

УДК 524.7

ОПРЕДЕЛЕНИЕ МАКСИМАЛЬНОЙ ЭНЕРГИИ УСКОРЕННЫХ ЧАСТИЦ В УЗЛАХ ДЖЕТОВ ВНЕГАЛАКТИЧЕСКИХ ИСТОЧНИКОВ

Е.Ю. Банникова

*Институт астрономии Харьковского национального университета им. В.Н. Каразина,
61077, г. Харьков, ул. Сумская, 35*

Радиоастрономический институт НАН Украины, 61002, г. Харьков, ул. Краснознамённая, 4

E-mail: bannikova@astron.kharkov.ua.

Поступила в редакцию 9 февраля 2005 г.

Высокочастотный обрыв синхротронных спектров внегалактических источников (радиогалактик и квазаров) соответствует максимальному значению энергии ускоренных частиц, связанных с локальными местами ускорения релятивистских электронов в «узлах» или «горячих пятнах» джетов. Исследование тонкой структуры радиоизлучения таких источников в области высокочастотного обрыва может дать дополнительную информацию о механизмах ускорения и о характере спектра инжектированных частиц. В данной работе в рамках диффузионной модели рассмотрена зависимость карт распределения интенсивности и спектров синхротронного излучения узлов от вида спектра инжектированных частиц в области максимальных энергий. Показано, также что в области частот, где синхротронное излучение исчезает, а излучение за счёт обратного комптон-эффекта ещё невелико, при достаточной чувствительности инструментов появляется возможность определения параметров тепловой плазмы джета.

КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА: джет, радиогалактика, квазар, узлы, горячие пятна, ударные волны, ускорение частиц, синхротронное излучение

Электронный компонент космических лучей в местах их возникновения становится «видимой» благодаря их радио- и рентгеновскому излучению. Среди источников такого излучения выделяются радиогалактики и квазары, основное радиоизлучение которых создаётся протяжёнными компонентами (радиооблаками), куда энергия поступает из активного ядра по узким коллимированным космическим струям – джетам [1 стр. 24-39, стр. 295-315]. Размеры джетов достигают сотни и тысячи килопарсек и простираются за пределы родительской галактики. Как в джетах, так и в радиооблаках наблюдаются компактные, более яркие области, видимые на радиокартах как «узлы» и «горячие пятна», где релятивистские электроны ускоряются, по всей видимости на ударных волнах [2 см. глава 6], а наблюдаемое радиоизлучение связано с синхротронным механизмом в магнитных полях радиооблаков. Максимальная энергия ускоренных частиц (релятивистских электронов) E_{\max} является одним из важных параметров физики космических лучей и теории внегалактических источников. При синхротронном механизме излучения максимальной энергии электронов соответствует высокочастотный обрыв спектра на предельной частоте $\nu_{\max} \approx 0,29 \cdot \nu_s$, где

$$\nu_s = \frac{3}{4\pi} \frac{eH}{mc} \left(\frac{E}{mc^2} \right)^2, \quad H - \text{напряжённость магнитного поля, } e$$

и m – заряд и масса электрона [3 стр.82, 90]. Для ряда источников это соответствует миллиметровому и субмиллиметровому диапазонам [4 стр.532]. На рис. 1 приведёно изображение узлов джета радиогалактики М87 в миллиметровом диапазоне, возможное в настоящее время лишь для небольшого числа наиболее ярких источников. Исследование высокочастотного обрыва спектра позволило бы получить информацию о предельных энергиях космических лучей в местах их ускорения: узлах и горячих пятнах. При магнитном поле узла $H = 10^{-4} \text{ Гс}$, $\nu_{\max} = 100 \text{ ГГц}$ [4 стр.532] соответствует $E_{\max} = 1,5 \cdot 10^{10} \text{ эВ}$, т.е. электронному лоренц-фактору $\Gamma_{\max} = E_{\max} / mc^2 = 3 \cdot 10^4$.

