АСТРОФИЗИКА

TOM 51

МАЙ, 2008

ВЫПУСК 2

Посвящается 100-летию академика В.А.Амбарцумяна

ВИХРЕВОЙ МЕХАНИЗМ ГЕНЕРАЦИИ АСТРОФИЗИЧЕСКИХ СТРУЙ

М.Г.АБРАМЯН

Поступила 19 декабря 2007 Принята к печати 13 февраля

На основе точных решений гидродинамических уравнений с обобщением вихря Рэнкина, предложен вихревой механизм генерации астрофизических струй. Показано, что вознижновение вихря Рэнкина в полярном слое вращающегося гравитирующего тела вызывает продольный и сходящийся к стволу вихря потоки вещества, обеспечивающие экспоненциальный рост угловой скорости вращения ствола и перепада давления на его оси. Рост угловой скорости вращения ствола вихря и перепад давления на его оси прекращаются, когда скачок азимутальной скорости на поверхности ствола достигает скорости звука. За это время вкуревым движением охватываются все более глубокие слои гравитирующего тела, а продольная скорость потока вдоль ствола вихря нарастает, вызывая струйное истечение массы из его поверхности. Полученные вихри являются практически бездиссипативными.

Ключевые слова: гидродинамика:вихрь:струйное извержение:генерация: ускорение

1. Введение. Струйные извержения - универсальное явление во Вселенной: оно охватывает большой диапазон астрофизических объектов, начиная от ядер активных галактик (ЯАГ) до молодых звездных образований малых масс (МЗО) в пределах нашей Галактики. В промежуточных масштабах между ними наблюдаются оттоки, связанные с нейтронными звездами в составе двойных систем с ренттеновским излучением, симбиотическими звездами, и галактическими массивными черными дырами (микроквазары) [1].

Сверхзвуковые оттоки меньшей коллимации наблюдаются у массивных горячих звезд, как например, ярко-синие переменные звезды, а также у звезд малых масс, как протопланетные облака [2,3]. И все это - на последних стадиях эволюции этих объектов.

Также очевидна связь струйных явлений с источниками гамма излучения (ИГИ). Они, кажется, самые мощные когерентные источники во Вселенной (мощность излучения 10⁵¹⁻⁵³ эрг/с). Некоторые ИГИ (длинные всплески), связаны со сверхновыми звездами [4,5].

М.Г.АБРАМЯН

Недавние внеземные наблюдения за Солнцем показали, что солнечная корона полна струй и вспышек. Хотя полная энергия солнечных струй и вспышек намного меньше, чем в космических струях, спектры и переменность электромагнитных волн, испускаемых от солнечных струй и вспышек, схожи с таковыми из космических вспышек [6].

Большинство оттоков, несмотря на огромное различие их размеров и мощности (ЯАГ струи имеют типичные размеры $\approx 10^6$ пк, скорости ядер порядка световой скорости, массы источников $\approx 10^{6-9} M_{\odot}$, а типичные размеры M3O струй ~1 пк, ядерные скорости ~ 10^3 с, источники - протозвезды с массами ~ M_{\odot}), морфологически похожи и, по-видимому, имеют общее физическое начало.

Имеются доказательства на наличие аккреционного диска вокруг центральных источников [7,8-10].

Протозвездные струи образуются в течение главной аккреционной фазы процесса звездообразования [11]. Это завершающая фаза процесса формирования звезды, которая продолжается в течение примерно 10⁵ лет [12,13].

У струй от M3O типичные спроектированные длины лежат между ~0.01 до нескольких парсек. Большинство из них показывает линейную цепочку ярких узлов, часто идентифицируемых как объекты Хербига-Аро (HH34 и системы HH111). Примеры гигантских потоков HH включают HH111, HH34 и HH355 с протяженностями ~7.7 пк, ~3 пк и ~1.55 пк, соответственно.

В некоторых случаях (например, струя НН30) нет никакого обнаруженного удара [8,14]. Другие струи, вместо цепочек узлов, показывают "покачивания" с нарастающей амплитудой из стороны в сторону (например, НН83 и струи НН110; [15]).

