация излучающих электронов в узлах А, В, С с обнаруживаемым рентгеновским излучением джета PKS 1510–089. Сплошная линия соответствует концентрациям электронов при $\theta_{\text{кpc}} = 24^\circ$, штриховая – при $\theta_{\text{кpc}} = 34^\circ$.

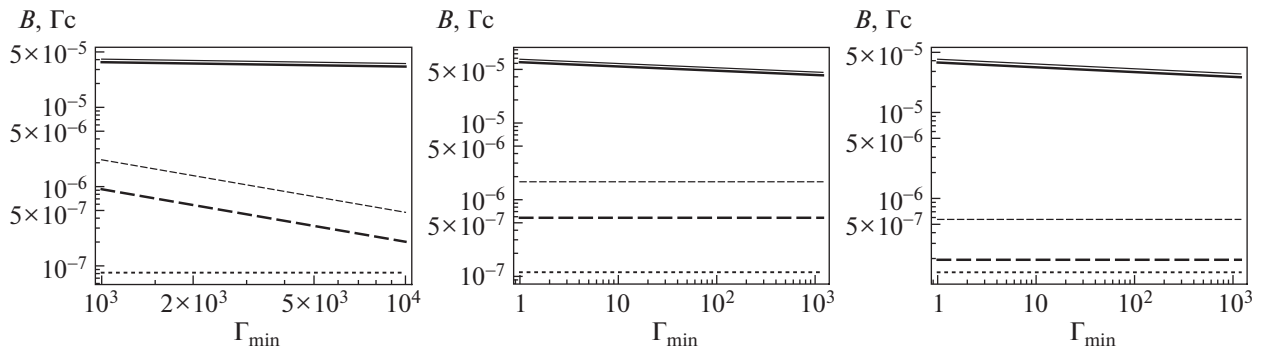


Рис. 12. Магнитное поле в трех узлах с зарегистрированным рентгеновским излучением джета PKS 1510–089. Сплошные линии соответствуют напряженности магнитного поля при выполнении условия равномерного распределения энергии. Штриховые линии соответствуют напряженности магнитного поля, полученной из сравнения радио- и рентгеновских потоков в рамках ОКР/ЦИ. Жирные линии соответствуют $\theta_{\text{кpc}} = 24^\circ$, тонкие – $\theta_{\text{кpc}} = 34^\circ$. Пунктирные линии обозначают магнитное поле, определенное в предположении ОКР/ПИ. Все величины магнитного поля показаны при $\delta_{\text{кpc}} = 1$.

согласовывался с верхним ограничением на постоянный уровень потока. Для последнего, в качестве верхнего предела, можно взять минимальный наблюдаемый *Fermi*-LAT поток от всего объекта. Мы определили этот поток на уровне $\approx 5 \times 10^{-11}$ эрг см^{-2} с^{-1} в диапазоне 0.1–100 ГэВ исходя как из 8-летних данных с недельным усреднением, так и по данным 3FGL каталога [65] с усреднением в один месяц в течение первых четырех лет научных наблюдений *Fermi*-LAT. При $\Gamma_{\text{max}} = 10^6$ для узла А и $\Gamma_{\text{max}} = 10^4$ для узлов В и С суммарный поток от узлов в диапазоне *Fermi*-LAT составляет 3×10^{-11} эрг см^{-2} с^{-1} . Это значение может быть ниже при выборе меньшей величины Γ_{max} , особенно для узлов В и С. Таким образом, из ограничения на поток в гамма-диапазоне может

быть получена оценка максимальной энергии ультрарелятивистских электронов в узлах.