Для определённости мы ограничимся обрывом спектра в миллиметровом и субмиллиметровом диапазоне (развиваемый подход применим и в других случаях). Это значит, что при типичных спектральных индексах $\alpha \approx 0,8$ в данной области частот сосредоточена максимальная плотность энергии синхротронного излучения, с которой связан комптоновский предел интенсивности радиоисточников [4 стр.532], а также рентгеновская ветвь излучения за счёт обратного комптон-эффекта [6]. Поэтому изучение этой области спектра представляет

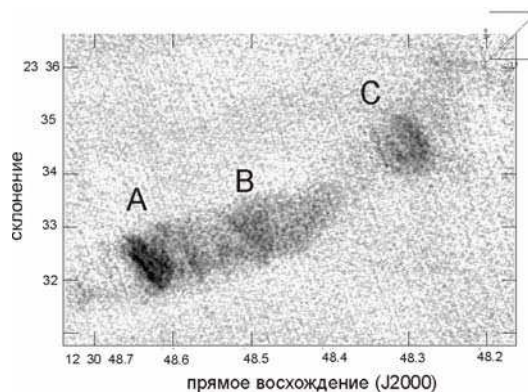


Рис. 1. Изображение комплекса узлов А, В, С джета радиогалактики М87 в миллиметровом диапазоне на длине волны 7мм, полученное с помощью VLA [5].

значительный интерес несмотря на трудности наблюдений, связанные в том числе с малой величиной потока излучения. Исследование уменьшения яркости узлов и горячих пятен при приближении к предельной частоте может позволить восстановить функцию распределения инжектированных частиц в области максимальных энергий. Обсуждению связанных с этим вопросов и посвящена данная работа, где рассматривается диффузионное распространение электронов от точечного движущегося места инжекции (ударной волны), формирующее узел или горячее пятно.

С усовершенствованием наблюдательных средств появилась возможность изучать компактные структуры джетов не только в радиодиапазоне, но и в рентгеновской области спектра с помощью космического телескопа *Chandra*, разрешение которого достигает значения $0,5''$ [7, 8], что соответствует разрешению крупнейших наземных радиотелескопов (*VLA* – Very Large Array) и космического оптического телескопа Хаббла (*HST*). Рентгеновское излучение может быть связано как с синхротронным механизмом излучения релятивистских электронов с большими значениями Γ , так и с обратным комптоновским рассеянием ультрарелятивистских электронов на низкочастотном излучении. Таким низкочастотным излучением может быть реликтовое излучение, излучение центрального источника или собственные синхротронные кванты [6, 9]. Примеры типичных спектров показаны на рисунке 2 (линиями представлены спектры, полученные на основе модели Тавеккио и Целотти для бистепенного по энергии, пространственно однородного распределения электронов [10, 11], параметры которого подбираются по изображённым на графике экспериментальным точкам).

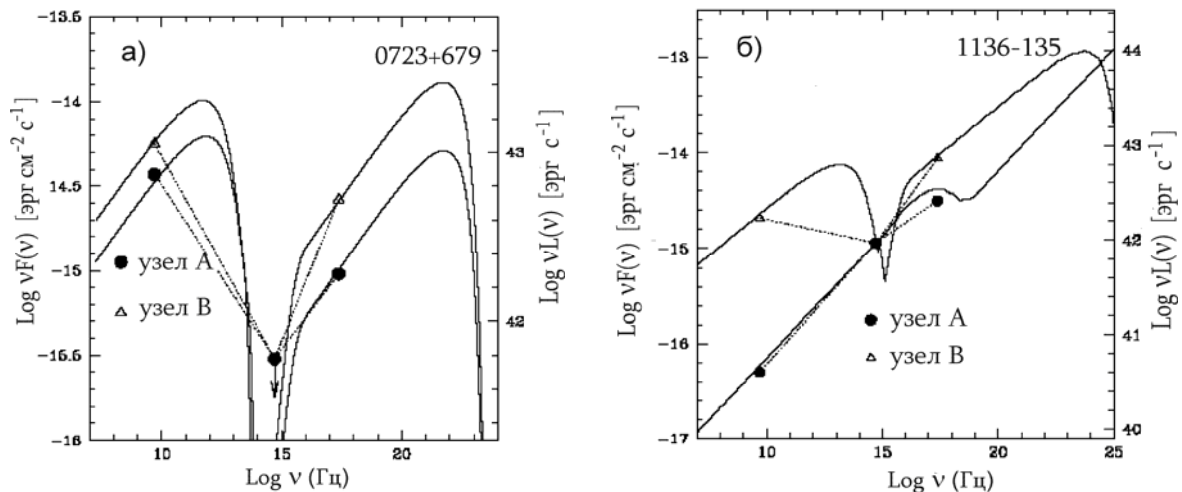


Рис.2. Спектры излучения узлов джетов (из статьи [7]): а) квазара PKS 0723+679 (3C 179), б) радиогалактики PKS 1136-137. Наблюдательные данные обозначены кружками (узел А) и треугольниками (узел В). По оси ординат отложено произведение плотности потока (или светимости) на частоту.

