

УДК 524.7-735-77

Е. Ю. Банникова, В. М. Конторович

Харківський національний університет ім. В. Н. Каразіна
 Радиоастрономічний інститут Національної академії наук України, Харків

Определение параметров космических струй по их тонкой структуре в радио- и рентгеновском диапазонах

Обговорюється відмінність зображень джетів позагалактичних джерел в радіо- і рентгеновському діапазонах та можливість отримання додаткової інформації про фізичні умови в джерелах. Дослідження проведено в рамках дифузійної моделі поширення релятивістських електронів від вузлів і гарячих точок джетів з урахуванням комптонівських та синхротронних втрат.

ВВЕДЕНИЕ

Высокое разрешение в рентгеновском диапазоне порядка $1''$, достигнутое на космическом рентгеновском телескопе Chandra (сравнимое с разрешением крупнейшего наземного радиотелескопа VLA) позволило получить карты джетов галактик и квазаров, на которых, как и в радиодиапазоне, обнаруживаются компактные структуры: узлы и горячие пятна. В отличие от радиодиапазона, где излучение обусловлено синхротронным механизмом (рис. 1), в жесткой области спектра может преобладать обратный комптон-эффект (рис. 2) с рассеянием релятивистских электронов либо на реликтовом фоне, либо на излучении центрального источника, либо на собственном (синхротронном) излучении.

Это дает возможность аналогично тому, как это было сделано ранее для радиодиапазона [1], независимо определить параметры джета, а также получить принципиально новые результаты, например оценить влияние неоднородности магнитного поля.

Основная идея используемого подхода состоит в том, что инжекция электронов, ускоренных до релятивистских энергий на ударных волнах, происходит локально (в месте расположения движущегося узла или горячего пятна). После этого, в рамках рассматриваемой модели, электроны диффузионно распространяются в окружающее пространство джета или радиооблака, теряя энергию на синхротронные потери. В результате область излучения образует характерный «факел», геометрические параметры которого позволяют оценить пара-

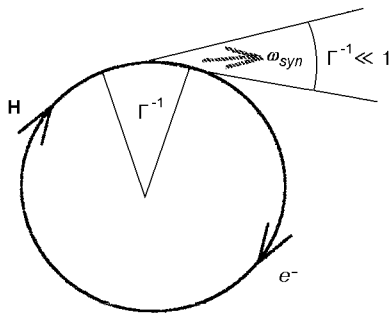


Рис. 1. Схема синхротронного механизма излучения

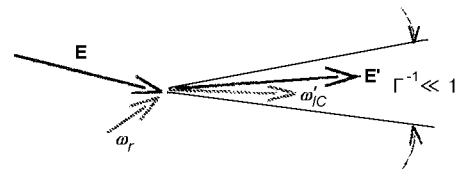


Рис. 2. Схема обратного комптоновского рассеяния

метры излучающей области, а используемая диффузионная модель позволяет рассчитать его форму на разных частотах. Здесь мы рассматриваем точечный источник инжекции, однако конечные размеры излучающей области, как и самопоглощение, можно учесть в рамках той же модели.

ДИФFUЗИОННАЯ МОДЕЛЬ для движущегося источника

Горячее пятно или узел рассматриваются нами как локализованный движущийся источник ультрарелятивистских электронов (рис. 3). Мы ограничиваемся диффузионным механизмом распространения электронов. Исходное уравнение представляет собой кинетическое уравнение для функции распределения релятивистских электронов $N(E, t, \mathbf{r})$ с заданным источником инжекции $Q = Q(E, t, \mathbf{r})$:

$$\frac{\partial N}{\partial t} + \frac{\partial(B(E)N)}{\partial E} - D(E)\Delta N = Q(E, t, \mathbf{r}), \quad (1)$$

где

$$\Delta \equiv \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}.$$

Второе слагаемое описывает синхротронные и комптоновские потери электрона

$$B(E) = -\beta E^2,$$

где

$$\beta = \frac{32 \cdot \pi}{9} \left(\frac{e^2}{mc^2} \right)^2 \frac{W_H + W_r}{m^2 c^3}, \quad (2)$$

и $W_H + W_r$ — плотность энергии хаотического магнитного поля и излучения. Здесь мы рассматри-

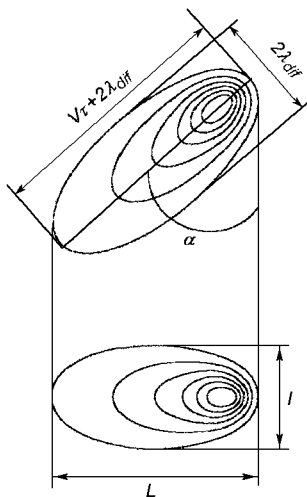


Рис. 3. Распределение интенсивности в окрестности узла («факел»), движущегося под углом α к лучу зрения при $V > V_{\text{dif}}$

