

ДЖЕТЫ — УСКОРИТЕЛИ ЧАСТИЦ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ УЛЬТРАВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

*Б. А. Трубников**, *В. П. Власов***

*Институт ядерного синтеза,
Российский научный центр «Курчатовский институт»
123182, Москва, Россия*

Поступила в редакцию 23 апреля 2008 г.

Рассмотрена модель космического джета, работающего в режимах МГД-сопла и униполярного индуктора. Показано, что «твердотельное» вращение (по закону Ферраро) винтовых магнитных силовых линий должно приводить к ускорению малой доли частиц плазмы вплоть до ультрарелятивистских энергий со спектром $dq/d\varepsilon \sim \varepsilon^{-n}$ и показателем n , близким к наблюдаемому значению $n \approx 2.7-2.75$.

PACS: 98.70.Sa, 98.58.Fd, 98.62.Ep

1. ВВЕДЕНИЕ

В работе 1958 г. [1] была рассмотрена модельная задача о движении заряженной частицы в магнитном поле с вращающимися (словно спицы велосипеда) силовыми линиями. При этом в неподвижной лабораторной системе координат возникает электрическое поле

$$E_z = \frac{v_\varphi B_r}{c} = \frac{\Omega r B_r}{c}, \quad E_r = -\frac{\Omega r B_z}{c}, \quad (1)$$

где z — ось вращения, Ω — угловая частота вращения. Такое поле возникает в электрогенераторе, называемом униполярным индуктором. По нашему мнению, оно может играть важную роль при ускорении частиц плазмы в космических джетах. Заметим, что ранее такой «униполярный» механизм ускорения частиц космических лучей не был рассмотрен.

На рис. 1 показаны типичные картины джетов, вылетающих из активных ядер галактик — массивных быстро вращающихся черных дыр. Массы черных дыр, порождающих такие джеты, составляют 2–3 миллиона солнечных масс. Сила гравитации вблизи таких объектов настолько велика, что при их быстром вращении в него вовлекается и плазма формирующейся струи джета, вещество которого также начинает вращаться с определенной угловой скоростью. Такое стационарное вращение должно иметь

«твердотельный» характер по всей длине джета (это называют «законом Ферраро»).

На рис. 1а у основания джета видна перемычка длиной 0.1 св. года. По нашему мнению, механизм ее возникновения можно пояснить рис. 2, заимствованным нами из книги [2]. Видно, что некоторые магнитные силовые линии выходят из аккреционного диска и затем возвращаются в него на другом удалении от оси. Такие линии должны наматываться на джет, сжимая перетяжку, похожую на сопло Лавалея (см. рис. 1б).

2. УСКОРЕНИЕ ЧАСТИЦ В ПЕРЕМЫЧКЕ ДЖЕТА

Нерелятивистское течение плазмы в сопле описывается уравнением (см. [3])

$$(M^2 - 1) \frac{v'_\parallel}{v_\parallel} = \frac{S'}{S} + \frac{F}{\alpha p} - \frac{\alpha - 1}{\alpha \rho} Q' - \frac{q'}{q}. \quad (2)$$

Здесь штрих означает производную по координате z , $M = v_\parallel/c_s$ — число Маха, c_s — местная скорость звука, α — показатель адиабаты, p — давление, ρ — плотность. Как следует из формулы (2), увеличение скорости потока (условие $v' \geq 0$ в дозвуковом режиме (с $M < 1$) может быть достигнуто за счет четырех факторов: сужения сечения ($S' \leq 0$ — «фактор сопла Лавалея»), наличия тормозящей силы притяжения к черной дыре ($F \leq 0$), нагревания ($Q' > 0$)