Максимум (плотности потока умноженной на частоту) за счёт синхротронного механизма излучения для узлов джета квазара PKS 0723+679 приходится на субмиллиметровый диапазон, а за счёт обратного комптоновского рассеяния – на гамма диапазон (рис.2а). В данном источнике области излучения, привязанные к экспериментальным точкам, разнесены. Для случая радиогалактики PKS 1136-137 (рис.2б) частотные области обрыва спектров отличаются для разных узлов. Для узла В обрыв спектра приходится на ИК диапазон, а для узла А смещается в рентгеновскую область. Области излучения в радио и X- диапазонах в данном источнике перекрываются. Видно, что высокочастотный обрыв синхротронного излучения может находиться не только в коротковолновой части радиодиапазона [4 стр.532], но и достигать даже (при $E_{\max} \geq 10^{13}$ эВ) рентгеновской области спектра. Для наших целей важно, чтобы спектр синхротронного излучения не перекрывался со спектром обратного комптоновского рассеяния. Заметим, что основной вклад в максимум в рентгеновской области спектра за счёт обратного комптоновского рассеяния также будут давать частицы с $E \approx E_{\max}$ [17].

ДИФФУЗИОННАЯ МОДЕЛЬ

Идея диффузионной модели следующая. Наблюдаемые яркие компактные области в джетах радиогалактик и квазаров (узлы и горячие пятна) представляют собой места, где электроны ускоряются до ультрарелятивистских энергий на фронте ударной волны, а затем, теряя энергию за счёт синхро-комптоновских потерь, распространяются посредством диффузии в окружающее радиооблако. Исходным уравнением для функции распределения $N(E, t, \mathbf{r})$ является кинетическое уравнение [12–14]:

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

где

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

Второе слагаемое характеризует синхро-комптоновские потери и $B(E) = -\beta E^2$,

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

где W_r – плотность энергии излучения, W_H – плотность энергии магнитного поля, D – коэффициент диффузии (в данной работе не зависящий от энергии), c – скорость света. Правая часть уравнения (1) отвечает движущемуся точечному источнику релятивистских электронов

$$Q(E, t, \mathbf{r}) = Q_0 N_{inj}(E) \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}(t)) \Theta(t), \quad (2)$$

где $\Theta(\cdot)$ – функция Хевисайда, $\delta(\cdot)$ – дельта-функция Дирака, t – время от начала инъекции, Q_0 – нормировочный множитель.

В данной работе рассмотрено решение кинетического уравнения (1) в случае однородных потерь для двух видов функции распределения инжектируемых частиц $N_{inj}(E)$:

$$N_{inj}(E) = \begin{cases} E^{-\gamma} \Theta(E_{\max} - E) \Theta(E - E_{\min}) \\ E^{-\gamma} \Theta(E_{\max} - E) \Theta(E - E_{\min}) + E_{\max}^{-\gamma} e^{\xi(1-E/E_{\max})} \Theta(E - E_{\max}) \end{cases} \quad (3a)$$

$$(3b)$$

В первом случае (3a) спектр инъекции имеет степенной характер с показателем γ в области энергий $E_{\min} < E < E_{\max}$, а вне этого интервала зануляется, во втором же (3b) – степенной спектр обрывается на низких энергиях, а на высоких – выше границы степенного спектра E_{\max} – зависимость от энергии экспоненциальная и определяется параметром ξ . При $\xi \rightarrow \infty$ формула (3b) переходит в (3a). Экспоненциальный спад связан с учётом синхро-комптоновских потерь в механизме ускорения частиц. При слабо меняющемся на ударном фронте коэффициенте диффузии параметр ξ можно записать как [15 стр.460]

$$\xi \approx \frac{\kappa - 1}{2} \frac{\beta D_0}{u^2} E_{\max}, \quad (4)$$

где u – значение скорости среды за фронтом ударной волны, D_0 – коэффициент диффузии в области ускорения, κ – показатель адиабаты среды джета, в которой распространяется ударная волна.