Температура струй от M3O мало превосходит значение $\approx 1 - 2 \cdot 10^4$ K, и соответствующие звуковые скорости порядка ~10 км/с [16]. Из доплеровских сдвигов эмиссионных линий было установлено, что узлы удаляются от источников на скоростях ~100-500 км/с, струи имеют радиусы $R_j \approx 3 \cdot 10^{15}$ см и межузелные расстояния 10^{16} см $\approx 3.3 R_j$. Типичные электронные плотности, меняются от $n_j \approx 10^3$ см⁻³ [3] для слабых объектов, и $n_j > 10^5$ см⁻³ - для ярких [11]. В этих исследованиях была получена средняя водородная плотность порядка 10^{4-5} см⁻³ [17]. Хотя и неуверенно, наблюдения показывают, что отношение плотностей струя/окружающая среда порядка $\eta = \rho_j/\rho_s \approx 1-20$ [18].

Вопросы происхождения струй и механизмы их образования не поняты до конца (см. обзор [19]). Сильная коллимация струй, с учетом частичной ионизованности извергаемого вещества, связывается с магнитным полем [20]. Магнитное поле определяет направление струи, а осевой ток может стабилизировать удлиненную форму струи на больших расстояниях от источника ([21,22]).

В настоящей работе предлагается вихревой механизм генерации, ускорения

и коллимации астрофизических струй на основе точных вихревых решений гидродинамических уравнений. Аналогичные решения в случае плоских эквипотенциальных поверхностей для описания воронки, сливающейся через круглое отверстие жидкости и образования торнадо в двухфазной земной атмосфере, были рассмотрены в [23,24] в рамках несжимаемой вязкой жидкости и обобщены с учетом сжимаемости в работе [25].

2. Равновесное состояние источника. Рассмотрим вращающееся протозвездное образование массы *M* в рамках модели несжимаемой жидкости. Известно, что равновесное состояние вращающейся гравитирующей массы определяется сфероидальными фигурами Маклорена [26].

Равновесие приосевой цилиндрической области с нижним основанием на глубине *H* от поверхности сфероида (рис.1) во вращающейся с угловой скоростью Ω цилиндрической системе координат описывается уравнениями

$$\frac{\partial P^{0}(r,z)}{\partial r} = -\rho \Omega_{0}^{2} \left(1-e^{2}\right) r, \quad \frac{\partial P^{0}(r,z)}{\partial z} = -\rho \Omega_{0}^{2} \left(R-H+z\right), \quad (1)$$

где [26]

$$\Omega_0^2 = 2\pi G \rho A$$
, $A = \frac{2}{e^2} - \frac{2\sqrt{1-e^2}}{e^3} \arcsin e$, (2)

(R-H) - расстояние от центра сфероида до нижнего основания рассматриваемой области, принятое за начало координаты z, r - цилиндрическая радиальная координата.

Интегрируя уравнения (1) при условии *H* << *R*, получим равновесное давление в выбранной системе координат в виде¹:

$$P^{0}(r, z) \equiv \frac{1}{2} \rho \Omega_{0}^{2} \left(2 R H - \left(1 - e^{2} \right) r^{2} - 2 R z - z^{2} \right), \qquad (1a)$$

где было положено

$$\Omega^{2} = \Omega_{0}^{2} \left(\frac{1}{A} - \frac{3}{2} + e^{2} \right).$$
 (2a)

Полученные формулы описывают вращающийся с угловой скоростью Ω сфероид Маклорена с полярной полуосью *R*, эксцентриситетом меридианного сечения *e*.

Очевидно, изобарические поверхности представляют сфероиды, а уравнение изобары, пересекающая плоскость z=0 выбранной системы координат по кругу радиуса r_0 на глубине H от полюса облака, представится в виде:

$$z^{2}+2Rz-(1-e^{2})(r_{0}^{2}-r^{2})=0.$$
 (3)

Давление на этой изобаре равно

203

¹ Здесь и дальше, пренебрегаем H по сравнению R.

