

ОБ ОБРАТНОМ ВЛИЯНИИ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ НА СВОЙСТВА ТУРБУЛЕНТНОСТИ И СТРУКТУРУ ДЖЕТОВ В РАДИОГАЛАКТИКАХ

Н.А.Цвык

Радиоастрономический институт НАН Украины
tsvyk@ri.kharkov.ua

ABSTRACT. There are investigated how the electron (e) and proton (p) cosmic rays (CRs) influent on the formation of cosmic shock fronts and on the jet-cocoon structure in the radio galaxies (RGs). The matter parameters in the hot spot (HS) area of RG jet head (on example of Cygnus A) are estimated. The HS-turbulence properties are studied, supporting that the RG morphological structure arises due to the collision-less shocks and the non-linear diffusive shock acceleration of CRs. There makes up a picture of matter transport in HS, accounting the influence of CRs on the shock evolution. It is shown, that the case of when the post-jet flow mirroring elastically from HS as with FR II RGs, responds to the Alfvén and HD-vortex turbulence, that its energy transmits (by means of CRs) to the large-scale vortex turbulence. In the other case, when the magneto-sound turbulence is pumping with low number of CRs or with e-CRs that cooling down by synchrotron radiation, the post-jet flow makes up shocks easily, or this flow decelerates as with FR I RGs. The diffusive shock acceleration model predicts deficit of low-energy e-CRs at the shock front surface, and this will allow us to discover shocks by low-frequency radio observations.

1. Введение: джеты и ударные фронты в радиогалактиках (история вопроса)

Известно, что в активных ядрах радиогалактик (РГ) возникают джеты, которые представляют собой коллимированные релятивистские струи плазмы. В мощных FR II-РГ голова джета движется со сверхзвуковой скоростью; поэтому в месте столкновения джета с межгалактической средой образуется горячее пятно (ГП), ограниченное системой из обратной и лобовой ударных волн. Джетовый поток «за» ГП превращается в турбулентный поток, «отраженный» турбулентностью в обратном направлении. В то же время, в FR I-РГ малой мощности джет, пройдя через поверхность обратного ударного фронта, продвига-

ющуюся вперед с дозвуковой скоростью, превращается из релятивистского в турбулентный поток, который продолжает течь в прежнем направлении и тормозится.

Существует много работ, в которых джеты моделировались в ГД приближении [1,2]. В этих работах, в частности, были найдены связи между скоростью продвижения головы джета и мощностью джета. Также показывалось, что в мощных FR II-РГ джет создает лобовой ударный фронт, и что в голове джета формируются и отрываются вихри. Но эти работы не учитывали присутствия КЛ. С другой стороны, в последние годы было установлено, что вблизи космических ударных фронтов эффективно ускоряются КЛ (т.е. p- и e-частицы) до релятивистских энергий, которые дальше из горячего пятна РГ поступают в кокон. При этом КЛ существенно влияют на свойства ударного фронта, и должно быть их существенное влияние на свойства и структуру радиогалактики.

В данной работе будет исследовано влияние КЛ на формирование турбулентности и структуру джет-кокон в РГ. На примере радиогалактики Лебедь А рассматриваются свойства среды в области ГП. Анализируются свойства МГД турбулентности и ГД вихрей в ГП. В конце составлена модельная картина переноса вещества в ГП с учетом влияния КЛ на процессы эволюции ударных фронтов. Даны ответы на вопросы: при каких условиях пост-джетовый поток отражается от ГП? Какой тип турбулентности ответственен за «отражение» джета? А также, какая роль КЛ в формировании ударных фронтов в РГ?

2. Свойства среды в голове джета радиогалактики

Оценим параметры турбулентной плазмы в области ГП РГ Лебедь А, исходя из оценок [3,4], и нелинейной теории диффузионного ускорения КЛ вблизи ударных фронтов [5,6,7]. Считаем, что голова джета движется

со скоростью $u=0,02c$, давление (P_3) на конце джета уравновешено с давлением (P_2) вблизи лобового ударного фронта, $P_2=P_3=P$; джет преимущественно электрон-позитронный, так что $n_{e3} = 100 n_{p3}$; $n_{p2} = n_{e2}$ [3,4]. Среднее магнитное поле усиливается магнитной турбулентностью вблизи обратного джетового и лобового ударных фронтов до уровня $P_B=(c_{A1,4}/u_{1,4}) P_{CR}$, а энергия ударного фронта существенно перекачивается в энергию КЛ: $P_{CR}=\frac{1}{2} \rho_{1,4} (u_{1,4} \Gamma_{1,4})^2$ [5].