*E-mail: batrub@nfi.kiae.ru

**E-mail: vlasov@nfi.kiae.ru

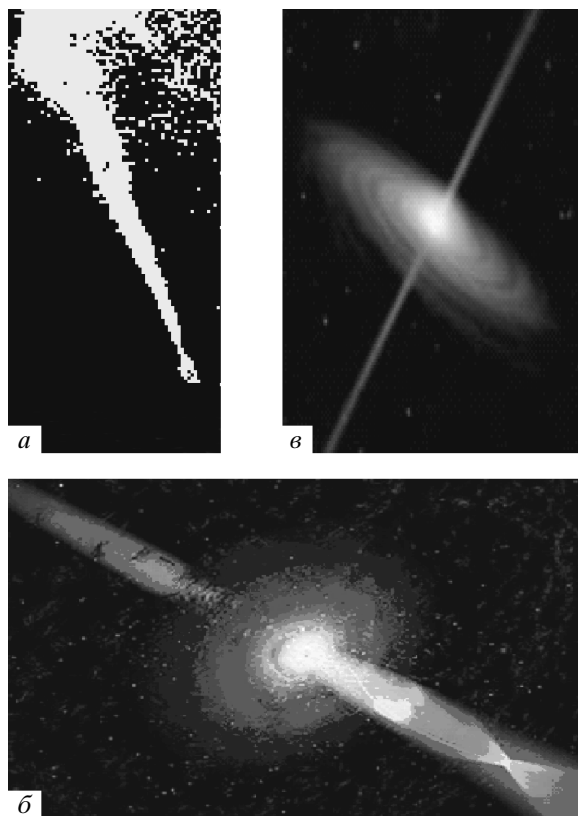


Рис. 1. а) Джет длиной 2000 св.лет с перетяжкой длиной 0.1 св.года. б) Джеты с перетяжками-соплами. в) Однородный джет; хорошо видны обе его струи

и впрыскивания дополнительных порций газа («расходное сопло»): $q' > 0$.

В сверхзвуковом режиме (с $M > 1$) влияние всех этих факторов должно быть противоположным. И, по-видимому, в джетах реализуются все эти восемь режимов. Переход между ними происходит при $M = 1$ в месте расположения самой узкой перетяжки, хорошо видимой на рис. 1а,б. Поэтому следует считать, что в этом месте (где $M = 1$) меняет знак и вся правая часть уравнения (1). Полагая ее равной $(M - 1)/L_*$, найдем приближенное решение для закона нарастания скорости плазмы внутри перетяжки:

$$v(z) = v(0) \exp \frac{z}{L_*}. \tag{3}$$

Будем предполагать, что на выходе из сопла скорость плазмы достаточно быстро становится релятивистской.

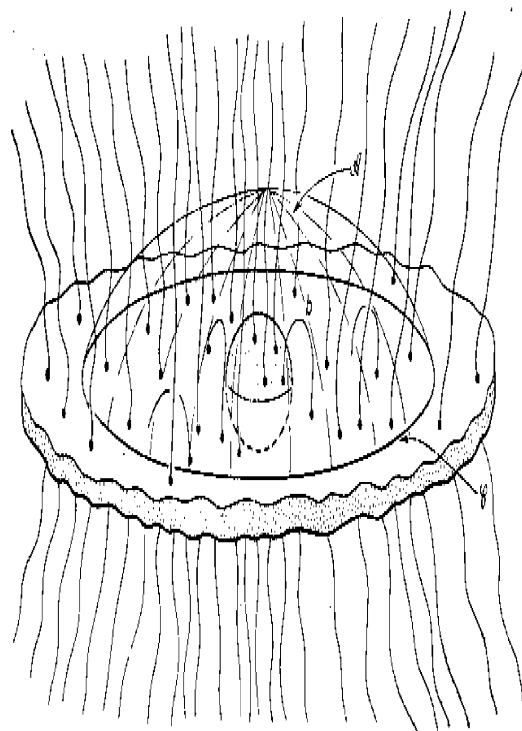


Рис. 2. Картина магнитных силовых линий, пронизывающих аккреционный диск черной дыры (из книги [2])

3. УНИПОЛЯРНОЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКОЕ ПОЛЕ

Рисунок 1б примечателен тем, что на нем хорошо видны и аккреционный диск, и сразу два джета — верхний и нижний, разлетающиеся в разные стороны от черной дыры. Естественно предполагать, что здесь магнитное поле имеет дипольный вид. Однако, как известно, вращение черной дыры, описываемой метрикой Керра, приводит к тому, что во вращение (по отношению к удаленному наблюдателю) вовлекается и само пространство, и магнитные силовые линии. При этом они как бы сплетаются в длинные «косы» из магнитных поверхностей. Поэтому целесообразно рассматривать верхний и нижний джеты по отдельности, а не совместно. Вращение сплетенных «кос» силовых линий вокруг вертикальной оси z и будет создавать в неподвижной системе координат униполярное электрическое поле. Подставляя в формулу (1) магнитное поле

$$B_z = \frac{1}{2\pi r} \frac{\partial}{\partial r} \Psi, \quad B_r = \frac{1}{2\pi r} \frac{\partial}{\partial z} \Psi(r, z), \tag{4}$$

найдем компоненты униполярного электрического поля

$$E_z = \frac{\Omega}{2\pi c} \frac{\partial}{\partial z} \Psi, \quad E_r = \frac{\Omega}{2\pi c} \frac{\partial}{\partial r} \Psi, \quad (5)$$

где

$$\Psi(r, z) = \int_0^r B_z(r', z) 2\pi r' dr'$$

— магнитный поток, пронизывающий круг радиуса r на высоте z от центра переключки. Ясно, что «пружина» силовых линий азимутального магнитного поля B_φ стремится расправиться, увлекаемая вверх и потоком плазмы, и собственным магнитным давлением. При этом магнитное поле приобретает вертикальную z -компоненту, так что магнитный поток должен нарастать вверх от центра переключки.

4. УСКОРЕНИЕ ЧАСТИЦ СВЕРХВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

В последнее время было опубликовано несколько работ [4, 5], в которых обсуждается спектр особой группы частиц сверхвысоких энергий космических лучей с энергиями в диапазоне $E = 10^{15} - 10^{21}$ эВ. У этих частиц при критической энергии $E_* = 10^{17}$ эВ наблюдается излом спектра, названный «вторым коленом». В указанных работах появление «второго колена» объясняется столкновениями первичных протонов с реликтовыми фотонами. При этом, начиная с энергий $E_* = 10^{17}$ эВ, становится возможным рождение электронно-позитронных пар, что приводит к торможению первичных протонов и появлению излома в их спектре. В работах [4, 5] предполагается, что непосредственно в самих источниках спектр ускоренных протонов описывается степенным законом $j \propto \varepsilon^{-n}$ с неопределенным показателем « n » и не имеет излома. Излом же формируется на пути длительного движения частиц от далеких космологических источников к Земле, и показатель « n » подбирается для согласования численных расчетов с наблюдаемым изломом. В работе [4] принято значение $n = 2.75$, а источниками считаются далекие кратковременные гамма-всплески, которые, как принято считать, возникают при слиянии двух нейтронных звезд. В этой «модели Скалли–Стеккера» можно ожидать возникновения многочисленных обрывающихся токовых пинчей. Их теория была разработана нами в 1989 г. в статье [6] (см. также [7, 8]), она приводит к значению показателя $n = 1 + \sqrt{3}$. В другой модели — «модели Березинского» [5] — подобрано значение $n = 2.7$ (но упоминается и наш результат

$n = 1 + \sqrt{3}$), однако источниками считаются не кратковременные гамма-всплески, а стационарные джеты массивных ядер галактик. Пример такого джета показан на рис. 1б, где в джете не видны какие-либо неоднородности или ударные волны. Рассмотрению такой стационарной возможности и посвящена данная работа.

5. АНАЛИТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ УНИПОЛЯРНОГО УСКОРЕНИЯ ЧАСТИЦ

Далее будем предполагать, что скорости частиц, вылетевших из сопла, настолько велики, что они уже не отклоняются магнитным полем, и на них действует только униполярное электрическое поле

$$\mathbf{E} = -\frac{1}{c} [\mathbf{v}_\varphi \times \mathbf{B}] = \frac{\Omega}{2\pi c} \nabla \Psi. \quad (6)$$

Длину $R_c = 2\pi c/\Omega$ будем называть радиусом светового цилиндра, в пределах которого на частицы действует униполярное электрическое поле (6). При этом уравнения движения протона запишутся в виде

$$\frac{d}{dt} \mathbf{p} = \frac{e}{R_c} \nabla \Psi, \quad (7)$$

где

$$\mathbf{p} = m\mathbf{v}\gamma, \quad \gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}, \quad \beta = \frac{v}{c}.$$

Это уравнение имеет интеграл движения, равный

$$\gamma = \gamma_0 + \frac{e}{R_c m c^2} \Psi(r, z). \quad (8)$$

Магнитный поток выберем в виде $\Psi = \Psi_0 \psi(\xi)$, где ξ — безразмерная переменная. Удобно ввести безразмерные координаты: $x = r/R_c$, $y = z/R_c$, и новую постоянную $\Gamma_0 = e\Psi_0/R_c m c^2$, так что интеграл движения (8) примет вид

$$\gamma = \gamma_0 + \Gamma_0 \psi(\xi).$$

Далее рассмотрим случай, когда $\psi(\xi) = \xi = y/x^k$. Если ввести безразмерные релятивистские импульсы $P_x = \beta_x \gamma$, $P_y = \beta_y \gamma$, то уравнения движения (7) запишутся в виде

$$\frac{dP_x}{d\tau} = \Gamma_0 \left(-\frac{k\xi}{x} \right), \quad \frac{dP_y}{d\tau} = \Gamma_0 \frac{\xi}{y}. \quad (9)$$

Здесь $\tau = ct/R_c$ — безразмерное время, для которого $d\tau = dy/\beta_z$, $d\tau = dx/\beta_r$, так что имеем уравнение $dy/dx = P_y/P_x$, а также «первый» интеграл

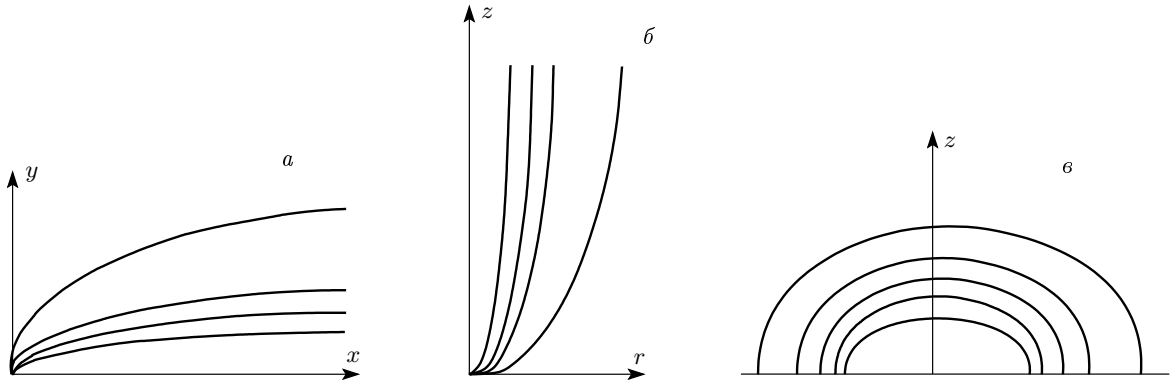


Рис. 3. а) Магнитные поверхности $y = \text{const} \cdot \sqrt{x}$ при $k = 1/2$. б) Траектории частиц $y = \text{const} \cdot x^2$ при $k = 1/2$. в) Перпендикулярные траекториям эллипсы: $x^2 + 2y^2 = \text{const}$ при $k = 1/2$