ваем случай не зависящего от энергии E коэффициента диффузии $D(E) = D_0$. Зная функцию распределения электронов по источнику [1, 3, 15], находим интенсивность синхротронного излучения и излучения за счет обратного комптоновского рассеяния соответственно [4, 5]:

$$I_{\text{syn}}(\nu, t, \mathbf{r}) = \frac{\sqrt{3} \cdot e^3 E_2}{mc^2} \int dE \int dz \cdot N(E, t, \mathbf{r}) H \frac{\nu}{\nu_{\text{syn}}} \int_{\nu/\nu_{\text{syn}}}^{\infty} d\eta K_{5/3}(\eta), \quad (3)$$

$$I_{\text{IC}}(\nu, t, \mathbf{r}) = h\nu \int dz \int_{\nu}^{E_2} dE \int_{h\nu}^{\infty} \sigma(\varepsilon, E) n_{\text{ph}}(\varepsilon) N(E, t, \mathbf{r}) d\varepsilon, \quad (4)$$

$$\nu_{\text{syn}} = \frac{3eH}{4\pi mc} \left(\frac{E}{mc^2} \right)^2,$$

$$\nu_{\text{IC}} = \nu_{\text{ph}} \left(\frac{E}{mc^2} \right)^2,$$

где H — проекция магнитного поля на экранную плоскость (x, y), $K_{5/3}(\dots)$ — модифицированная функция Бесселя, $\sigma(\varepsilon, E)$ — сечение рассеяния [2, 6], n_{ph} — распределение низкочастотного излучения с характерной частотой ν_{ph} . Спектр инжекции предполагается степенным ($E^{-\gamma_0}$) с $\gamma_0 = 2$ в интервале энергий $E_1 < E < E_2$ и равным нулю вне его. Инжекция включается в момент времени $t = 0$, соответствующий началу процесса эффективного ускорения частиц.

Существенным является то, что электроны с одной и той же энергией (или, соответственно, Лоренц-фактором $\Gamma = E/(mc^2)$) могут участвовать в излучении как в радио, так и в рентгеновском диапазоне, что продемонстрировано в таблице.

ОТЛИЧИЕ В РАСПРЕДЕЛЕНИЯХ ИНТЕНСИВНОСТИ ПО ИСТОЧНИКУ В РАДИО- И РЕНТГЕНОВСКОМ ДИАПАЗОНАХ

Мы выбираем источники в основном из списка объектов с обнаруженными рентгеновскими джетами (D. Harris, <http://hea-www.harvard.edu/XJET/>), у которых наблюдается узельная структура джета или горячих пятен килопарсековых масштабов как в радио, так и в рентгеновском диапазонах. В качестве примера приведем источники PKS 1136 и PKS 1354. (Аналогичная картина наблюдается для джета M 87 [9], см. также [1, 7]).

В джетах обоих источников (рис. 4) ярко выражены узельные структуры в обоих диапазонах.

Синхротронное излучение (радио-) и обратное комптоновское рассеяние (рентген) на реликтовом фоне с частотой максимума ω_r для электронов с одной и той же энергией

Синхротронное излучение			Лоренц-фактор	Обратное комптоновское рассеяние		
Н, мкТл	ω_{sup} , рад/с	диапазон	Γ	ω_r , рад/с	ω_{IC} , рад/с	E_X , кэВ
10^{-4}	$9.4 \cdot 10^7$	дкм	$1.9 \cdot 10^3$	$1.02 \cdot 10^{12}$	$3.66 \cdot 10^{18}$	2.4
10^{-4}	$2.65 \cdot 10^8$	м	$3.17 \cdot 10^3$		$1.03 \cdot 10^{19}$	6.78
10^{-3}	$8 \cdot 10^7$	дкм	$5.50 \cdot 10^2$		$3.1 \cdot 10^{17}$	0.2
10^{-2}	$1.71 \cdot 10^9$	м	$8.06 \cdot 10^2$		$6.65 \cdot 10^{17}$	0.44
10^{-2}	$2.7 \cdot 10^9$	дцм	$1 \cdot 10^2$		$1.04 \cdot 10^{18}$	0.7
10^{-2}	$3.14 \cdot 10^{10}$	см	$3.45 \cdot 10^3$		$1.22 \cdot 10^{19}$	8.03
1	$1.71 \cdot 10^{11}$	см	$8.065 \cdot 10^2$		$6.65 \cdot 10^{17}$	0.44