Таблица 1. Параметры турбулентности в горячем пятне РГ Лебедь А (см. также [4])

	Внутр. ГП(3)	Внешн. ГП(2)	МГС (1)
ρ [$m_p \text{ см}^{-3}$]	0,00001	0,084	0,02
n_e [см^{-3}]	0,001	0,084	0,02
P [10^{-9} дин/см^2]	20	20	0,03
B [мкГс]	200	67	10
T_e [10^9 К]	16	0,2	
$P_{turb}:P_{cr}:P_{th}:P_b$	9:6:2:1,6	10:6:2,5:0,2	
$c_{sound}:c_{Alfven}:c$	0,4: 5: 10	4: 2: 1000	14:5:10 ⁴
$\lambda_{MS,A turb}$ [пк]	10 ⁻² -10 ⁻⁹	1-10 ⁻¹²	-
λ_{vortex} [пк]	<2 10 ⁴	< 10 ³	-

Это дает: $P_{CR} \sim (1/3)P_{2,3}$; давление магнитного поля на порядок меньше P , и давление турбулентности очень высоко $P \sim P_{turb} \gg P_{CR} > P_B$, при том, что полное давление в области ГП состоит из давления турбулентности, тепловой плазмы, КЛ и давления магнитного поля, $P = P_{turb} + P_{th} + P_{CR} + P_B$. Можно предположить, что давление сильной турбулентности в области ГП равно распределено между всеми N-волновыми гармоник, способными возбуждаться, и сравнимо с давлением тепловой плазмы. В таком предположении для обеих областей (2,3) ГП при $N \sim 4$ получаем уровень накачки турбулентности и КЛ (табл.1): $P_{turb} \sim N \cdot P_{th} \gg P_{CR} > P_{th} > P_B$.

3. Свойства турбулентности в горячем пятне

Типы МГД волн. В областях ГП(3) и ГП(2), прилегающим к голове джета и к лобовому ударному фронту, используя приближение [8] найдем такие типы МГД-волн (рис.1): поперечные электромагнитные волны $\omega_i^2 = \omega_{pe}^2 + \omega_{be}^2 \sin^2 \theta + c^2 k^2$ (возбуждаемые на синхротронных гармониках, $\omega_i \rightarrow N\omega_{be}$); ленгмюровские (l) волны $\omega_l^2 = \omega_{pe}^2 + 3v_{te}^2 k^2$, альфвеновские (A) волны $\omega_A^2 = c_A^2 k^2 / (1 + c_A^2 k^2 / \omega_{bi}^2)$; БМЗ и ММЗ волны (в плазме с горячими электронами и холодными ионами) $\omega_s^2 = \frac{1}{2}(\omega_{s1}^2 + \omega_{s2}^2) \pm \sqrt{\frac{1}{4}(\omega_{s1}^2 + \omega_{s2}^2)^2 - (\omega_{s1}^2 \omega_{s2}^2) \cos^2 \theta}$. Здесь учтено: $n_{e3} \neq n_{p3}$, $n_{cr} \rightarrow 0$, $\omega_{pe}^2 = 4\pi e^2 n_e / m_e$, $\omega_{bi} = eB / (m_p c)$, $\omega_{s1}^2 = c_s^2 k^2 / (1 + k^2 / k_d^2)$, $k_d = \omega_{pe} / v_{te}$, $c_s = \sqrt{P_{th} / m_p}$, $c_A = B / \sqrt{4\pi m_p n_p}$.

Область ГП(3) достаточно сильно замагничена, $c_s < c_A$; так что в ней фазовая скорость БМЗ волн равна

Альфвеновской. Область ГП(2) замагничена слабо, и в ней БМЗ-волны (вплоть до частоты циклотронного затухания ω_{bi}) распространяются с плазменной звуковой скоростью c_s , подобно ионнозвуковым волнам в плазме без магнитного поля.