Используя замену переменных в t - E плоскости (или преобразование Лапласа по времени), приводим кинетическое уравнение к диффузионному. Окончательное выражение для функции распределения при движущемся точечном источнике имеет вид (ср. [16, 17]):

$$N(E, t, \mathbf{r}) = \frac{Q_0}{(4 \cdot \pi D)^{3/2} \cdot E^2} \int_{-\tau_+(E, t)}^{\tau_-(E, t)} \frac{d\tau'_-}{(\tau_-(E, t) - \tau'_-)^{3/2}} (\tilde{E}(\tau_+(E, t), \tau'_-))^2 N_{inj}(\tilde{E}) \Theta(\tau_+(E, t) + \tau'_-) \times \exp\left(\frac{-(\mathbf{r} - \mathbf{r}(\tau_+(E, t) + \tau'_-))^2}{4 \cdot (\tau_-(E, t) - \tau'_-)}\right), \quad (5)$$

где

$$\tilde{E}(\tau_+, \tau'_-) = \frac{1}{\frac{1}{E_{\max}} - \beta \cdot (\tau_+ - \tau'_-)}, \quad \tau_{\pm}(E, t) = \frac{1}{2} \left(t \pm \frac{1}{\beta} \left(\frac{1}{E_{\max}} - \frac{1}{E} \right) \right).$$

Зная функцию распределения электронов $N(E, t, \mathbf{r})$ по источнику можно получить карты интенсивности в радиодиапазоне. Интенсивность синхротронного излучения в области прозрачности [3 стр.89]

$$I(\nu, t, \mathbf{r}) = \frac{\sqrt{3} \cdot e^3}{m \cdot c^2} \int_{E_{\min}}^{E_{\max}} dE \int dz \cdot N(E, t, \mathbf{r}) H_{\perp} \cdot \frac{\nu}{V_s} \int_{\nu/V_s}^{\infty} K_{5/3}(\eta) d\eta, \quad (6)$$

где $K_{5/3}(\cdot)$ – модифицированная функция Бесселя, z ориентировано вдоль луча зрения, H_{\perp} – проекция магнитного поля на картинную плоскость. Верхний предел в случае (3b) равен ∞ . Формула (6) используется нами для численного нахождения карт распределения интенсивности по источнику на определённой (наблюдаемой) частоте. Интегрирование (6) по всему источнику даёт частотную зависимость интенсивности излучения. Численные расчёты проводились в пакете Mathematica 5.0. Варьируемыми параметрами задачи являются напряжённость магнитного поля, коэффициент диффузии, вид движения (в данной работе рассматривается прямолинейное движение источника в картинной плоскости (x , y) с соответствующими компонентами скорости V_x и V_y), частота ν , соответствующая частоте наблюдения, энергия обрыва E_{\max} спектра инъекции и соответствующая ему частота ν_{\max} . Не трудно обобщить подобный анализ на случаи более

сложных движений горячего пятна (ср. [16]) и конечных размеров узла.

ЗАВИСИМОСТЬ КАРТ И СПЕКТРА СИНХРОТРОННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ОТ ВИДА СПЕКТРА ИНЖЕКТИРОВАННЫХ ЧАСТИЦ В ОБЛАСТИ МАКСИМАЛЬНЫХ ЭНЕРГИЙ

Для случая спектра с обрывом на E_{\max} при приближении по частотам к области максимальной энергии изображение узла (или горячего пятна) в радиодиапазоне за счёт синхротронного механизма излучения должно уменьшаться до его полного исчезновения (при однородном, не зависящем от координат магнитном поле), т.к. при увеличении частоты число электронов с большей энергией уменьшается. Исчезновение узла продемонстрировано численным моделированием. На рисунках 3а и 3б показаны расчётные карты распределения интенсивности по источнику, полученные по формуле (6) для функции инжектированных частиц (3а) с $\gamma=2$ при двух значениях ν_{\max} , соответствующих энергиям E_{\max} . При $\nu_{\max}=10^{11}\text{Гц}$ радиоизображение узла исчезает на частоте, соответствующей длине волны $\lambda\approx 0,6\text{см}$ (рис. 3а), а для $\nu_{\max}=10^{12}\text{Гц}$ исчезновение происходит на более короткой длине волны $\lambda\approx 0,4\text{см}$ (рис. 3б). Аналогичная рисунку 3б картина будет наблюдаться для спектра инжектированных частиц с экспоненциальным спадом – формула (3б).

