

Аннотация

Замедление релятивистских струйных выбросов (джетов), зарегистрированное недавно командой MOJAVE [1], возможно связано с воздействием на материал джетов внешнего фотонного поля. В работе в рамках двухжидкостной магнитной гидродинамики обсуждается как прямое взаимодействие (radiation drag), так и рождение вторичной плазмы (particle loading). Оценены параметры, при которых подобное взаимодействие оказывается существенным.

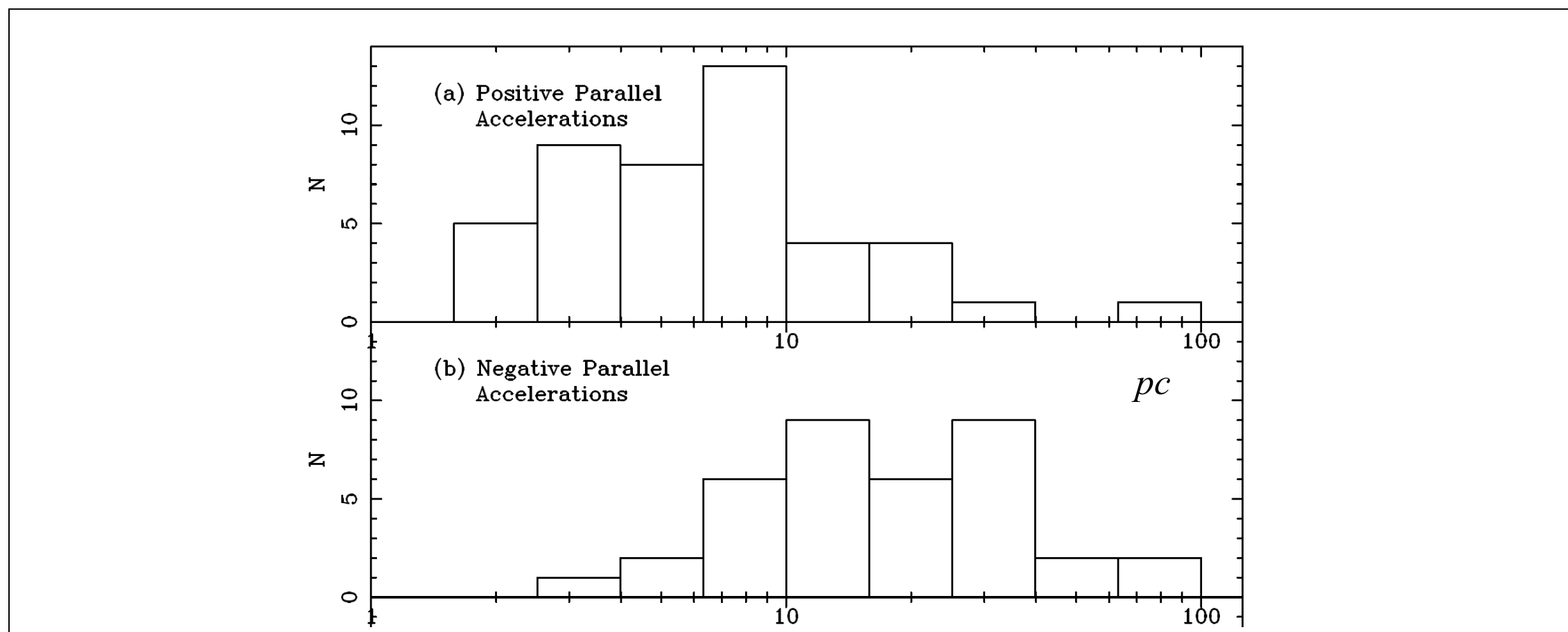


Рис.1 Гистограмма ускорений (сверху) и замедлений (внизу) джетов в зависимости от расстояния от ядра галактики [1].

Введение

Недавно команда MOJAVE зарегистрировала торможение релятивистских струйных выбросов в активных галактических ядрах на расстояниях порядка 50-100 пк от их ядра (см. Рис.1) [1]. Возможно, такое торможение связано с воздействием на материал джетов внешнего фотонного поля. Здесь в рамках двухжидкостного МГД приближения обсуждается как прямое действие фотонного поля (radiation drag), приводящее к уменьшению энергии частиц, так и возможное рождение вторичной плазмы (particle loading). В качестве нулевого приближения выбрано цилиндрическое МГД течение, полученное нами ранее в работе [2]. Напомним, что в последнее время были получены прямые наблюдательные подтверждения справедливости МГД модели, такие как присутствие электронно-позитронной плазмы [3,4] и тороидального магнитного поля [5]. При этом численное моделирование [6-8] показывает очень хорошее согласие с асимптотическими выражениями, полученными в рамках МГД приближения.