Учет влияния КЛ можно провести, используя подход магнитной гидродинамики для квазинейтральной плазмы с КЛ [6]. Изменяется преимущественно дисперсия низкочастотных А- и МЗ-волн за счет лазерного gyro-резонансного взаимодействия волн с токами КЛ. Дисперсионные кривые (рис.1, пунктир) загибаются к большим и меньшим гармоникам соответственно для волн, распространяющихся от и к ударному фронту; величина загиба пропорциональна степени анизотропии КЛ. В этом механизме наиболее высокоэнергичные КЛ ($\epsilon = mc^2 \gamma$) взаимодействуют с самыми длинными волнами [5,6,7]. Волны максимальной длины много меньше размера ГП, $\lambda_{max} \sim (mc^2 \gamma_{max}) / eB \sim 1 \text{ пк}$, и они накачиваются токами р-КЛ с $\gamma_{max} \sim 10^8$. Минимальные длины МГД-волн порядка радиуса Дебая, $r_d \sim (10^8 - 10^{10}) \text{ см}$.

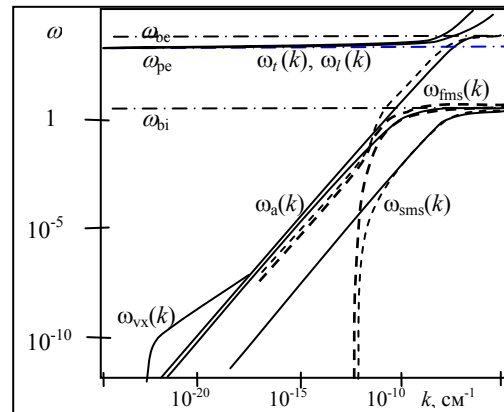


Рисунок 1. Пример дисперсии волн в области ГП(3) для углов к магнитному полю $\theta < \pi/2$

Энтропийно-вихревые волны. В диапазоне длин волн много больше λ_{max} существует еще один тип возмущений: энтропийно-вихревые волны (вихри) [6, 9]. Данные возмущения принципиально отличаются от МГД-волн: это не потенциальные возмущения. «Элементарные» вихри представляют собой стационарные ($\omega_{vx} \rightarrow 0$) возмущения с минимумом давления в центре, $P(r) = P_0 \cdot (1 - x \cdot [1 - \frac{1}{2}(r/a)^2])$, поддерживающие поток вещества с постоянной циркуляцией. Наибольший из возбуждаемых джетовым потоком вихрей примерно равен размеру ГП. Именно этот вихрь отвечает за отражение джета в кокон, и за формирование лобового ударного фронта на расстоянии порядка 1-10 кпк от конца джета.

Механизмы накачки МГД-турбулентности и вихрей. Накачку l- и МЗ-турбулентностей в области ГП могут обеспечить пучковые неустойчивости [10]

на пучках из пост-джетовой плазмы и КЛ. Ионные пучки возбуждают МЗ волны под большими углами [10], так что эта турбулентность легко «отражает» джет и усиливается в поперечном к джету направлении. БМЗ- и А-турбулентности также эффективно накачиваются за счет мазерного гиро-резонансного взаимодействия волн с токами КЛ (в диапазоне длин волн 10^8 - 10^{18} см) [7], а в области ГП(3) – за счет шланговой и других неустойчивостей анизотропной замагниченной плазмы [11]. Перекачка энергии турбулентных А- и МЗ-колебаний может обеспечиваться процессами распада А- и БМЗ-волн с испусканием низкочастотных ИЗ(ММЗ)-волн [10,12]. Энергия МГД волн переносится почти вдоль среднего магнитного поля [12], плазма греется за счет МЗ-волн [11], а плазменная l -турбулентность отвечает за вязкость среды, $\eta \sim P_{th}(m_e \omega_{pe})^{-1}$.

Вихревая турбулентность накачивается, главным образом, неустойчивостью Кельвина-Гельмгольца. Данная неустойчивость возбуждает ГД волны на поверхности релятивистского джетового потока, которые потом трансформируются в вихри. С другой стороны, «положительное» искривление дисперсионных характеристик ММЗ волн может приводить к формированию «источников» вихрей – солитонов с минимумом давления [12]. Максимальный размер вихрей задается длинами неустойчивых поверхностных волн: $\lambda \sim r_{j\gamma} v/c_{sj}$ [1], порядка 50 радиусов джета (масштаба ГП). Минимальный размер вихрей ограничен турбулентной вязкостью плазмы, которая приведет к формированию ударных фронтов.