Отличие радио- от рентгеновского изображения источников может быть связано с влиянием неоднородности магнитного поля. Проиллюстрируем это, рассматривая полученное нами решение для функции распределения в случае слабого неоднородного магнитного поля, когда потери полностью определяются комптоновским рассеянием на однородном реликтовом излучении. Тогда можно использовать полученное решение кинетического уравнения (1) для функции распределения $N(E, t, r)$ при однородных потерях [1]. При этом в выражении для интенсивности синхротронного излучения (3) магнитное поле может быть произвольной функцией координат. Это позволяет учесть влияние произвольной неоднородности магнитного поля на радиоизображение. Сравним расчетные таким способом изображения в рентгене и в радио (рис. 5), соответствующие одной и той же функции распределения электронов. Одно из них формируется за счет обратного комптон-эффекта на реликте в X-диапазоне, другое — за счет синхротронного механизма в неоднородном магнитном поле в R-диапазоне. Видно, что в случае локализованного магнитного поля в радиодиапазоне будет излучать только область, где это поле относительно велико.

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ИНТЕНСИВНОСТИ РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ДЛЯ ДЖЕТА 3С 273

Рассмотрим пример обратного комптон-эффекта на излучении центрального источника и реликтовом излучении для узлов джета 3С 273. Наблюдаемое распределение интенсивности рентгеновского излучения по узлам было получено двумя коллективами авторов [11, 13]. Из воспроизведенного на рис. 6 распределения интенсивности излучения по узлам джета из работы Маршалла и др. [11] видно, что интенсивность рентгеновского излучения для близких к квазару узлов А и В резко падает, а для

более далеких — выходит на плато. Естественно предположить, что X-излучение А и В узлов джета формируется за счет обратного комптон-эффекта на квантах центрального источника. Для остальных узлов излучение будем связывать с рассеянием на однородном реликтовом фоне. Для двух первых узлов А и В квадратичному спаду интенсивности $I_X \sim NL/(4\pi R^2)$ можно удовлетворить, если отношение концентраций электронов в узлах А и В равно $N_A/N_B \approx 2$ (а в остальных узлах концентрации электронов не изменяются). Используя известное значение плотности энергии реликтового излучения $W_{\text{СМВ}}$, согласно рис. 6 находим плотность энергии центрального источника на ближайшем узле А с учетом полученного отношения концентраций: $W_{\text{ES}} = 8W_{\text{СМВ}} \cdot 1/2$. Теперь можно оценить светимость центрального источника, зная расстояние до 3С 273 ($r \approx 3 \cdot 10^{27}$ см, $z = 0.158$): $L = 4\pi R^2 c W_{\text{ES}} = 10^{40}$ Дж/с (где $R = 4 \cdot 10^{23}$ см — расстояние до ближайшего узла). Это значение точно совпадает с наблюдаемой светимостью 3С 273.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Благодаря высокому разрешению в рентгеновском диапазоне появилась возможность получать изображения джетов радиогалактик и квазаров, создаваемое электронами с одной и той же энергией как в радиодиапазоне (синхротронным механизмом), так и в рентгеновском диапазоне (посредством обратного комптоновского рассеяния). Это направление бурно развивается, о чем свидетельствуют ряд замечательных обзорных докладов, сделанных на последнем Европейском астрономическом съезде JENAM 2003 в Будапеште [8, 10, 14].

Заметим, что в случае рассеяния на реликтовом излучении нам точно известны свойства рассеиваемого низкочастотного излучения и его характерная

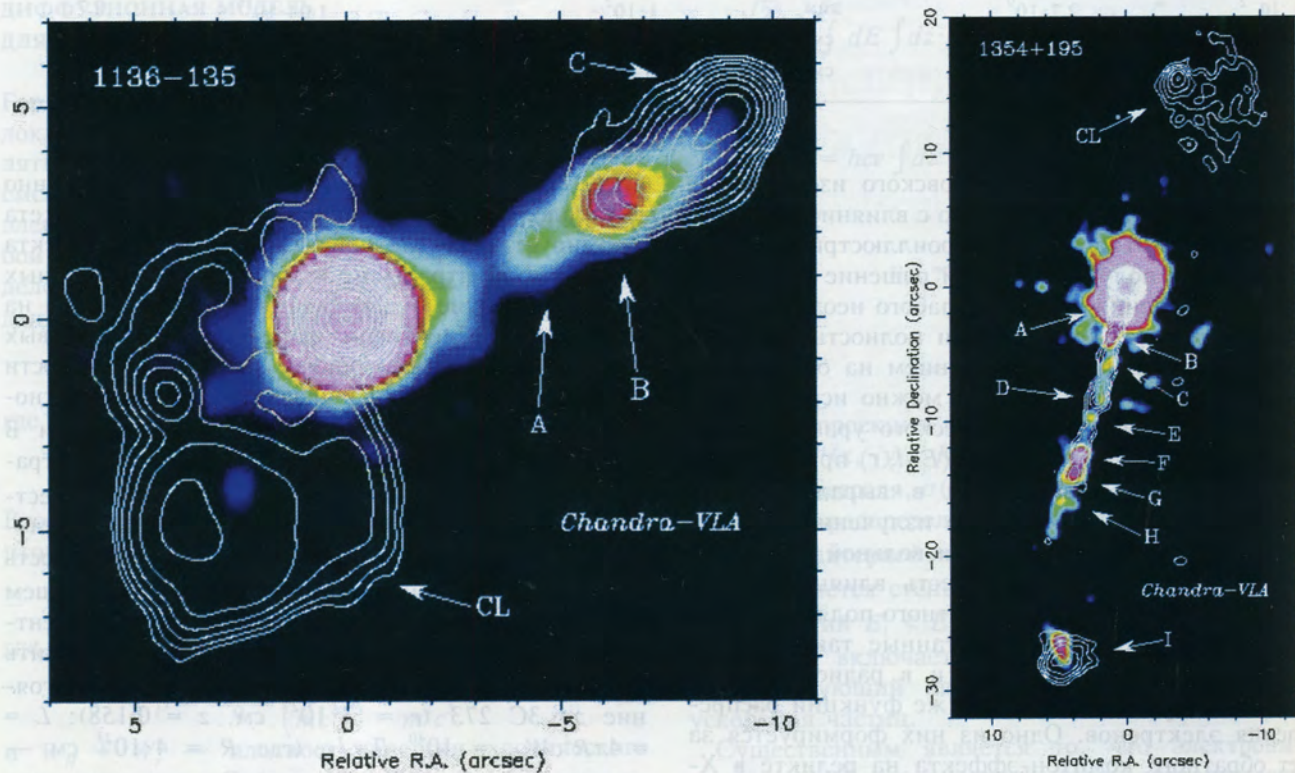


Рис. 4: *a* - радиоизофоты (VLA) и распределение рентгеновского излучения - цветовая карта (Chandra) квазара PKS 1136 по работе [12]. Видно смещение радиоизофот по отношению к рентгеновскому изображению; *б* - то же для источника PKS 1354 [12]. Видно совпадение областей излучения в радио- и рентгене. С благодарностью Р. М. Самбруне

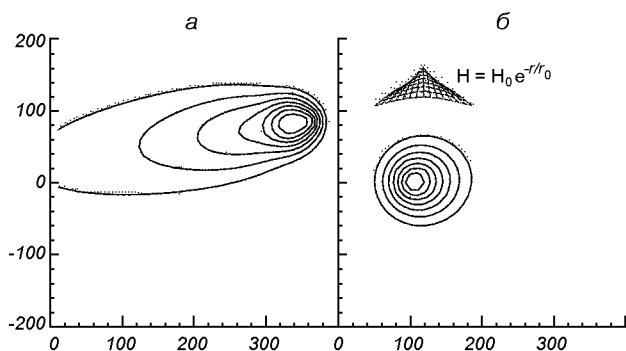


Рис. 5: *a* — модельное изображение источника в рентгеновском диапазоне при обратном комптоновском рассеянии на однородном реликтовом фоне. Синхротронные потери предполагаются несущественными. Остальные параметры соответствуют узлу А джета M 87 [1]; *б* — изображение того же модельного источника в радиодиапазоне за счет синхротронного излучения в экспоненциально спадающем неоднородном магнитном поле, которое показано в верхней части рисунка