4.4. PKS 1045–188

Джет квазара PKS 1045–188 в рентгеновском диапазоне регистрируется до масштабов $\approx 8''$ [8, 66] и не обнаруживается в части джета после изгиба, наблюдающегося на радиокартах VLA на частоте 1.4 ГГц [27]. Для этого объекта нет опубликованных данных о спектральном индексе и спектральном потоке от узлов в рентгеновском диапазоне. Эти параметры мы нашли, выполнив обработку наблюдений *Chandra* под номером 15037 с помощью программы CIAO 4.10 при использовании калибровочных файлов CALDB 4.7.9. Поток и спектральный индекс определялись для двух узлов от областей, ограниченных окружностями с диаметром 1.13'' и находящихся на расстояниях

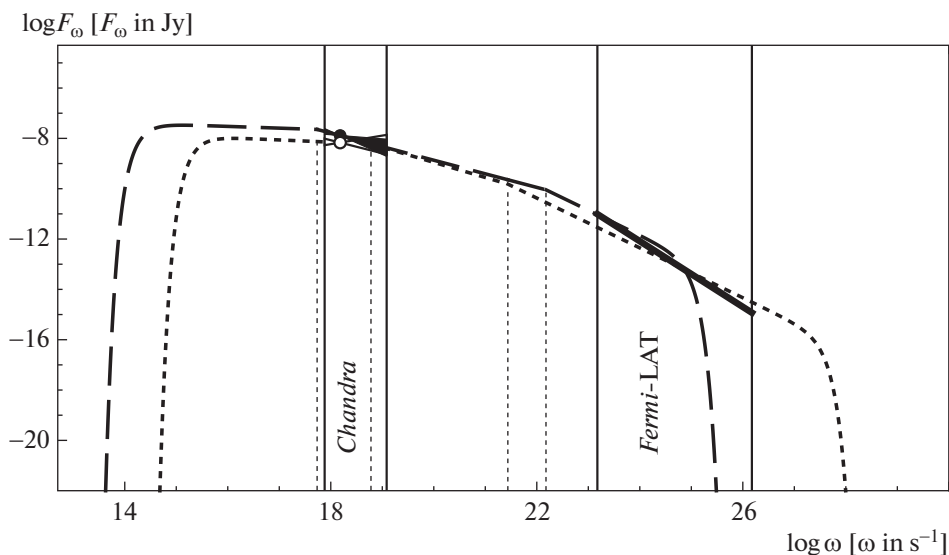


Рис. 13. Спектры рассеянного излучения от узлов кпк-джета квазара PKS 1510–089. Спектр узла А (короткие штрихи) построен при параметрах: $\Gamma_{\min} = 10^3$, $\Gamma_{\max} = 10^6$. Суммарный спектр узлов В и С (длинные штрихи) построен при параметрах: $\Gamma_{\min} = 300$, $\Gamma_{\max} = 5 \times 10^4$. Белой и черной точками отмечены наблюдаемые потоки от узла А и суммарный поток от узлов В и С соответственно. Погрешности в определении спектрального индекса обозначены закрашенными соответствующим цветом треугольниками. Сплошные вертикальные линии отмечают рабочие диапазоны *Chandra* и *Fermi-LAT*. Жирная сплошная линия обозначает минимальный поток, который мы рассматриваем в качестве верхнего предела на постоянный поток в гамма-диапазоне от кпк-джета, при энергетическом спектральном индексе $\alpha_X = 1.3$. Пунктирными вертикальными линиями отмечены частоты, на которых происходит излом спектра рассеянного излучения. При указанных параметрах, для узла А это частоты $6 \times 10^{18} \text{ c}^{-1}$ и $2.7 \times 10^{21} \text{ c}^{-1}$, для узлов В и С – $5.4 \times 10^{17} \text{ c}^{-1}$ и $1.5 \times 10^{22} \text{ c}^{-1}$.

$\approx 4''$ и $7''$ от центрального источника. Полученные величины приведены в табл. 7.

В литературе также отсутствуют данные о спектральном индексе излучения кпк-джета в радиодиапазоне. Но, полагая, что в низкочастотную ($\omega \leq 3 \times 10^9 \text{ c}^{-1}$) часть спектра ЦИ (рис. 3) основной вклад вносит излучение, образованное в кпк-джете, для дальнейших вычислений используем $\alpha_X = \alpha_3 \approx 0.6$. Например, подобная ситуация имеет место для 3С 273 и PKS 0637–752, так как спектральные индексы этих кпк-джетов соответствуют спектральным индексам, полученным при линейной аппроксимации низкочастотных (участок 3 на рис. 3) спектров ЦИ.

