

УДК 524.79-335

П. И. Фомин<sup>1, 2</sup>, А. П. Фомина<sup>1</sup>, С. А. Ющенко<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Институт теоретической физики им. Н. Н. Боголюбова НАН Украины  
03143 Киев, ул. Метрологическая 14-б  
e-mail: pfomin@bitp.kiev.ua

<sup>2</sup>Институт прикладной физики НАН Украины  
40030 Сумы, ул. Петропавловская 58

## Об эффектах взаимодействия релятивистских джетов с межзвездным газом

*В рамках развитой нами ранее квантово-вихревой модели джетов в квазарах, радиогалактиках и АЯГ исследуется вопрос о наблюдаемых эффектах взаимодействия быстро растущего винтообразного пучка квантовых вихрей, составляющих джет, с межзвездной средой различной плотности. Получена формула, описывающая влияние плотности газа на замедление роста джета.*

*ПРО ЕФЕКТИ ВЗАЄМОДІЇ РЕЛЯТИВІСТСЬКИХ ДЖЕТІВ З МІЖЗОРЯНИМ ГАЗОМ, Фомін П. І., Фомина А. П., Ющенко С. А. — В рамках розвиненої нами раніше квантово-вихревої моделі джетів у квазарах, радіогалактиках та АЯГ досліджується питання про спостережувані ефекти зіткнень швидко зростаючого гвинтоподібного пучка квантових вихорів, що утворюють джет, з міжзоряним середовищем різної густини. Отримана формула, яка описує вплив густини газу на сповільнення росту джета.*

*ON EFFECTS OF INTERACTION OF RELATIVISTIC JETS WITH INTERSTELLAR GAS, by Fomin P. I., Fomina S. A., Yushchenko S. A. — We investigated observable effects of interaction of a fast-growing spiral bunch of the quantum vortexes making jets with the interstellar gas of various density. The problem was studied in the framework of the quantum-vortex model of relativistic jets in quasars, radiogalaxies and active galactic nuclei which was earlier developed. We derived the formula describing the influence of gas density on delay of jet growth.*

### ВВЕДЕНИЕ

В работах [2—4] нами был предложен и исследован механизм формирования и роста релятивистских джетов в квазарах и радиогалактиках за счет генерации вращающимися (керровскими) черными дырами растущих пучков квантованных вихрей (с квантованной циркуляцией скорости) в вакуумных кварк-антикварковых конденсатах квантовой хромодинамики

(КХД). Легче всего при этом возбуждаются вихри в наиболее слабо связанных конденсатах  $\langle \bar{u}u \rangle$  и  $\langle \bar{d}d \rangle$ , состоящих из связанных пар  $u$ - и  $d$ -кварков с их антикварками. При вихревом возбуждении конденсата центробежные силы вблизи оси вихря разрывают эти пары от оси в области с радиусом порядка

$$\frac{\hbar}{\mu c} \sim 0.5 \cdot 10^{-13} \text{ см}, \quad (1)$$

где  $\mu \approx 400 \text{ МэВ}/c^2$  — так называемая динамическая масса легких кварков, равная половине энергии глюонной связи кварка и антикварка в паре. Вдоль оси вихря в результате сосредотачивается энергия с линейной плотностью порядка

$$\varepsilon_1 = \mu c^2 : \frac{\hbar}{\mu c} = \frac{\mu^2 c^3}{\hbar}. \quad (2)$$

Более точно эту энергию и величину  $\mu$  можно оценить, отождествив кварк-глюонные вихри в кварковых конденсатах КХД с адронными дуальными струнами [1]. Динамика дуальных струн описывается известным лагранжианом Намбу — Гото [1]:

$$S = -\varepsilon_1 \int [(\dot{x} \cdot x')^2 - \dot{x}^2 \cdot x'^2]^{1/2} d\sigma d\tau, \quad (3)$$

где  $\varepsilon_1$  — линейная плотность энергии струны, связанная с универсальным параметром наклона адронных реджевских траекторий  $\alpha'$  формулой

$$\varepsilon_1 = \frac{1}{2\pi\alpha'}, \quad \alpha' = 0.85 \text{ ГэВ}^{-2}. \quad (4)$$