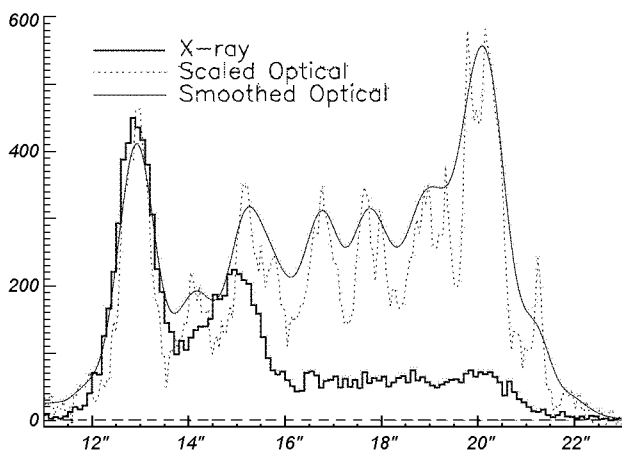


Рис. 6. Распределение интенсивности по узлам джета 3C 273 из работы [11]. С благодарностью Г. Л. Маршаллу

частота, играющая роль, аналогичную циклотронной частоте, определяемой неизвестным нам магнитным полем для синхротронного излучения. Если преобладает рассеяние на собственных синхротронных фотонах, то, зная спектр радиоисточника, по высокочастотному завалу в нем можно также точно находить характерную частоту рассеиваемых синхротронных квантов. Сравнивая расчетные и наблюдательные карты распределения интенсивности в рентгеновском диапазоне с радиокартами, исследуя форму факелов узлов и горячих пятен, можно не только проверить правильность и применимость теоретических моделей, но уточнить и получить новые комбинации измеряемых физических пара-

метров джетов, оценить такие важные факторы, как неоднородность магнитного поля, конечные размеры области инжекции и т. п.

Данная работа частично поддержана фондом ИНТАС, грант 00-00292.

1. Банникова Е. Ю., Конторович В. М. О возможности определения скорости джетов радиогалактик и квазаров по исследованиям тонкой структуры их узлов при высоком угловом разрешении // *Космічна наука та технологія. Додаток.*—2003.—9, № 2.—С. 305.
2. Берестецкий В. Б., Лифшиц Е. М., Питаевский Л. П. *Квантовая электродинамика.* — М.: Наука, 1980.—704 с.
3. Гестрин С. Г., Конторович В. М., Кочанов А. Е. Диффузионная модель протяженных радиокомпонентов и струй с движущимся источником ускоренных частиц // *Кинематика и физика небес. тел.*—1987.—3, № 4.—С. 57.
4. Железняков В. В. *Излучение в астрофизической плазме.* — М.: Янус-К, 1997.—528 с.
5. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. *Теория поля.* — М.: Наука, 1988.—510 с.
6. Нагирнер Д. И. *Комптоновское рассеяние в астрофизических объектах.* — Санкт-Петербург: Изд-во Ленинградского ун-та, 2001.—55 с.
7. Bannikova E. Yu. Kontorovich V. M. Jet knots fine structure of cosmic radio sources in synchrotron and compton mechanisms of radiation in the diffusion model // *JENAM 2003. Abstracts.* — Budapest, 2003.—P. 12.
8. Courviosier T. *Gamma-ray and radio astronomy* // *JENAM 2003.* — Budapest, 2003.—P. 22.
9. Harris D. E., Biretta J. A., Junor W., et al. Flaring X-ray emission from HST-1, a knot in the M87 jet // *astro-ph/0302270*, 2003.
10. Livio M. *Astrophysical jets* // *JENAM 2003. Abstracts.* — Budapest, 2003.—P. 157.
11. Marshall H. L., Harris D. E., Grimes J. P., et al. Structure of the X-ray emission from the jet of 3C 273 // *Astrophys. J.*—2001.—549.—P. 167.
12. Sambruna R. M., Maraschi L., Tavecchio F., et al. A survey of extended radio jets in AGN with Chandra and HST: First results // *astro-ph/0201412*, 2002.
13. Sambruna R. M., Urry C. M., Tavecchio F., et al. Chandra observations of the X-ray jet of 3C 273 // *Astrophys. J.*—2001.—549.—P. 161.
14. Schwartz D. An X-ray of radio sources: the end of the story // *JENAM 2003. Abstracts.* — Budapest, 2003.—P. 9.
15. Valtaoja E. Diffusion of electrons in radio galaxies // *Astron. and Astrophys.*—1982.—111, N 2.—P. 213.

DETERMINATION OF JET PARAMETERS OF EXTRAGALAXY SOURCES FROM THEIR FINE STRUCTURE IN RADIO AND X-BANDS

E. Yu. Bannikova and V. M. Kontorovich

We discuss the distinction of jet images of extragalaxy sources in radio and X-ray bands and the possibilities to obtain some additional information on physical conditions in the sources from the distinction. The investigation was carried out within the framework of the diffusion model of propagation of relativistic electrons from jet knots and hot spots with the consideration for Compton and synchrotron losses.