М.Г.АБРАМЯН

$$P^{0}(r_{0}, 0) = \frac{1}{2} \rho \Omega_{0}^{2} A(1 - e^{2})(r_{*}^{2} - r_{0}^{2}).$$
 (3a)

Из формулы (1а) следует, что плоскость z=0 пересекает внешнюю границу протозвезды на расстоянии r от оси вращения (рис.1):

$$r_s^2 = 2 R H / (1 - e^2).$$
 (1b)

3. Развитие нестационарного вихря. Рассмотрим нелинейную динамику вихревых возмущений протозвездного образования. Пусть в момент t = 0 выделенная цилиндрическая область подверглась¹ вихревым возмущениям с профилем азимутальной скорости

$$\nu_{\varphi}(r) = \begin{cases} \omega_{in} r , & r \leq r_0 , \\ \omega_e \frac{r_0^2}{r} , & r > r_0 , \end{cases}$$

$$\tag{4}$$

описывающим твердотельное вращение в области ствола $r \le r_0$ и дифференциальное вращение - вне ствола. Выражаемая формулой (4) структура известна как вихрь Рэнкина [27] (см. также [23,28]). В записи формулы (4) мы учли, что угловая скорость вихря может меняться со временем, причем временная зависимость $\omega(t)$ в разных областях вихря может быть разной.

Представим

$$P = P^{0}(r, z) + p(r, z, t), \quad V_{\varphi} = \Omega r + v_{\varphi} , \qquad (5)$$

тде *p* - возмущение давления вихревым движением. С учетом (1) и (2), уравнения аксиально-симметрического течения вязкой несжимаемой среды во вращающейся с угловой скоростью Ω системе отсчета представятся в виде:

$$\frac{\partial v_r}{\partial t} + v_r \frac{\partial v_r}{\partial r} - \frac{v_{\phi}^2}{r} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial r} + 2\Omega v_{\phi} + v \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{\partial v_r}{\partial r} + \frac{v_r}{r} \right), \tag{6}$$

$$\frac{\partial v_{\varphi}}{\partial t} + v_r \left(\frac{\partial v_{\varphi}}{\partial r} + \frac{v_{\varphi}}{r} \right) = -2\Omega v_r + v \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{\partial v_{\varphi}}{\partial r} + \frac{v_{\varphi}}{r} \right), \tag{7}$$

$$\frac{\partial v_z}{\partial t} + v_z \frac{\partial v_z}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} + v \frac{\partial^2 v_z}{\partial z^2}, \qquad (8)$$

$$\frac{\partial v_r}{\partial r} + \frac{v_r}{r} + \frac{\partial v_z}{\partial z} = 0, \qquad (9)$$

где υ_r, υ_φ - радиальная, азимутальная компоненты относительной скорости υ; ν - коэффициент кинематической вязкости, ρ - однородная плотность массы протозвезды.

Заметим, что в приведенных уравнениях из-за аксиальной симметричности задачи отброшены члены, содержащие производные по азимутальной координате

204

¹ Скажем, в результате крутильных колебаний сфероида. Очевидно, при этом аналогичное висревое движение появится и в противоположном полюсе с обратным угловым моментом.

 φ , по z (кроме давления и v_z), а также предполагается $v_z = v_z(z, t)$. Принимая $v_r = v_z = 0$ в момент t = 0, из уравнений (6)-(7) получим

$$\frac{\partial p}{\partial r} = \rho \frac{v_{\varphi}^2}{r} + 2\rho \Omega v_{\varphi} , \quad \frac{\partial v_{\varphi}}{\partial t} = v \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{\partial v_{\varphi}}{\partial r} + \frac{v_{\varphi}}{r} \right). \tag{10}$$

Учитывая (1), (4) и (5), решение первого уравнения (10) представится в виде

$$p = \begin{cases} p_{c} + \rho \left(\omega_{ln}^{2} + 2\Omega \omega_{ln} \right) \frac{r^{2}}{2}, & r \leq r_{0}, \\ -\rho r_{0}^{2} \left[\frac{\omega_{e}^{2} r_{0}^{2}}{2r^{2}} \left(1 - \frac{r^{2}}{r_{s}^{2}} \right) + 2\Omega \omega_{e} \ln \frac{r_{s}}{r} \right], & r > r_{0}, \end{cases}$$
(11)

где принято, что возмущение газокинетического давления на расстоянии $r >> r_0$ от оси цилиндра обращается в нуль, p_c - перепад давления на оси вихря. Из требования непрерывности возмущения давления на поверхности ствола вихря получаем¹:

$$p_c = -\rho \frac{r_0^2}{2} \left[\omega_{in}^2 + 2\Omega \omega_{in} + \omega_e^2 + 4\Omega \omega_e \ln \frac{r_e}{r_0} \right].$$
(12)

Из-за перепада давления, через нижнее основание вихря возникнет продольный поток вещества, скорость которого представим в виде [23]

$$v_{z} = \begin{cases} v_{z0} + \alpha z, & r \le r_{0}, \\ 0, & r > r_{0}, \end{cases}$$
(13)

где ν_{z0} и α , вообще говоря, могут быть функциями времени. Параметр $1/\alpha$ имеет размерность времени и характеризует градиент скорости вдоль ствола вихря. В дальнейшем будем принимать, что $\alpha = \text{const}$.