Параметризуя эту энергию через  $\mu$  указанным выше образом, находим

$$\varepsilon_1 = \frac{1}{2\pi\alpha'} = \frac{\mu^2 c^3}{\hbar}. \quad (5)$$

Подставив сюда  $\alpha'$  из (4), легко получить уточненную оценку  $\mu$ :

$$\mu c^2 \approx 428 \text{ МэВ}. \quad (6)$$

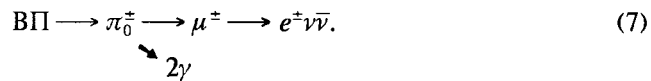
Это значение согласуется по порядку величины с (1), что количественно подтверждает обоснованность отождествления струн с кварковыми вихрями. Уравнения движения для струн, вытекающие из лагранжиана (3), использовались в [3] для расчета динамики крутильных волн, распространяющихся вдоль пучка квантовых вихрей или «вихревых нитей», от принудительно вращающегося основания пучка вихревых нитей в эргосфере Керровской черной дыры к его голове, где вихревые нити пучка переходят в уходящие назад «крылья», смыкающиеся с соответствующими такими же встречными крыльями от противоположного пучка вихрей для обеспечения их замкнутости, как того требует топология квантовых вихрей [6].

Кинетическая энергия крутильных волн, доходя до головы пучка, тратится на удлинение вихревых нитей, переходя таким образом в потенциальную энергию, пропорциональную длине вихревых нитей и параметру  $\varepsilon_1$ . Вследствие этого пучки вихрей быстро удлиняются, и обе головы двух противоположных пучков вихревых нитей удаляются от черной дыры с релятивистскими скоростями. Это объясняет реально наблюдаемое движение «горячих пятен» (hot spots) в головах релятивистских астрофизических джетов [5].

Перейдем к основной задаче данной работы, а именно — к учету эффектов, ведущих к потере энергии крутильных волн и вихревых нитей на пути к головам вихревых пучков за счет столкновения их с межзвездной средой.

### ОБРАЗОВАНИЕ И АННИГИЛЯЦИЯ ВИХРЕВЫХ ПЕТЕЛЬ

Параллельные квантованные вихри отталкиваются друг от друга, что обеспечивает устойчивость центрального пучка вихрей, образующего джет. Но антипараллельные вихри притягиваются и способны аннигилировать при соприкосновении друг с другом через образование замкнутых вихревых петель, так как прямое вращение компенсируется противоположным. Кварки и антикварки, разделенные на оси вихрей центробежными силами, после компенсации прямого и обратного вращений аннигилируют друг с другом, генерируя каскады мезонов. Мезоны быстро распадаются, порождая каскад переходов, заканчивающийся рождением нейтрино,  $\gamma$ -квантов и ультрарелятивистских электронов и позитронов.



Быстрые  $e^\pm$ , выходя из области рождения, попадают в космические магнитные поля и далее теряют свою энергию на синхротронное излучение. В частности, этим механизмом естественным образом объясняется происхождение мощного синхротронного излучения в головах джетов. В головных частях прямые вихри центрального пучка джета, как уже говорилось, поворачивают в обратном направлении, переходя, уже вне центрального пучка, в противоположные «крылья». Потому в головах джетов возникают условия для пересечения прямых и обратных вихрей с последующей аннигиляцией образующихся при этом замкнутых петель. При этом в точках отпочкования замкнутых петель происходит перезамыкание оставшихся частей вихревых нитей, и вихри как целое продолжают существовать, только изменив несколько свою исходную конфигурацию.

Масштаб характерных энергий, выделяющихся при аннигиляции вихревых петель, легко оценить из (5) и (6). Подставив (6) в (5), имеем:

$$\varepsilon_1 = \frac{10 \text{ кДж}}{2\pi \text{ см}}. \quad (8)$$

Круговая вихревая петля с радиусом  $r_n$  будет содержать потенциальную энергию

$$\varepsilon_n = 2\pi r_n \varepsilon = r_n \cdot 10 \text{ кДж/см} = r_n \cdot 10^{23} \text{ эВ/см}. \quad (9)$$

Например, при аннигиляции вихревой петли атомного размера  $r_n \sim 10^8 \text{ см}$  выделится энергия  $10^6 \text{ ГэВ}$ .