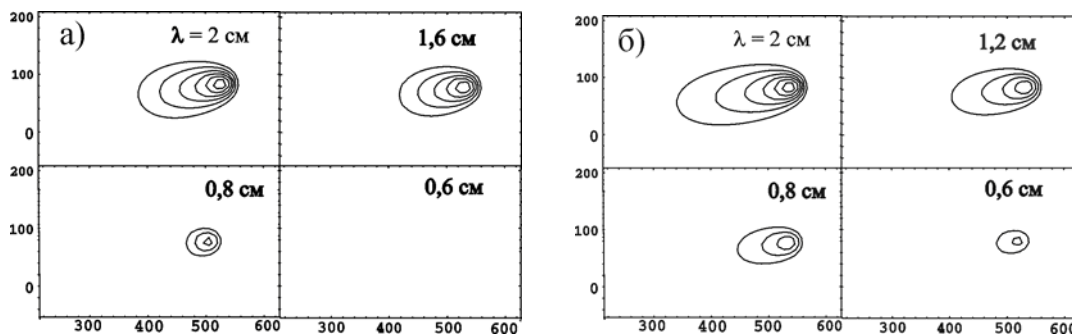


Рис.3. Модельные карты распределения интенсивности для следующих параметров: $D=5\cdot 10^{29}\text{см}^2/\text{с}$, $V_x=0,5\cdot c$, $V_y=0,08\cdot c$, $H=10^{-5}\text{Гц}$; а) $\nu_{\max}=10^{11}\text{Гц}$; б) $\nu_{\max}=10^{12}\text{Гц}$. По осям отложены размеры узла в парсеках.

Таким образом, отслеживая исчезновение узла при известном магнитном поле и используя связь ν_{\max} с E можно найти максимальную энергию ускоренных частиц. По «форме» обрыва спектра синхротронного излучения можно определить форму спектра инжектированных частиц (или параметр ξ). Например, при $\kappa=5/3$, $H=10^{-5}\text{Гц}$, $D=10^{29}\text{см}^2/\text{с}$, $u=3\cdot 10^9\text{см}/\text{с}$, $\nu_{\max}=10^{11}\text{Гц}$ получаем значение $\xi=19$. Таким образом, сравнивая модельный спектр с наблюдаемым можно оценивать параметры области ускорения.

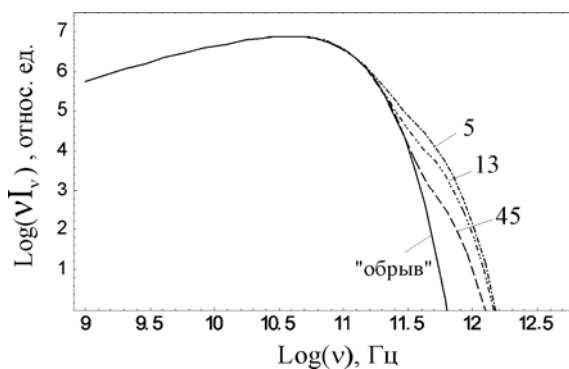


Рис.4. Модельный спектр узла для различных значений ξ в спектре инжектированных частиц (3б) в сравнении со спектром узла для инъекции с обрывом на E_{\max} (для тех же параметров, что и в рис.3).

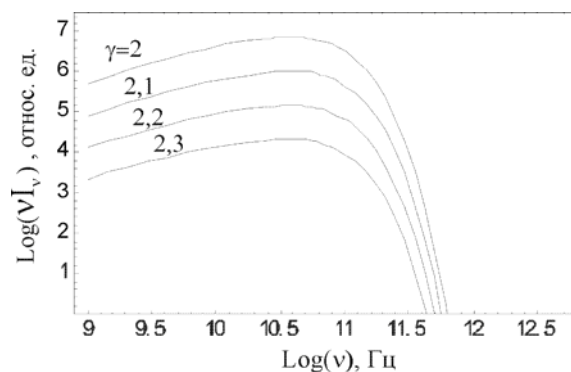


Рис.5. Спектр узла для различных значений показателя степенного спектра инъекции γ для спектра инъекции с обрывом на E_{\max} (3а).

На рис. 4 показан вычисленный в рамках рассматриваемой модели спектр узла для параметров, приведённых в подписи к рис. 3. На рис. 5 показано влияние различных законов спада в степенной области спектра, где видно, что кривая с $\gamma=2$ соответствует большим значениям интенсивности при равных прочих параметрах.

ФОНОВОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ ДЖЕТА

В области частот, где синхротронное излучение от узла джета уже не реализуется, а обратное комптоновское рассеяние ещё не существенно (область между двумя пиками спектра PKS 0723+679 на рис.2а) основным механизмом является тепловое излучение плазмы джета и появляется возможность определить её параметры. Интенсивность излучения в области прозрачности (оптическая толщина $\tau \ll 1$):

$$I \approx \tau I_0, \quad (7)$$

где I_0 – интенсивность равновесного излучения. В области частот ($h\nu \ll kT$), которая соответствует радиодиапазону, можно ограничиться приближением Рэля-Джинса: $I_0 \approx 4kv^2T/c^2$. Оптическая толщина $\tau \sim \alpha L$, где L – толщина джета, а коэффициент поглощения в интересующей нас области параметров имеет вид:

$$\alpha \approx \frac{v_{ie}\omega_p^2}{c\omega^2}, \quad (8)$$

где $\omega_p = \sqrt{4\pi e^2 n/m}$ – электронная плазменная частота, n – концентрация частиц (электронов) в джете. Частота столкновений электронов с ионами v_{ie} для рассматриваемого нами случая $v_{ie} \ll \omega$ имеет вид [3 стр.280]

$$v_{ie} = \sqrt{\frac{8\pi}{m}} e^4 \frac{n}{(kT)^{3/2}} \ln\left(0,37 \frac{kT}{e^2 n^{1/3}}\right), \quad (9)$$

где T – температура плазмы джета. Учитывая (7) – (9), получаем выражение для интенсивности излучения:

$$I \approx \sqrt{\frac{2}{\pi m^3}} \frac{8e^6}{c^3} L \frac{n^2}{\sqrt{kT}} \ln\left(0,37 \frac{kT}{e^2 n^{1/3}}\right) \propto \frac{n^2}{\sqrt{T}} L. \quad (10)$$

Плотность потока излучения от источника равна

$$F = \int I d\Omega, \quad (11)$$

где $d\Omega$ – элемент телесного угла. Таким образом, по формуле (11), зная из наблюдений плотность потока F и толщину джета L , можно определить комбинацию значений температуры и плотности частиц. Например, для квазара PKS 0723+679 при параметрах $T = 10^6 \text{ K}$, $n = 10^2 \text{ см}^{-3}$, $L = 5,5 \text{ кпс}$ (при угловом размере $1''$) получаем значение плотности потока $F \approx I\Omega_s \approx 28 \text{ мЯн}$. Максимум потока от реликтового излучения, принимаемого из того же телесного угла, имеет значение $F \approx 7 \text{ мЯн}$ и, соответственно, меньше плотности потока от джета. Дополнительный максимум, наблюдаемый в инфракрасной области диапазона в радиогалактиках и квазарах, как показано в [18, 19], связан с излучением пыли в окрестности активного ядра и не должен давать вклад при наблюдении удалённых от центра узлов джета.

ВЫВОДЫ

Исследование уменьшения яркости узлов в области обрыва синхротронного спектра позволяет оценить значение максимальной энергии ускоренных частиц и восстановить их функцию распределения. В той области частот, где прекращается синхротронное и ещё не существенно обратное комптоновское излучение возможно определение параметров тепловой плазмы джета. Для этого требуется измерение слабых потоков при высоком угловом разрешении. Реализация таких наблюдений будет возможна на новых инструментах, таких как Большая Миллиметровая Решётка (ALMA), строящаяся Южной Европейской Обсерваторией (ESO) в пустыне Атакама (Чили), разрешение которой предположительно на порядок будет превосходить разрешение VLA и HST, а чувствительность будет достигать 10^{-2} мЯн .

Автор выражает благодарность В.М. Конторовичу за плодотворное обсуждение данной работы, а также Ф.Оуэну за предоставленное изображение джета M87 (рис.1).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Физика внегалактических источников радиоизлучения // Под ред. Р.Д. Дагкесаманского.- М.: Мир, 1987.- 365 с.
2. Бережко Е.Г., Ёлшин В.К., Крымский Г.Ф., Петухов С.И. Генерация космических лучей ударными волнами.- Новосибирск: Наука, 1988.- 182 с.
3. Гинзбург В.Л. Теоретическая физика и астрофизика.- М.: Наука, 1987.- 488 с.
4. Галактическая и внегалактическая радиоастрономия // Под ред. Г.Л. Верскера и К.И. Келлерманна.- М.: Мир, 1976.- 620с.
5. Owen F., Biretta J. VLA 7mm Images of the M 87 Jet // The radio galaxy Messier 87: proceedings of a workshop held at Ringberg Castle. New York: Springer, 1999.- P.186-189.
6. Wilson A.S. X-ray Emission in Extragalactic Jets, Lobes and Hot Spots.- astro-ph/0301125.
7. Sambruna S.M., Maraschi L., Tavecchio F., Urry C.M., Cheung C.C., Chartas G. A survey of extended radio jets in AGN with Chandra and HST First Results.- astro-ph/0201412.
8. Marshall H.L., Schwartz D.A., Lovell J.E.J., Murphy D.W., Worrall D.M. et.al. A Chandra Survey of Quasars Jets: First