В пределах погрешностей определения для узла А $\alpha_X \approx \alpha_R$ и $\alpha_X \approx \alpha_2$. Если выполняется последний случай, то рентгеновское излучение образуется за счет ОКР 2-го участка спектра ЦИ на электронах с Γ_{\max} (см. формулу (5) и пояснения к ней). Тогда с помощью выражения (9) из отсутствия излома спектра рассеянного излучения в диапазоне частот, соответствующих энергиям фотонов 0.5–7 кэВ, находим ограничения $200 \leq \Gamma_{\max} \leq 900$. Эти величины представляются

малыми даже если предположить, что они соответствуют лоренц-фактору, при котором происходит излом степенного энергетического распределения электронов.

В случае $\alpha_X \approx \alpha_R$ рентгеновское излучение узла А, так же как и узла В, образуется за счет рассеяния фотонов с частотой $\omega_{0,j}$ на электронах степенного энергетического распределения. Оценочные величины концентрации излучающих электронов и напряженности магнитного поля в узлах джета PKS 1045–188 согласуются с аналогичными величинами, полученными нами для джетов других источников, и представлены в табл. 8 и на рис. 14.

На рис. 15 представлен теоретический спектр рассеянного излучения от узлов А и В. Излучение низкочастотной части этого спектра образуется за счет ОКР 1-го участка спектра ЦИ на электронах с Γ_{\min} . Спектральный индекс этого излучения $\alpha_X = \alpha_1$. На средних частотах, включающих рабочий диапазон *Chandra*, излучение образуется за счет ОКР фотонов с $\omega_{0,j}$ на электронах степенного энергетического спектра. При этом $\alpha_X = \alpha_R$. Высокочастотное излучение образуется за счет

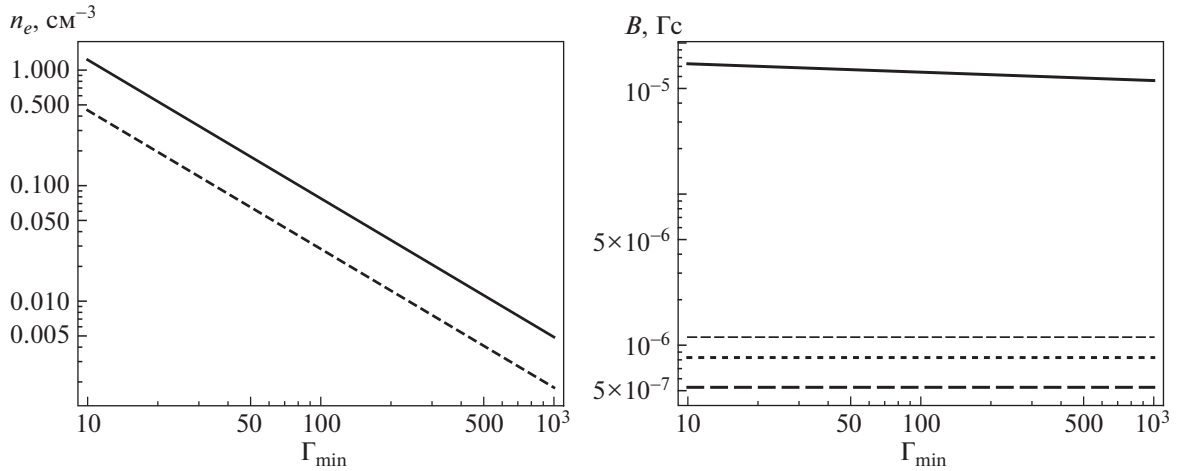


Рис. 14. Концентрация излучающих частиц (слева) и напряженность магнитного поля (справа) в узле А джета квазара PKS 1045–188. На левой панели сплошная линия построена при $\theta_{\text{крс}} = 34^\circ$, штриховая – при $\theta_{\text{крс}} = 44^\circ$. На правой панели штриховые линии отображают величину магнитного поля, найденного из сравнения наблюдаемых радио- и рентгеновских потоков в рамках ОКР/ЦИ. При этом жирная штриховая линия соответствует $\theta_{\text{крс}} = 34^\circ$, тонкая штриховая – $\theta_{\text{крс}} = 44^\circ$. Сплошная линия – магнитное поле при выполнении условия равномерного распределения энергии при $\theta_{\text{крс}} = 34^\circ$. Пунктирная линия соответствует магнитному полю, полученному при ОКР/РИ и $\delta_{\text{крс}} = 1$.