Отсюда видно, что эти процессы способны не только легко объяснить всю наблюдаемую мощную и многообразную энергетику джетов, но также внести серьезный новый вклад в решение известной проблемы происхождения космических лучей сверхвысоких энергий.

Образование и отпочкование малых вихревых петель от вихревых нитей, составляющих центральную часть растущего джета, может происходить также при столкновении растущих винтообразно вращающихся вихревых нитей, вдоль которых распространяются релятивистские волны круче-

ния, с частицами межзвездного газа. При распространении волны кручения, например, со скоростью порядка одной трети скорости света, энергия столкновения протона газа с винтообразно налетающей на него вихревой нитью будет порядка  $m_p c^2 / 9 \sim 100$  МэВ. Удар такой силы в принципе способен породить локальный петлеобразный прогиб вихревой нити с последующим отпочкованием и аннигиляцией петли [6]. Такие процессы будут, очевидно, замедлять скорость роста длины джета  $\dot{L}(t)$ . Опишем этот эффект количественно.

Пусть  $V(l)$  — скорость, с которой течет энергия волны кручения вдоль отдельной вихревой нити в точке  $l$  этой нити. При толщине вихревой нити  $\delta \sim 10^{-13}$  см на элементе  $dl$  ее длины в единицу времени произойдет следующее число столкновений с частицами газа, имеющим локальную плотность  $n$ :

$$\dot{N} = nV(l) \cdot \delta \cdot dl. \quad (10)$$

Пусть в среднем каждое такое столкновение порождает отпочкование петли длины  $\bar{\lambda}$ . Тогда скорость течения энергии кручения волны вдоль данной вихревой нити уменьшится на элементе  $dl$  на величину

$$dV(l) = -\bar{\lambda}\dot{N} = -n(l)V(l)\bar{\lambda}\delta dl. \quad (11)$$

Отсюда

$$\frac{1}{V(l)} \frac{dV(l)}{dl} = \frac{d}{dl} \ln V(l) = -n(l)\delta\bar{\lambda}, \quad (12)$$

$$\ln \frac{V(L)}{V(0)} = -\int_0^L n(l)\delta\bar{\lambda} dl, \quad (13)$$

$$V(L) = V(0) \exp \left[ -\int_0^L n(l)\delta\bar{\lambda} dl \right] = V(0) \exp(-L \cdot \bar{n}\delta\bar{\lambda}). \quad (14)$$

Здесь мы вынесли из-под знака интеграла среднее значение плотности  $\bar{n}$ .

Обозначив

$$L_n = 1 / \bar{n} \bar{\lambda} \delta \quad (15)$$

и отождествив  $L$  с концом (головой) джета, а  $V(L)$  — с  $\dot{L}(t)$ , получим уравнение для  $L(t)$ :

$$\dot{L}(t) = V_0 \exp \left( -\frac{L(t)}{L_n} \right), \quad (16)$$

$$\dot{L} \exp \left( \frac{L(t)}{L_n} \right) = V_0,$$

$$\exp \left( \frac{L(t)}{L_n} \right) = \frac{V_0 t}{L_n} + \text{const.}$$

Полагая  $L(0) = 0$ , имеем  $\text{const} = 1$ . С этим условием

$$L(t) = L_n \ln \left( 1 + \frac{V_0 t}{L_n} \right). \quad (17)$$

Асимптотики таковы:

$$L(t) \approx V_0 t, \quad t \ll L_n / V_0, \quad (18)$$

$$L(t) \approx L_n \ln \left( \frac{V_0 t}{L_n} \right), \quad t \gg L_n / V_0. \quad (19)$$

Начальная скорость роста вихревой нити  $V_0$ , если и не равна строго скорости света, то во всяком случае близка к ней [6]. К точному значению  $V_0$  чувствителен только начальный режим роста (18), но он длится не очень долго. В формуле (19)  $V_0$  входит под логарифмом. Поскольку наблюдениям доступны уже достаточно развитые джеты, то в формулах (17) и (19) можно в принципе заменить  $V_0$  на  $c$ . Тогда в задаче остается один параметр  $L_n$ , определяемый выражением (15). Параметр  $\delta \sim 10^{-13}$  см, входящий в  $L_n$ , известен достаточно точно. Величину средней плотности  $\bar{n}$  на пути джета можно оценить из наблюдений. Остается, таким образом, всего один пока неизвестный параметр  $\bar{\lambda}$ .