- Results.- astro-ph/0409566.
9. Банникова Е.Ю., Конторович В.М. Определение параметров космических струй по их тонкой структуре в радио- и рентгеновском диапазонах // *Космічна наука і технологія*.- 2003.- Т.9.- № 5/6.- С.153-157.
 10. Tavecchio F., Maraschi L., Ghisellini G. Constraints on the Physical Parameters of TeV Blazars.- astro-ph/9809051.
 11. Celotti A., Ghisellini G., Chiaberge M. Large-scale jets in active galactic nuclei: multiwavelength mapping // *Mon. Not. R. Astron. Soc.*- 2001.- V.321.- P.1-5.
 12. Valtaoja E. Diffusion of electrons in radio galaxies // *Astron. and Astrophys.*- 1982.- V.111.- №2.- P.213-219.
 13. Гестрин С.Г., Конторович В.М., Кочанов А.Е. Диффузионная модель протяжённых радиокомпонентов и струй с движущимся источником ускоренных частиц // *Кинематика и физика небесных тел*.- 1987.- Т.3.- №4.- С.57-66.
 14. Нагирнер Д.И. Лекции по теории переноса излучения.- СПб.: Изд-во С.-Петерб. ун-та, 2001.- 284 с.
 15. Березинский В.С., Буланов С.В., Гинзбург В.Л., Догель В.А., Птускин В.С. *Астрофизика космических лучей*.- М.: Наука, 1990.- 528 с.
 16. Колесников Ф.М., Конторович В.М. Диффузионная модель протяжённых компонент внегалактических радиоисточников с прецессирующим джетом // *Радиофизика и радиоастрономия*.- 2001.- Т.6.- №1.- С.32-44.
 17. Банникова Е.Ю., Конторович В.М. Изображение внегалактических источников в радио- и рентгеновском диапазонах // *Радиофизика и радиоастрономия*.- 2004.- Т.9.- №1.- С.29-36.
 18. Meisenheimer K., Haas M., Muller S. A.H., Chini R., Klaas U. et al. Dust emission from 3C radio galaxies and quasars: New ISO observations favour the unified scheme.- astro-ph/0102333.
 19. Muller S.A.H., Haas M., Siebenmorgen R., Klaas U., Meisenheimer K. et al. Dust in 3CR radio galaxies: On the FR1 – FR2 difference // *Astron. and Astrophys.*- 2004.- V.426.- P.29-34.

DETERMINATION OF MAXIMUM ENERGY OF ACCELERATED PARTICLES IN JET KNOTS OF EXTRA GALAXY SOURCES

E.Yu. Bannikova

Astronomy Institute of Kharkov V.N. Karazin National University, Kharkov 61077, Ukraine

Radio Astronomy Institute of NAS of Ukraine, Kharkov 61002

E-mail: bannikova@astron.kharkov.ua

The high frequency break of synchrotron spectra of extra galaxy sources (radio galaxies and quasars) corresponds to the maximal value of energy of the accelerated particles connected to local places of acceleration of relativistic electrons in jet «knots» or «hot spots». Investigation of thin radio structure of such sources in the high-frequency break region can give the additional information on mechanisms of acceleration and on character of the spectrum of injected particles. In this work in the frameworks of the diffusion models the dependence of maps and spectra of synchrotron radiation on the kind of the spectrum of the injected particles in the region of maximal energy is considered. It is also shown that in the frequency region where the synchrotron radiation disappears and if radiation due to inverse Compton scattering is small enough, by sufficient instrument sensitivity it becomes possible to determine the thermal plasma jet parameters.

KEY WORDS: jet, radio galaxy, quasar, knots, hot spots, shock waves, particle acceleration, synchrotron radiation