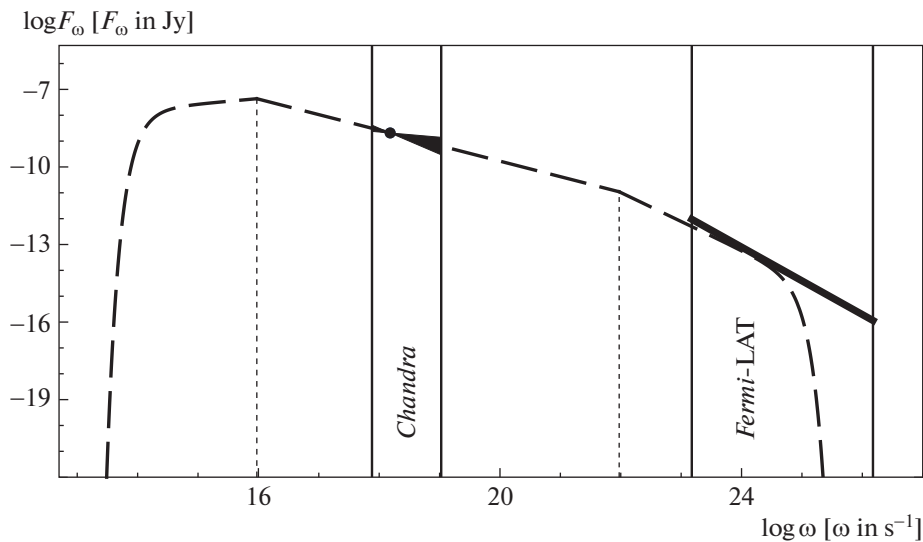


Рис. 15. Спектр рассеянного излучения от узлов А и В кпк-джета квазара PKS 1045–188 (штриховая линия). Спектр построен для параметров: $\Gamma_{\text{min}} = 100$, $\Gamma_{\text{max}} = 5 \times 10^5$. Черной точкой отмечен суммарный наблюдаемый поток от узлов А и В. Погрешности в определении спектрального индекса обозначены закрашенными треугольниками. Сплошные вертикальные линии отмечают рабочие диапазоны *Chandra* и *Fermi-LAT*. Жирная сплошная линия обозначает минимальный поток, который мы рассматриваем в качестве верхнего предела на постоянный поток в гамма-диапазоне от кпк-джета при энергетическом спектральном индексе $\alpha_\chi = 1.5$. Пунктирными вертикальными линиями отмечены частоты, на которых происходит излом спектра рассеянного излучения из-за перехода от ограничения электронным спектром к ограничению фотонным спектром (низкочастотный излом) и от ограничения фотонным спектром к ограничению электронным спектром (высокочастотный излом).

ОКР 2-го участка спектра ЦИ на электронах с Γ_{max} . При этом $\alpha_\chi = \alpha_2$. На рис. 15 представлен также верхний предел на поток в гамма-диапазо-

не от кпк-джета, который мы оценили, исходя из следующего. Радиисточник PKS 1045–188 позиционно не ассоциируется ни с одним из обнару-

женных гамма-источников на небе в радиусе ошибок на уровне 95% по данным *Fermi-LAT* [67]. При этом он находится не в плоскости Галактики ($b = 35^\circ$). Поэтому в качестве верхнего предела на поток от этого объекта была задана чувствительность телескопа по типичному фотонному индексу квазаров $\alpha_\gamma = 1.5$ [67], что составляет около 4.6×10^{-12} эрг см $^{-2}$ с $^{-1}$ на энергиях выше 100 МэВ [67]. Интегральный поток от узлов А и В в диапазоне 0.1–100 МэВ зависит от значения Γ_{\max} , так как эта величина определяет положение высоко-частотного завала в спектре рассеянного излучения. При $\Gamma_{\max} = 5 \times 10^5$ интегральный теоретический поток равен 2×10^{-8} эрг см $^{-2}$ с $^{-1}$, что меньше оценки на поток от кпк-джета, тогда как при $\Gamma_{\max} = 10^6$ теоретически ожидаемый поток на уровне 8×10^{-8} эрг см $^{-2}$ с $^{-1}$ будет превышать верхнюю оценку на поток от кпк-джета.