Первый шаг в попытке аналитически объединить идеальную магнитную гидродинамику и радиационные силы был сделан в работе [9]. В частности, было показано, что в квазисферической геометрии уравнения движения могут быть проинтегрированы. Однако анализ был проведен в заданном магнитном поле, когда быстрая магнитозвуковая поверхность уходит на бесконечность. Поэтому было невозможно исследовать влияние фотонного поля в сверхзвуковой области. Самосогласованное рассмотрение с учетом возмущения магнитных поверхностей было проведено в работе [10] для ультрарелятивистской плазмы. Были сформулированы условия как торможения истекающей плазмы, так и ускорения, связанного с воздействием фотонного поля на структуру магнитных силовых линий. Наконец, недавно в работах [11,12] был рассмотрен случай субрелятивистских энергий, характерных для источников гамма-всплесков, когда фотонное поле может приводить не к торможению, а к ускорению частиц. Что же касается эффектов, связанных с рождением частиц (particle loading), то различные аспекты этого процесса рассматривались в работах [13-15]. В частности, было показано, что даже если электронно-позитронная плазма рождается в покое (т.е. она не вносит вклад в поток энергии и углового момента), все равно увеличение плотности потока частиц неизбежно приводит к уменьшению их средней энергии. Однако эффекты двухжидкостной магнитной гидродинамики при этом учтены не были.

Radiation Drag

Следуя [10], мы исследуем стационарные уравнения двухжидкостной магнитной гидродинамики; при этом в качестве нулевого приближения выбираем бессилевое цилиндрическое решение:

$$\begin{aligned} n^+ &= \frac{\Omega_0 B_0}{2\pi c e} \left[\lambda - \frac{1}{4r_\perp} \frac{d}{dr_\perp} \left(r_\perp^2 \frac{\Omega_F}{\Omega_0} \right) + \eta^+(r_\perp, z) \right], & 2(\eta^+ - \eta^-) - 2[(\lambda - K)\xi_\perp^+ - (\lambda + K)\xi_\perp^-], \\ n^- &= \frac{\Omega_0 B_0}{2\pi c e} \left[\lambda + \frac{1}{4r_\perp} \frac{d}{dr_\perp} \left(r_\perp^2 \frac{\Omega_F}{\Omega_0} \right) + \eta^-(r_\perp, z) \right], & 2(\eta^+ - \eta^-) + \frac{1}{r_\perp} \frac{\partial}{\partial r_\perp} \left[r_\perp \frac{\partial}{\partial r_\perp} (r_\perp^2 \delta) \right] + r_\perp^2 \frac{\partial^2 \delta}{\partial z^2} = 0, \\ \Psi &= \pi B_0 r_\perp^2 [1 + \varepsilon f(r_\perp, z)], & r_\perp \frac{\partial \zeta}{\partial z} = 2[(\lambda - K)\xi_\perp^+ - (\lambda + K)\xi_\perp^-], \\ v_z^\pm &= c [1 - \xi_\pm^2(r_\perp, z)], & -\varepsilon r_\perp^2 \frac{\partial^2 f}{\partial z^2} - \varepsilon \frac{\partial^2}{\partial r_\perp^2} (r_\perp^2 f) = \\ v_r^\pm &= c \xi_\pm^\pm(r_\perp, z), & 4 \frac{\Omega_0 r_\perp}{c} [(\lambda - K)\xi_\perp^+ - (\lambda + K)\xi_\perp^-], \\ v_\phi^\pm &= c \xi_\pm^\pm(r_\perp, z), & \frac{\partial}{\partial z} (\xi_\perp^\pm \gamma) = -\xi_\perp^\pm F_\pm^z, \\ B_r &= -\frac{\varepsilon}{2} r_\perp B_0 \frac{\partial f}{\partial z}, & +4 \frac{\lambda \sigma_M}{r_\perp} \left[-\frac{\partial}{\partial r_\perp} (r_\perp^2 \delta) + r_\perp \frac{\partial}{\partial r_\perp} \left(\frac{\Omega_F}{\Omega_0} \xi_\perp^\pm + \frac{c}{\Omega_0} \xi_\perp^\pm \right) \right], \\ B_\phi &= \frac{\Omega_0 r_\perp}{c} B_0 \left[-\frac{\Omega_F}{\Omega_0} - \zeta(r_\perp, z) \right], & -4 \frac{\lambda \sigma_M}{r_\perp} \left[\frac{\partial}{\partial r_\perp} (r_\perp^2 \delta) + r_\perp \frac{\partial}{\partial r_\perp} \left(\frac{\Omega_F}{\Omega_0} \xi_\perp^\pm + \frac{c}{\Omega_0} \xi_\perp^\pm \right) \right], \\ B_z &= B_0 \left[1 + \frac{\varepsilon}{2r_\perp} \frac{\partial}{\partial r_\perp} (r_\perp^2 f) \right], & \frac{\partial}{\partial z} (\gamma^+) = -F_\perp^+ + 4 \frac{\lambda \sigma_M}{r_\perp} \left[-r_\perp^2 \frac{\partial \delta}{\partial z} - r_\perp \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\Omega_F}{\Omega_0} \xi_\perp^+ \right) \right], \\ E_r &= \frac{\Omega_0 r_\perp}{c} B_0 \left[-\frac{\Omega_F}{\Omega_0} - \frac{1}{r_\perp} \frac{\partial}{\partial r_\perp} (r_\perp^2 \delta) \right], & \frac{\partial}{\partial z} (\gamma^-) = -F_\perp^- - 4 \frac{\lambda \sigma_M}{r_\perp} \left[-r_\perp^2 \frac{\partial \delta}{\partial z} - r_\perp \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\Omega_F}{\Omega_0} \xi_\perp^- \right) \right], \\ E_z &= -\frac{\Omega_0 r_\perp}{c} B_0 \frac{\partial \delta}{\partial z}, & \frac{\partial}{\partial z} (\xi_\perp^\pm \gamma) = -\xi_\perp^\pm F_\pm^z - 4 \frac{\lambda \sigma_M}{r_\perp} \left[-\frac{\varepsilon}{2} \frac{\Omega_F}{\Omega_0} \frac{\partial f}{\partial z} - \frac{c}{\Omega_0} \xi_\perp^\pm \right]. \end{aligned}$$