движения $\gamma = \gamma_0 + \Gamma_0 \xi$. Из уравнений (9) найдем соотношения

$$\frac{dP_y}{dP_x} = -\frac{x}{ky} = -\frac{\sin \theta}{k \cos \theta}, \quad (10)$$

при этом мы ввели сферическую систему координат, положив $y = \rho \cos \theta$ и $x = \rho \sin \theta$. Интеграл энергии $\gamma = \gamma_0 + \Gamma_0(y/x^k)$ показывает, что резкое нарастание энергии происходит при $y/x^k \rightarrow \infty$. Этому условию удовлетворяет решение уравнения (10), при котором

$$P_x = \beta_x \gamma = kB \sin \theta, \quad P_y = \beta_y \gamma = B \cos \theta. \quad (11)$$

Считая такие частицы частицами с ультравысокими энергиями, в пределе $\theta \rightarrow 0$ следует положить $B = \gamma_{max} \gg \gamma_0$. При такой постоянной уравнения (11) принимают вид

$$\begin{aligned} P_x &= \beta_x \gamma = k\gamma_{max} \sin \theta, \\ P_y &= \beta_y \gamma = \gamma_{max} \cos \theta. \end{aligned} \quad (12)$$

Такие частицы, пронзая стенки светового цилиндра, выходят наружу. Их траектории найдем из уравнения (см. рис. 3б для случая $k = 1/2$)

$$\frac{dy}{dx} = \frac{P_y}{P_x} = \frac{y}{kx}, \quad y = y_{max} x^{1/k}, \quad (13)$$

где y_{max} — значение координаты y на стенке светового цилиндра ($x = 1$). Из этого решения видно, что резкое нарастание энергии ($y/x^k \rightarrow \infty$) происходит при значениях $k < 1$; эти значения параметра k и будут рассматриваться далее. Из интеграла энергии также следует, что на поверхности светового цилиндра достигается и максимум энергии $\gamma_{max} = \gamma_0 + \Gamma_0 y_{max}$, поэтому $dy_{max} = d\varepsilon / \Gamma_0 m c^2$, где $\varepsilon = m c^2 (\gamma - 1)$ — кинетическая энергия частицы.

Далее полезно найти семейство линий, перпендикулярных к траекториям частиц. Для этого запишем уравнение траекторий (13) в виде

$$\frac{dy}{dx} = \text{tg} \alpha = \frac{y}{kx},$$

где α — угол наклона траектории. Тогда семейство линий, перпендикулярных траекториям, описывается уравнениями

$$\frac{dy}{dx} = \text{tg} \left(\alpha + \frac{\pi}{2} \right) = -\text{tg}^{-1} \alpha = -\frac{kx}{y}, \quad (14)$$

интегрируя которые найдем уравнения эллипсов

$$\left(\frac{y}{a\sqrt{k}} \right)^2 + \left(\frac{x}{a} \right)^2 = 1 \quad (15)$$

с центром в начале координат $x = y = 0$. Их вертикальные оси в $\sqrt{k} < 1$ раз меньше горизонтальных осей a (см. рис. 3в для $k = 1/2$).

Мы предполагаем, что интересующими нас сверхбыстрыми частицами, доходящими до Земли, являются те частицы, которые пересекают стенку светового цилиндра, выходя наружу. Чтобы вычислить их поток, сначала найдем площадь поверхности верхней половины сжатого по оси y эллипсоида вращения (15):

$$\begin{aligned} S_{1/2} &= \pi a^2 f(k), \\ f(k) &= 1 + \frac{k}{\sqrt{1-k}} \ln \frac{1 + \sqrt{1-k}}{\sqrt{k}}. \end{aligned} \quad (16)$$