5. ОБСУЖДЕНИЕ И ВЫВОДЫ

Мы рассмотрели обратное комптоновское рассеяние излучения пк-джета на ультрарелятивистских электронах кпк-джета как механизм образования наблюдаемого рентгеновского излучения джетов квазаров PKS 0637–752, 3C 273, PKS 1510–089 и PKS 1045–188. При этом получили адекватные оценки на концентрацию излучающих частиц ($\sim 10^{-3}$ см $^{-3}$) и напряженность магнитного поля ($\sim 10^{-5}$ – 10^{-6} Гс при $\delta_{\text{крс}} = 1$) во всех исследуемых источниках. Если учесть умеренное релятивистское движение кпк-джетов, то в системе отсчета кпк-джета магнитное поле будет в несколько раз больше. Однако для всех источников здесь, также как и для PKS 1127–145 [18], условие равномерного распределения не выполняется: плотность энергии частиц больше плотности энергии магнитного поля. Неравенство становится еще сильнее, если предполагать присутствие других частиц в кпк-джете помимо электрон-позитронной плазмы. Возможность подобного отклонения от условия равномерного распределения для кпк-джетов указывалась в работе [51]. Экстремально высокая яркостная температура, превышающая максимально допустимое значение при условии равномерного распределения, исключаящее комптоновскую катастрофу, зарегистрирована наземно-космическим радиоинтерферометром *РадиоАстрон* для нескольких активных ядер [68–72], в том числе и для 3C 273 [73]. Этот результат может быть объяснен либо большим (~ 100) доплер-фактором пк-джетов, либо тем, что плотность энергии излучающих частиц больше плотности энергии магнитного поля уже на пк-масштабах. Поэтому, на наш взгляд, требование равномерного распределения энергии

не может являться доминирующим при определении действующего в кпк-джетах квазаров механизма образования рентгеновского излучения.

В отличие от других моделей, ОКР/ЦИ без ввода дополнительных предположений объясняет наблюдаемое уменьшение рентгеновской интенсивности узлов с удалением от ЦИ. Для дальних узлов джета квазара 3C 273 рентгеновская интенсивность имеет малое и примерно постоянное значение. Этот факт интерпретируется в работе [17] тем, что в этих узлах рентгеновское излучение образуется за счет ОКР/РИ. Из сравнения плотностей потоков, образуемых при ОКР/ЦИ и ОКР/РИ, найден интервал значений угла кпк-джета с лучом зрения 25° – 26° . Для кпк-джетов квазаров PKS 0637–752, PKS 1045–188, PKS 1510–089, наблюдаемое рентгеновское излучение узлов которых образуется только за счет ОКР/ЦИ, получено ограничение снизу на угол джета с лучом зрения ($\sim 25^\circ$). Разница углов с лучом зрения пк-джетов, оцениваемых в $\sim 5^\circ$ из видимого сверхсветового движения их деталей [26, 28], и углов с лучом зрения кпк-джетов может быть объяснена замедлением выбросов между пк- и кпк-масштабами. Возможно, это замедление уже проявляется на расстояниях около 100 пк от ядра [30, 74]. При этом величина изменения лоренц-фактора составляет $\dot{\Gamma}/\Gamma \approx 10^{-3}$ – 10^{-2} [30], и если она изменяется незначительно, то за время в сотни-тысячи лет в системе отсчета источника джет может замедлиться с лоренц-фактора 10 до 1. Мы получили, что кпк-джеты составляют угол с лучом зрения $\geq 25^\circ$ и имеют в среднем скорость $(0.6$ – $0.95)c$. Значения скорости согласуются с другими независимыми оценками скоростей кпк-джетов активных галактик [31–33].

ОКР/ЦИ предсказывает существование изломов в спектре рассеянного излучения. Эти изломы вызваны переходом от ограничения электронным спектром к ограничению фотонным спектром и наоборот. Обнаружение изломов в рентгеновском спектре узлов кпк-джетов будет не только доказательством действия ОКР/ЦИ, но и позволит определить параметры электронного спектра.