Здесь $F_\pm^z = \frac{4}{3} \frac{\sigma_T U_{\text{iso}}}{m_e c^2} (\gamma^\pm)^2$, $\sigma_M = \frac{\Omega_e B_0 f_{\text{jet}}^2}{4\lambda m_e c^3}$ есть параметр замагниченности, а $\lambda = n_e/n_{GJ}$.

Сформулируем сразу принципиально новый эффект, связанный с эффектами двухжидкостной магнитной гидродинамики. Поскольку в сильно замагниченном струйном выбросе тороидальное магнитное поле много больше полоидального, а движение частиц представляет собой электрический дрейф вдоль оси джета, сила взаимодействия релятивистских частиц с фотонным полем (она направлена против вектора скорости) приведет не столько к замедлению частиц, сколько к дрейфу в радиальном направлении. А так как дрейф электронов и позитронов в этом случае направлен в разные стороны, это неизбежно приведет к перераспределению зарядов и, как следствие, к появлению продольного электрического поля. Оказалось, что при выполнении условия (r_{jet} - радиус джета)

$$\left(\frac{\Omega r_{\text{jet}}}{c} \right)^5 \left[\frac{\gamma(r_{\text{jet}})}{\gamma(0)} \right]^3 > \lambda \sigma_M$$

сила, связанная с продольным электрическим полем, будет сильнее силы торможения фотонным полем. В этом случае одна из компонент будет не замедляться, а ускоряться, так что приближение одножидкостной магнитной гидродинамики окажется нарушенным.

Particle Loading

Предположим, что в результате двухфотонной конверсии электрон-позитронная пара рождается в покое в системе отсчёта ядра. Это означает, что интегралы потока энергии $E(\Psi)$ и углового момента $L(\Psi)$ остаются постоянными [13]. Очевидно, что в СО плазмы движение пары будет представлять циклоиды. В результате, движение и тензор энергии-импульса этих частиц будет иметь особенности.