Таким образом, сильная А-, БМЗ- и вихревая турбулентности в области ГП приводят к эффективному «отражению» пост-джетовых потоков и КЛ в кокон. Альфвеновская турбулентность и большие вихри переносят энергию далеко от конца джета почти без потерь. Следовательно, чем выше уровень А-турбулентности, и чем выше плотность КЛ, тем более упруго «джет отражается» в кокон.

4. Ударные фронты и модель эволюции джета

Бесстолкновительные космические ударные фронты образуются только благодаря l - и МЗ-турбулентностям, которые обеспечиваю их вязкость, и формируют скачок скорости течения вещества. КЛ ускоряются за счет рассеяния на флуктуациях магнитного поля, усиливая А-, МЗ-волны, среднее магнитное поле, и формируя предвестник впереди космического ударного фронта с плавно меняющимся профилем скорости течения [7]. Масштаб предвестника составляет до $100r_d$, что существенно меньше размера ГП.

Голова джета ограничена ударными фронтами: «прямым» обратным ударным фронтом (ОУФ) на конце джета, и лобовым ударным фронтом (ЛУФ) в голове джета и кокона. Данные ударные фронты усиливают магнитное поле перпендикулярно к

плоскости фронта, что соответствует также условию эффективного ускорения КЛ [13]. Кроме того, на «конце джета» возникает косой поверхностный ударный фронт (КУФ), с косым средним магнитным полем, который не дает эффективного ускорения КЛ.

Ускоренные на ОУФ и ЛУФ e - и p -КЛ обеспечивают рост МГД и вихревой турбулентностей. Эти КЛ вместе с «мелкомасштабной» МГД-турбулентностью выносятся вихревым течением за пределы ГП. По мере выноса, они теряют энергию на синхротронное излучение и греют электронную плазму. В результате, в месте столкновения джетового и вихревого потоков, электронная плазма будет намного горячее ионной, а это создает условия для возбуждения МЗ волн, роста вязкости плазмы, и для формирования КУФ. Вблизи КУФ отбор энергии у e -КЛ может усиливаться (например, за счет шланговой МЗ-неустойчивости), и этот эффект, вероятно, наблюдается в FRII джетах в виде «перетяжки», уменьшающей яркость с понижением радиочастот. ОУФ и КУФ могут включаться поочередно, качественно повторяя эволюцию джета в численных ГД моделях, и картину выноса магнитной силовой трубки [1,2].

Чем мощнее джет, тем выше магнитное поле трубки и давление КЛ, и мощнее вихрь в голове джета, который «упруго отражает» поток за ОУФ, как в FRII РГ. Чем слабее джет, тем больше генерируется мелкомасштабных вихрей, и джет за ОУФ легче замедляется, как в FRI радиогалактиках.

Литература

1. A.Rosen, P.A.Hughes, G.C.Duncan, P.E.Hardee: 1999, *ApJ*, Vol.516, p.729
2. V.Gaibler, M.Krause, M.Camenzind: 2009, *MNRAS*, Vol.400, p.1785
3. M.Kino, F.Takahara: 2004, *MNRAS*, Vol.349, p.336
4. Н.А.Цвык: 2010, О механизмах взаимодействия космических лучей..., в трудах: 10-я Гамовская астрономическая школа-конференция/ «Астропринт», Одесса, с.142
5. G.Pelletier, M.Lemoine, A.Marcowith: 2006, *Astron.Astroph.*, Vol.453, p.181
6. А.М. Быков, И.Н.Топтыгин: 2007, *УФН*, т.177, с.149
7. А.Е.Vladimirov, D.C.Ellison, А.М.Вукков: 2006, *Astrophys. J.*, Vol.652, p.1246
8. А.И.Ахиезер, др.: 1974, *Электродинамика плазмы*/«Наука», Москва
9. Л.Милн-Томсон: 1964, *Теоретическая гидродинамика*/«Мир», Москва
10. А.А.Иванов: 1977, *Физика сильнонеравновесной плазмы*/«Атомиздат», Москва
11. Т.Стикс: 1965, *Теория плазменных волн* / «Атомиздат», Москва
12. Б.Б.Кадоццев: 1988, *Коллективные явления в плазме* / «Наука», Москва
13. L.Sironi, A.Spitkovsky: 2009, *ApJ*, Vol.698, p.1523