В рамках ОКР/ЦИ для каждого источника проведено моделирование потока в гамма-диапазоне. Полученный поток в интервале частот, соответствующих энергиям фотонов 0.1–100 ГэВ, зависит от выбора значения максимального лоренц-фактора электронов. При адекватных значениях Γ_{\max} он оказывается ниже оценки на постоянный поток, полученной по данным наблюдений *Fermi-LAT*. В предположении, что этот постоянный поток генерируется в кпк-джете, ОКР/ЦИ не имеет противоречий с имеющимися данными наблюдений.

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Исследование частично поддержано РФФИ, проект № 18-32-00824. В рамках этого проекта для всех рассматриваемых объектов получены аппроксимации спектров ЦИ, проведены оценки концентрации излучающих электронов и напряженности магнитного поля в узлах кпк-джетов, определены углы с лучом зрения и скорости кпк-джетов, выполнено моделирование спектра излучения, образованного за счет ОКР/ЦИ.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *D. A. Schwartz, H. L. Marshall, J. E. J. Lovell, B. G. Piner, et al.*, *Astrophys. J.* **540**, 69 (2000).
2. *D. E. Harris and H. Krawczynski*, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* **44**, 463 (2006).
3. *F. Tavecchio, L. Maraschi, R. M. Sambruna, and C. M. Urry*, *Astrophys. J.* **544**, L23 (2000).
4. *A. Celotti, G. Ghisellini, and M. Chiaberge*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **321**, L1 (2001).
5. *G. Chartas, D. M. Worrall, M. Birkinshaw, M. Cresitello-Dittmar, et al.*, *Astrophys. J.* **542**, 655 (2000).
6. *R. M. Sambruna, J. K. Gambill, L. Maraschi, F. Tavecchio, R. Cerutti, C. C. Cheung, C. M. Urry, and G. Chartas*, *Astrophys. J.* **608**, 698 (2004).
7. *H. L. Marshall, D. A. Schwartz, J. E. J. Lovell, D. W. Murphy, et al.*, *Astrophys. J. Suppl.* **156**, 13 (2005).
8. *B. S. Hogan, M. L. Lister, P. Kharb, H. L. Marshall, and N. J. Cooper*, **730**, 92 (2011).
9. *H. L. Marshall, J. M. Gelbord, D. A. Schwartz, D. W. Murphy, et al.*, *Astrophys. J. Suppl.* **193**, 15 (2011).
10. *H. L. Marshall, J. M. Gelbord, D. M. Worrall, M. Birkinshaw, et al.*, *Astrophys. J.* **856**, id. 66 (2018).
11. *E. T. Meyer, M. Georganopoulos, W. B. Sparks, L. Godfrey, J. E. J. Lovell, and E. Perlman*, *Astrophys. J.* **805**, id. 154 (2015).
12. *E. T. Meyer and M. Georganopoulos*, *Astrophys. J.* **780**, L27 (2014).
13. *M. S. Butuzova*, *Astron. Rep.* **60**, 313 (2016).
14. *A. Atoyan and C. D. Dermer*, *Astrophys. J.* **613**, 151 (2004).
15. *F. A. Aharonian*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **332**, 215 (2002).
16. *Y. Y. Kovalev, K. I. Kellermann, M. L. Lister, D. C. Homan, et al.*, *Astron. J.* **130**, 2473 (2005).
17. *M. S. Mikhailova, E. Y. Bannikova, and V. M. Kontorovich*, *Astron. Rep.* **54**, 481 (2010).
18. *M. S. Butuzova and A. B. Pushkarev*, *Astrophys. J.* **883**, id. 131 (2019).
19. *L. Stawarz, L. Ostorero, M. C. Begelman, R. Moderski, J. Kataoka, and S. Wagner*, *Astrophys. J.* **680**, 911 (2008).