С учетом (13) из уравнения непрерывности (9) находим

$$v_r = -\frac{\alpha}{2} \begin{bmatrix} r, & r \le r_0, \\ \frac{r_0^2}{r}, & r > r_0 \end{bmatrix}$$
(14)

Следовательно, из-за перепада давления на оси вихря, создающего всасывающий эффект, возникает продольный поток (13), который вызывает сходящийся радиальный поток вещества (14). Последний переносит из внешних областей угловой момент и энергию в область ствола вихря.

Независимо от вида функции v_r из уравнения (7), с учетом (4), следует, что в области ствола ($r < r_0$) конвективные и кориолисовы ускорения складываются, а во внешней области ($r > r_0$) компенсируют друг друга. Учитывая выражения (4), (14) в уравнении (7), находим

$$\frac{d\,\omega}{dt} = \begin{cases} \alpha(\omega+\Omega), & r \le r_0, \\ \alpha\Omega, & r > r_0, \end{cases}$$
(15)

¹ Здесь и в дальнейшем будем пренебрегать членом r_0^2/r_s^2 по сравнению с единицей.

М.Г.АБРАМЯН

т.е. из-за переноса углового момента сходящимся радиальным потоком вещества (14), угловая скорость ствола растет со временем, причем темпы изменения ω в области ствола вихря ($r \leq r_0$) и во внешней его области $r > r_0$ разные.

Принимая α = const, уравнение (15) для зависимости угловой скорости вихря от времени дает:

$$\omega(t) = \begin{cases} (\omega_0 + \Omega) e^{\alpha t} - \Omega \equiv \omega_{in} , & r \le r_0 , \\ \omega_0 + \alpha \Omega t \equiv \omega_e , & r > r_0 , \end{cases}$$
(16)

где ω₀ - угловая скорость ствола в начальный момент образования вихря. Следовательно, в формулах (4), (11), (12) во внешней области вихря

следоватслено, в формулах (4), (12) во влошной соласти вихря следует положить линейный закон изменения угловой скорости - ω_e , а в области ствола - экспоненциальный закон - ω_{in} , что и было сделано в указанных формулах.

Скорости (4), (13), (14) тождественно зануляют вязкие члены в уравнениях (6)-(8), диагональные же компоненты вязкого тензора напряжений отличны от нуля, что приводит к следующей мощности диссипации кинетической энергии на единицу длины вихря:

$$\frac{dE_k}{dt} \simeq -4\pi v \rho r_0^2 \left\{ \frac{3}{2} \alpha^2 + \omega_e^2 + 2\Omega \omega_e \right\}.$$
(17)

Заметим, что быстрый рост угловой скорости имеет место лишь в области ствола $r \leq r_0$, где угловая скорость со временем нарастает экспоненциально, тогда как во внешней области $r > r_0$ угловая скорость нарастает линейно. Таким образом, на границе $r = r_0$ возникает скачок азимутальной скорости, который, одновременно с перепадом давления (12) на оси вихря, нарастает со временем экспоненциально. Рост диссипации энергии (17) происходит намного медленнее. Так что, в рассматриваемом вихревом движении диссипация остается малой, несмотря на быстрый рост угловой скорости ствола вихря.