Естественно сделать подгонку значения  $\bar{\lambda}$  из соображений, чтобы возникающая в результате зависимость характерной длины джета  $L_n$  от средней плотности  $\bar{n}$  газа на пути джета согласовывалась с основными наблюдательными данными. Такому условию, как оказывается, удовлетворяет длина петли атомного размера  $\bar{\lambda} \approx 2\pi \cdot 10^{-8}$  см. Подставив эту величину  $\bar{\lambda}$ , а также  $\delta = 10^{-13}$  см в формулу (15) для  $L_n$ , получаем

$$L_n = \frac{10^{21} \text{ см}}{2\pi \bar{n} (\text{см}^{-3})} \approx \frac{50 \text{ пк}}{\bar{n} (\text{см}^{-3})}, \quad (20)$$

где «аргумент»  $\text{см}^{-3}$  в скобках означает, что  $\bar{n}$  представляет собой число атомов газа в кубическом сантиметре пространства. Из (20) вытекает, что, например, в межгалактическом пространстве, где  $\bar{n} \sim 10^{-3} \dots 10^{-4}$ , характерная длина  $L_n$  будет равна  $L_n \sim 50 \dots 500$  кпк, что достаточно хорошо согласуется с данными по джетам в радиогалактиках и мощных квазарах. В областях, где  $\bar{n} \sim 1 \text{ см}^{-3}$ , джеты будут иметь характерные длины порядка 100 пк, а при  $\bar{n} \sim 10 \text{ см}^{-3}$  и больше джеты не будут выходить наружу, растрачивая свою энергию на нагрев и ускорение газа. Это объясняет, например, происхождение мощных потоков газа из ядер сейфертов и других АЯГ при отсутствии явных проявлений джетов.

#### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Мы описали выше эффект замедления роста джета из-за столкновений вихревых нитей с частицами межзвездного газа. Представляют большой интерес также эффекты реакции самого газа на такие столкновения. Прежде всего, конечно, газ будет проталкиваться с большими скоростями вдоль движения джета, а также нагреваться и расширяться. Наиболее интересными эффектами при этом являются взрывы звезд различного типа в случае пересечения их траекторий с релятивистскими джетами. Огромный поток энергии, идущий вдоль джета, способен за короткое время взорвать такую звезду, породив эффект, внешне подобный взрыву Сверхновой. В центральных частях активных галактик и квазаров подобные взрывы действительно наблюдаются. Рассмотрению всех этих эффектов будет посвящена отдельная статья. Отметим, в заключение, что мы также пока не

учитывали эффектов замагниченности газа. Они могут быть существенными, если вмороженные в частично ионизованный межзвездный газ магнитные поля достаточно велики. Этот важный фактор также будет рассмотрен отдельно.

Работа частично поддержана Проектом «Космомикрофизика» и грантами ФФД и ОФА НАН Украины.

1. Барабашов Б. М., Нестеренко В. В. Модель релятивистской струны в физике адронов. — М.: Энергоатомиздат, 1987.—176 с.
2. Фомин П. И. Квантово-полевой подход к теории релятивистской струйной активности квазаров и галактических ядер // Укр. физ. журн.—1991.—36, № 12.—С. 1785—1795.
3. Фомин П. И., Томченко М. Д. О механизме передачи энергии и момента в релятивистских струях квазаров и радиогалактик // Кинематика и физика небес. тел.—1997.—13, № 5.—С. 24—35.
4. Фомин П. И., Фомина А. П. Об эволюции и характерных временах релятивистской струйной активности квазаров и радиогалактик // Кинематика и физика небес. тел.—2007.—23, № 6.—С. 381—386.
5. *Quasars*: Proc. 119 Symp. IAU / Eds G. Swarup, V. K. Kapahl. — Dordrecht: Reidel, 1986.—605 p.
6. Vilenkin A. Cosmic strings and domain walls // Phys. Repts.—1985.—121, N 5.—P. 264—315.

Поступила в редакцию 30.09.08