20. *L. Ostorero, R. Moderski, L. Stawarz, A. Diaferio, et al.*, *Astrophys. J.* **715**, 1071 (2010).
21. *G. Migliori, A. Siemiginowska, and A. Celotti*, *Astrophys. J.* **749**, id. 107 (2012).
22. *D. I. Nagirner and J. Poutanen*, *Single Compton scattering* (Amsterdam: Harwood Academic Publishers, 1994).
23. *D. I. Nagirner and J. Poutanen*, *Astron. and Astrophys.* **379**, 664 (2001).
24. *D. I. Nagirner*, *Astron. Letters* **20**, 358 (1994).
25. *J. E. Conway and D. W. Murphy*, *Astrophys. J.* **411**, 89 (1993).
26. *B. P. G. Edwards, B. G. Piner, S. J. Tingay, J. E. J. Lovell, J. Kataoka, R. Ojha, and Y. Murata*, *Publ. Astron. Soc. Japan* **58**, 233 (2006).
27. *P. Kharb, M. L. Lister, and N. J. Cooper*, *Astrophys. J.* **710**, 764 (2010).
28. *M. L. Lister, D. C. Homan, T. Hovatta, K. I. Kellermann, et al.*, *Astrophys. J.* **874**, id. 43 (2019).
29. *E. Komatsu, J. Dunkley, M. R.olta, C. L. Bennett, et al.*, *Astrophys. J. Suppl.* **180**, 330 (2009).
30. *D. C. Homan, M. L. Lister, Y. Y. Kovalev, A. B. Pushkarev, T. Savolainen, K. I. Kellermann, J. L. Richards, and E. Ros*, **798**, id. 134 (2015).
31. *J. F. C. Wardle and S. E. Aaron*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **286**, 425 (1997).
32. *T. G. Arshakian and M. S. Longair*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **351**, 727 (2004).
33. *L. M. Mullin and M. J. Hardcastle*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **398**, 1989 (2009).
34. *T. J. L. Courvoisier*, *Astron. and Astrophys. Rev.* **9**, 1 (1998).
35. *M. Türler, S. Paltani, T. J. L. Courvoisier, M. F. Aller, et al.*, *Astron. and Astrophys. Suppl. Ser.* **134**, 89 (1999).
36. *A. W. B. J. Geldzahler*, *Astron. J.* **86**, 1306 (1981).
37. *A. Wright and R. Otrupcek*, *PKS Catalog* (1990).
38. *O. B. Slee*, *Australian J. Physics* **48**, 143 (1995).
39. *A. Adraou, R. Chini, M. Albrecht, R. Lemke, P. A. Shaver, L.-A. Nyman, and R. S. Booth*, *Astron. and Astrophys.* **376**, 1123 (2001).
40. *M. G. Mingaliev, Y. V. Sotnikova, T. V. Mufakharov, A. K. Erkenov, and R. Y. Udovitskiy*, *Astrophys. Bull.* **70**, 264 (2015).
41. *E. L. Wright, X. Chen, N. Odegard, C. L. Bennett, et al.*, *Astrophys. J. Suppl.* **180**, 283 (2009).
42. *B. Vollmer, B. Gassmann, S. Derrière, T. Boch, et al.*, *Astron. and Astrophys.* **511**, id. A53 (2010).
43. *W. K. Gear, J. A. Stevens, D. H. Hughes, S. J. Litchfield, et al.*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **267**, 167 (1994).
44. *T. Hovatta, E. Nieppola, M. Tornikoski, E. Valtaoja, M. F. Aller, and H. D. Aller*, *Astron. and Astrophys.* **485**, 51 (2008).
45. *M. Moshir, G. Kopan, T. Conrow, H. McCallon, et al.*, *The IRAS Faint Source Catalog. Version 2* (1990).
46. *C. S. J. Tingay, D. L. Jauncey, E. A. King, A. K. Tzioumis, J. E. J. Lovell, and P. G. Edwards*, *Publ. Astron. Soc. Japan* **55**, 351 (2003).
47. *A. M. Burgess and R. W. Hunstead*, *Astron. J.* **131**, 114 (2006).
48. *H. L. Marshall, D. E. Harris, J. P. Grimes, J. J. Drake, et al.*, *Astrophys. J.* **549**, L167 (2001).