Тангенциальный скачок азимутальной скорости на границе ствола вихря равен:

$$[v_{\varphi}] = V = [\omega_{in}(t) - \omega_{e}(t)]r_{0} = r_{0}(\omega_{0} + \Omega)(e^{\alpha t} - 1) - \Omega r_{0} \alpha t, \qquad (18)$$

а скачок продольной скорости определяется формулой (13):

$$[v_z] \equiv U = v_{z0} + \alpha z . \tag{18a}$$

4. Структура вихря. С учетом (13), (14) уравнения (6) и (8) представятся в виде

$$\frac{\partial p}{\partial r} = -\rho \left| \frac{\left| \frac{1}{4} \alpha^2 - \omega_{ln}^2 - 2\Omega \omega_{in} \right| r}{\left| \frac{r_0}{r^3} \left(\frac{1}{4} \alpha^2 + \omega_e^2 \right) + 2\Omega \omega_e \frac{r_0^2}{r^2}, \quad r > r_0 \right|},$$
(19)

$$\frac{\partial p}{\partial z} = -p \begin{cases} \alpha (v_{z0} + \alpha z) + \dot{v}_{z0}, & r \le r_0, \\ 0, & r > r_0. \end{cases}$$
(19a)

Заметим, что на поверхности ствола первые производные возмущения давления имеют разрыв. Давление же на границе ствола должно быть непрерывно.

С помощью (19) и (19а) для возмущения давления получаем:

$$p(r, z, t) = \begin{cases} p_{c} - \frac{\rho}{2} \left[\frac{1}{4} \alpha^{2} - \omega_{ln}^{2} - 2\Omega \omega_{ln} \right] r^{2} - \rho \left[(\dot{v}_{z0} + \alpha v_{z0}) z + \alpha^{2} \frac{z^{2}}{2} \right] + C, & r \leq r_{0}, \\ - \frac{\rho}{2} \left[\left(\frac{r_{0}^{2}}{r^{2}} - \frac{r_{0}^{2}}{r_{s}^{2}} \right) \left(\frac{1}{4} \alpha^{2} + \omega_{e}^{2} \right) + 4\Omega \omega_{e} \ln \frac{r_{s}}{r} \right] r_{0}^{2}, & r > r_{0}, \end{cases}$$
(20)

где C(t) определяется из требования непрерывности изобарической поверхности на границе ствола $r = r_0$. Учитывая (5), (1a), (20) для полного давления в области $r > r_0$ находим:

$$\frac{P_{e}}{\rho} = \frac{\Omega_{0}^{2}}{2} \left(1 - e^{2}\right) \left(r_{s}^{2} - r^{2}\right) - \frac{r_{0}^{2}}{2} \left(\left(\frac{r_{0}^{2}}{r^{2}} - \frac{r_{0}^{2}}{r_{s}^{2}}\right) \left(\frac{1}{4}\alpha^{2} + \omega_{e}^{2}\right) + 4\Omega\omega_{e} \ln \frac{r_{s}}{r} \right) - \frac{\Omega_{0}^{2}}{2} \left(2Rz + z^{2}\right), (21)$$

а в области ствола вихря r≤r₀

$$\frac{P_{ln}}{\rho} = \frac{\Omega_0^2}{2} \left(1 - e^2 \right) \left(r_s^2 - r^2 \right) - \left(\omega_{ln}^2 + 2\Omega \omega_{ln} \right) \frac{\left(r_0^2 - r^2 \right)}{2} - \left(\omega_e^2 + 4\Omega \omega_e \ln \frac{r_s}{r} \right) \frac{r_0^2}{2} - \frac{\alpha^2 r^2}{8} - \left(\Omega_0^2 R + \dot{\nu}_{z0} + \alpha \nu_{z0} \right) z - \left(\Omega_0^2 + \alpha^2 \right) \frac{z^2}{2} + \frac{C}{\rho}.$$
(22)

Здесь $(1/2)_{\rho}\Omega_0^2 A(1-e^2)(r_s^2-r^2) = P^0(r, 0)$ - равновесное давление протозвезды на уровне нижнего основания вихря z=0. Из формулы (20) видно, что на расстоянии *r* вихревое движение исчезает. Вообще говоря, вихревое движение исчезает на границе облака, т.е. *r* - это радиус пересечения плоскости z=0 с поверхностью сфероида (1b).