1. Частицы движутся в плоскости (rz). Именно по этой причине тензор энергии импульса для таких частиц будет включать в себя анизотропное давление. Вычисления показывают, что $P_n = 0$ в хорошо известном параметре анизотропии давления $\beta = 4\pi \frac{P_n - P_s}{b^2}$. Это приводит к появлению дополнительного члена в последних скобках в выражении

$$T^{ik} = \left(\varepsilon_{\text{ld}} + P_s + \frac{b^2}{4\pi} \right) U^i U^k + \left(P_s + \frac{b^2}{8\pi} \right) g^{ik} - \left(\frac{P_s}{b^2} + \frac{1}{4\pi} \right) b^i b^k.$$

Здесь 4-скорость U^i соответствует гидродинамической скорости течения, и $\varepsilon_{\text{ld}} = n_{\text{ld}}^{\text{com}} m_e c^2 \gamma_{\text{hd}}$, $P_s = \frac{1}{2} n_{\text{ld}}^{\text{com}} m_e c^2 \gamma_{\text{hd}}$, где γ_{hd} - Лоренц-фактор выброса. Даже для постоянного давления появляется радиальная сила

$$\mathcal{F} = -\frac{P_s}{r} \mathbf{e}_r$$

2. Относительное движения электронов и позитронов приводит в экранированию электрического поля. Именно это экранирование и приводит к замедлению плазмы, движение которой является дрейфом в скрещенных электрическом и магнитном полях.

Величина концентрации нагруженной плазмы, необходимой для существенного торможения выброса, может быть оценочно получена четырьмя различными способами.

1. Непосредственным вычислением поправок к электрическому и магнитному полю, в которых происходит дрейф частиц плазмы.

2. Использованием оценочного условия $\delta E \sim E$.

3. Сравнением силы анизотропного давления с соответствующими силами в уравнении Грэда-Шаффранова [16].

4. Из условия $|\beta| \approx 1$ для параметра анизотропии $\beta = 4\pi \frac{P_n - P_s}{b^2}$

В самом деле, можно получить оценку $|\beta| = \frac{n_{\text{ld}}}{n_{\text{cr}}}$,

где критическая концентрация нагруженной плазмы у основания струи равна

$$n_{\text{cr}} = \frac{B_\phi^2}{m_e c^2 \Gamma^2}$$

Эта концентрация приводит к существенному торможению плазмы в струйном выбросе.

Результаты

Radiation drag

1. В работе показано, что дрейф, связанный с силой взаимодействия частиц с внешним фотонным полем (radiation drag), приводит к перераспределению зарядов, и, как следствие, к возникновению продольного электрического поля.
2. Найдено условие, при котором сила, связанная с таким продольным электрическим полем, будет сильнее силы торможения фотонным полем.

Particle loading

1. Показано, что рождение частиц в сильно замагниченном течении приводит к появлению среды с неанізотропным давлением.
2. И в этом случае перераспределение зарядов приводит к появлению продольного электрического поля.
3. Оценена плотность фотонного поля, при котором имеет место заметное торможение.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] Homan et al. ApJ, 789, 134 (2015)
- [2] Beskin V.S. Phys. Uspekhi, 53, 1199 (2010)
- [3] Reynolds C.S. et al. MNRAS, 283, 873 (1996)
- [4] Hirokani K. et al. PASJ, 51, 263 (1999)
- [5] Gabuzda D., Murrey E., Cronin P. MNRAS, 351, 89 (2005)
- [6] Komissarov S., Barkov M., Vlahakis N., Konigl A. MNRAS, 380, 51 (2006)
- [7] Porth O., Fendt Ch., Meliani Z., Vaidya B. ApJ, 737, 42 (2011)
- [8] McKinney J.C., Tchekhovskoy A., Blanford R.D. MNRAS, 423, 2083 (2012)
- [9] Li Zh.-Yu, Begelman M., Chiueh T. ApJ, 384, 567 (1992)
- [10] Beskin V.S., Zakamska N., Sol H. MNRAS, 347, 587 (2004)
- [11] Russo M., Thompson Ch. ApJ, 767, 142 (2013)
- [12] Russo M., Thompson Ch. ApJ, 773, 99 (2013)
- [13] Lyutikov M. MNRAS, 339, 623 (2003)
- [14] Derishev et al. Phys. Rev. D, 68, 043003 (2003)
- [15] Stern B.E., Puotanen Yu. MNRAS, 372, 1217 (2006)
- [16] Kuznetsova I. ApJ, 618, 432 (2005)