49. *R. M. Sambruna, C. M. Urry, F. Tavecchio, L. Maraschi, R. Scarpa, G. Chartas, and T. Muxlow*, *Astrophys. J.* **549**, L161 (2001).
50. *C. C. Cheung, L. Stawarz, and A. Siemiginowska*, *Astrophys. J.* **650**, 679 (2006).
51. *K. T. Mehta, M. Georganopoulos, E. S. Perlman, C. A. Padgett, and G. Chartas*, *Astrophys. J.* **690**, 1706 (2009).
52. *Y. Uchiyama, C. M. Urry, J. Van Duyne, C. C. Cheung, R. M. Sambruna, T. Takahashi, F. Tavecchio, and L. Maraschi*, *Astrophys. J.* **631**, L113 (2005).
53. *A. B. Pushkarev, T. Hovatta, Y. Y. Kovalev, M. L. Lister, A. P. Lobanov, T. Savolainen, and J. A. Zensus*, *Astron. and Astrophys.* **545**, id. A113 (2012).
54. *R. G. Conway, S. T. Garrington, R. A. Perley, and J. A. Birretta*, *Astron. and Astrophys.* **267**, 347 (1993).
55. *R. A. Perley and K. Meisenheimer*, *Astron. and Astrophys.* **601**, id. A35 (2017).
56. *Y. Uchiyama, C. M. Urry, C. C. Cheung, S. Jester, et al.*, *Astrophys. J.* **648**, 910 (2006).
57. *J. N. Bahcall, S. Kirhakos, D. P. Schneider, R. J. Davis, T. W. B. Muxlow, S. T. Garrington, R. G. Conway, and S. C. Unwin*, *Astrophys. J.* **452**, L91 (1995).
58. *S. Jester, H. J. Röser, K. Meisenheimer, R. Perley, and R. Conway*, *Astron. and Astrophys.* **373**, 447 (2001).
59. *S. Jester, H. J. Röser, K. Meisenheimer, and R. Perley*, *Astron. and Astrophys.* **431**, 477 (2005).
60. *D. E. Harris and C. P. Stern*, *Astrophys. J.* **313**, 136 (1987).
61. *H. J. Röser, K. Meisenheimer, M. Neumann, R. G. Conway, and R. A. Perley*, *Astron. and Astrophys.* **360**, 99 (2000).
62. *S. Jester, D. E. Harris, H. L. Marshall, and K. Meisenheimer*, *Astrophys. J.* **648**, 900 (2006).
63. *S. Jester, K. Meisenheimer, A. R. Martel, E. S. Perlman, and W. B. Sparks*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **380**, 828 (2007).
64. *C. P. O’Dea, R. Barvainis, and P. M. Challis*, *Astron. J.* **96**, 435 (1988).
65. *F. Acero, M. Ackermann, M. Ajello, A. Albert, et al.*, *Astrophys. J. Suppl.* **218**, 23 (2015).
66. *F. Massaro, D. E. Harris, and C. C. Cheung*, *Astrophys. J. Suppl.* **197**, 24 (2011).
67. *A. A. Abdo, M. Ackermann, M. Ajello, A. Allafort, et al.*, *Astrophys. J.* **715**, 429 (2010).
68. *J. L. Gómez, A. P. Lobanov, G. Bruni, Y. Y. Kovalev, et al.*, *Astrophys. J.* **817**, id. 96 (2016).
69. *A. M. Kutkin, I. N. Pashchenko, M. M. Lisakov, P. A. Voytsik, et al.*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **475**, 4994 (2018).
70. *S. V. Pilipenko, Y. Y. Kovalev, A. S. Andrianov, U. Bach, et al.*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **474**, 3523 (2018).
71. *L. Vega-García, A. P. Lobanov, M. Perucho, G. Bruni, et al.*, [arXiv:1912.00925 astro-ph.GA] (2019).
72. *E. V. Kravchenko, J. L. Gómez, Y. Y. Kovalev, and P. A. Voytsik*, *Adv. Space Research* **65**, 720 (2020).
73. *Y. Y. Kovalev, N. S. Kardashev, K. I. Kellermann, A. P. Lobanov, et al.*, *Astrophys. J.* **820**, L9 (2016).
74. *B. G. Piner, A. B. Pushkarev, Y. Y. Kovalev, C. J. Marvin, et al.*, *Astrophys. J.* **758**, id. 84 (2012).