Из формулы (21), (22) можно получить уравнение изобарической поверхности, соответствующей данному значению $P = P^0(r, 0)$ первоначально сфероидальной поверхности (3). Принимая в качестве r_s значение (1b), получаем изобарическую поверхность, на которой давление равно нулю (в действительности – давлению окружающей среды P_s). В области ствола $r \leq r_0$ она выразится уравнением:

$$z^{2}(r,t) + 2\left(R + \frac{\upsilon_{z0} + \alpha\upsilon_{z0} - \alpha^{2}R}{\Omega_{0}^{2} + \alpha^{2}}\right)z(r,t) - \frac{\omega_{in}^{2} + 2\Omega\omega_{in} - (1/4)\alpha^{2}}{\Omega_{0}^{2} + \alpha^{2}}r^{2} - \frac{\Omega_{0}^{2}(1-e^{2})}{\Omega_{0}^{2} + \alpha^{2}}(r_{s}^{2} - r^{2}) + \frac{\omega_{in}^{2} + 2\Omega\omega_{in} + \omega_{s}^{2} + 4\Omega\omega_{e}\ln r_{s}/r_{0}}{\Omega_{0}^{2} + \alpha^{2}}r_{0}^{2} - \frac{2C(t)}{\rho(\Omega_{0}^{2} + \alpha^{2})} = 0,$$
(23)

где неизвестная функция C(t) определяется из условия непрерывности изобары на поверхности ствола вихря, а во внешней области $r > r_0$ данная

изобарическая поверхность описывается уравнением

$$z^{2} + 2Rz - (1 - e^{2})(r_{s}^{2} - r^{2}) + \frac{\omega_{e}^{2} + \alpha^{2}/4}{\overline{\Omega}_{0}^{2}} \left(\frac{r_{0}^{4}}{r^{2}} - \frac{r_{0}^{4}}{r_{s}^{2}}\right) + \frac{4\Omega\omega_{e}}{\overline{\Omega}_{0}^{2}}r_{0}^{2}\ln\frac{r_{s}}{r} = 0.$$
 (24)

Считая размеры вихря малыми размеров протозвезды, и требуя непрерывность изобарической поверхности на границе ствола вихря $r=r_0$, из (23) и (24) получим неизвестную функцию C(t):

$$-\frac{2C(t)}{\rho(\Omega_{0}^{2}+\alpha^{2})} \approx \frac{\Omega_{0}^{2}(1-e^{2})r_{s}^{2}-4\Omega\omega_{e}r_{0}^{2}\ln r_{s}/r_{0}}{\Omega_{0}^{2}+\alpha^{2}} + \frac{r_{0}^{2}(\alpha^{2}/4+\omega_{e}^{2}+4\Omega\omega_{e}\ln r_{s}/r_{0})-\Omega_{0}^{2}(1-e^{2})(r_{s}^{2}-r_{0}^{2})}{R\Omega_{0}^{2}}\frac{\dot{\nu}_{z0}+\alpha\nu_{z0}+\Omega_{0}^{2}R}{\Omega_{0}^{2}+\alpha^{2}},$$
(22a)

с учетом которой из (23) получим окончательный вид уравнения изобары в области ствола *r*≤*r*₀ вихря:

$$z_{in}(r,t) \approx -\frac{\omega_{in}^{2} + 2\Omega\omega_{in} - \alpha^{2}/4 - \Omega_{0}^{2}(1-e^{2})}{2(\dot{v}_{z0} + \alpha v_{z0} + \Omega_{0}^{2}R)} (r_{0}^{2} - r^{2}) + \frac{1-e^{2}}{2R} (r_{s}^{2} - r_{0}^{2}) - \frac{\omega_{s}^{2} + \alpha^{2}/4 + 4\Omega\omega_{s}\ln r_{s}/r_{0}}{2R\Omega_{0}^{2}} r_{0}^{2}.$$
(25)

Продолжение изобары во внешней области вихря опишется решением уравнения (24):

$$z_e(r,t) = \frac{1-e^2}{2R} \left(r_s^2 - r^2 \right) - \frac{\omega_e^2 + \alpha^2/4}{2R\Omega_0^2} r_0^4 \frac{r_s^2 - r^2}{r_s^2 r^2} - \frac{2\Omega\omega_e}{R\Omega_0^2} r_0^2 \ln \frac{r_s}{r}.$$
 (26)

При получении формул (25) и (26) мы разложили в ряд квадратные корни в решениях уравнений (23), (24), считая $\omega_{in}^2 r_0^2 \approx c_s^2 \ll \Omega_0^2 R^2$, где c_s - скорость звука (см. дальше).