Приближенно можно считать, что группа частиц, вылетевшая вверх из центра $x = y = 0$ по соответствующим траекториям вида (13), равномерно распределяется по указанной поверхности (16). Траектория с определенным значением энергии y_{max} пересекает стенку светового цилиндра в точке

$$x_{max} = 1, \quad y_{max} = \frac{\gamma_{max} - \gamma_0}{\Gamma_0} \gg x_{max} = 1.$$

Через эту точку проходит эллипс с осью a , определяемой уравнением

$$a_*^2 = x_{max}^2 + \frac{1}{k} y_{max}^2 = 1 + \frac{1}{k} \left(\frac{\gamma_{max} - \gamma_0}{\Gamma_0} \right)^2. \quad (17)$$

Площадь верхней половины поверхности этого эллипса равна $S_{1/2} = \pi a_*^2 f(k)$.

Долю потока сверхбыстрых частиц, пронизывающих на световом цилиндре полосу площадью

$$\delta S_c = 2\pi R_c (\delta z)_c = 2\pi R_c^2 (\delta y_{max}),$$

мы определим как отношение:

$$\delta q = \frac{\delta S_c}{S_{1/2}} \cos \alpha = \frac{\delta S_c}{\pi a_*^2 f(k)} \frac{1}{\sqrt{1 + \text{tg}^2 \alpha_*}}, \quad (18)$$

где $\text{tg} \alpha_* = y_{max}/kx_{max} \gg 1$. Отсюда видно, что при больших энергиях, т. е. вдали от перемычки, угол наклона траектории близок к $\pi/2$, а $\cos \alpha$ мал, и эту малость необходимо учитывать. Если ввести безразмерную энергию $\varepsilon = (\gamma_{max} - \gamma_0)/\Gamma_0$, то из формулы (18) получим дифференциальный энергетический спектр частиц

$$\frac{dq}{d\varepsilon} = \frac{\text{const}}{(\varepsilon^2 + k)\sqrt{\varepsilon^2 + k^2}} \approx \text{const} \cdot \varepsilon^{-n}. \quad (19)$$

В интервале энергий $k < \varepsilon < \sqrt{k}$ эффективный показатель меняется от $n = 2$ до $n = 3$, что достаточно близко и к значению $n = 2.75$ модели Скалли–Стеккера, и к значению $n = 2.7$ модели Березинского. Отметим, что предполагаемую в этих моделях изотропность распределения космических

лучей ультравысоких энергий можно приписать изотропности и однородности распределения источников по пространству.

Авторы благодарят А. А. Петрухина и В. С. Березинского за внимание к нашим работам. Работа выполнена при поддержке гранта Инициативных проектов в области фундаментальных исследований РНЦ «Курчатовский институт» (№ 22) и гранта Президента РФ для поддержки ведущих научных школ РФ НШ-9878.2006.2.

ЛИТЕРАТУРА

1. Б. А. Трубников, *Физика плазмы и проблема управляемых термоядерных реакций*, изд-во АН СССР, Москва (1958), т. IV, с. 309.
2. К. Торн, Р. Прайс, Д. Макдоналд, *Черные дыры*, Мир, Москва (1988).
3. Б. А. Трубников, *Теория плазмы*, Энергоатомиздат, Москва (1996), с. 183.
4. S. T. Scully and F. W. Stecker, *Astroparticle Phys.* **16**, 271 (2002).
5. V. S. Berezhinsky, *Ultra-High Energy Cosmic Rays*, Ломоносовские чтения, МГУ, Москва (2005).
6. В. П. Власов, С. К. Жданов, Б. А. Трубников, *Письма в ЖЭТФ* **49**, 581 (1989).
7. Б. А. Трубников, *ЖЭТФ* **128**, 183 (2005).
8. Б. А. Трубников, в кн. *Пути ученого. Е. П. Велихов*, под ред. В. П. Смирнова; изд-во РНЦ «Курчатовский институт», Москва (2007), с. 525.