Из выражений (23) и (24) видно, что задача допускает частное решение $v_{z0} - \alpha (v_{z0} - \alpha R) = 0$, (27)



Рис.1. Примерный ход развития изобарической воронки в области вихревого движения через равные промежутки времени (масштабы не соблюдены)

которое с учетом начального условия $v_{z0}(0) = 0$, приводит к зависимости $v_{z0}(t)$ в виде:

$$v_{z0}(t) = \alpha R(1 - e^{-\alpha t}).$$
 (28)

Из (25) и (26) видно, что положение пересечения изобары с поверхностью ствола вихря $r = r_0$ со временем перемещается в сторону отрицательных значений z за счет линейной зависимости $\omega_e(t)$:

$$z_{e}(r_{0},t) = z_{in}(r_{0},t) \simeq H - \frac{r_{0}^{2}}{2R\Omega_{0}^{2}} \left(\frac{1}{4}\alpha^{2} + \omega_{e}^{2}(t) + 4\Omega\omega_{e}(t)\ln\frac{r_{s}}{r_{0}}\right).$$
(29)

Изобара, описываемая формулами (25) и (26) представляет углубляющуюся со временем воронку. Причем широкая часть воронки (28), соответствующая внешней области вихря, развивается медленно, за счет линейной зависимости $\omega_e(t)$. В области же ствола вихря изобарная воронка (25) развивается намного быстрее, перемещаясь в глубь протозвезды по экспоненциальному закону (рис.1). Дно воронки расположено на оси вихря r=0 и закон изменения его положения со временем выражается формулой:

$$z_{ln}(0,t) = -\frac{\omega_{ln}^2(t) + 2\Omega\omega_{ln}(t) - \alpha^2/4 - \Omega_0^2(1-e^2)}{2(\dot{v}_{z\,0} + \alpha v_{z\,0} + \Omega_0^2 R)}r_0^2 + z(r_0,t), \quad (30)$$

где скобка в знаменателе принимает значения: $\alpha v_{z0} + \Omega_0^2 R$ при $v_{z0} = \text{const}$, и $(\alpha^2 + \Omega_0^2)R - \beta$ случае частного решения (27).

В начальной стадии развития степенной неустойчивости $t \ll 1/2\alpha$, считая $r_0 \ll R$, координата дна воронки меняется со временем линейно:

$$z(0, t) \sim -\left(\frac{(\Omega + \omega_0)^2 R}{\dot{v}_{z0} + \alpha v_{z0} + \Omega_0^2 R} + \frac{\Omega \omega_0 + 2\Omega^2 \ln r_s / r_0}{\Omega_0^2}\right) \frac{r_0^2}{R} \alpha t, \qquad (31)$$

а в моменты времени t > l/2α углубление воронки происходит экспоненциально:

$$z(0,t) \sim -\frac{(\Omega + \omega_0)^2 e^{2\alpha t}}{\dot{\nu}_{z0} + \alpha \nu_{z0} + \Omega_0^2 R} \frac{r_0^2}{2}.$$
 (32)

На рис.1 приведена иллюстрация примерного хода развития изобарической поверхности протозвезды с давлением внешней среды в области вихревого движения в разные моменты с одинаковым интервалом времени.

5. Неустойчивость тангенциального разрыва скорости на границе ствола и насыщение вихря. Как известно [29], поверхности с тангенциальным скачком скорости неустойчивы к поверхностным возмущениям. Рассмотрим двухмерное течение несжимаемой среды с разрывами скорости (18), (18а) в плоскости XZ (участок поверхности ствола с осью Z, параллельной оси струи).

Будем исследовать локальную неустойчивость тангенциального разрыва скорости, т.е. считать размеры участка изучаемой поверхности много меньше соответствующих размеров ствола, а также периоды и инкремент роста возмущений много меньше характерного времени роста угловой скорости вихря.

В выбранной системе координат малые возмущения поверхности разрыва во вращающейся с облаком системе отсчета опишутся уравнениями

$$\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + \mathbf{V} \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial x} + U \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial z} = -\nabla \frac{P}{\rho} + 2[\mathbf{v}\Omega] + \upsilon \Delta \mathbf{v} , \quad \Delta \mathbf{v} = 0.$$
(33)

Применяя к обеим сторонам первого уравнения оператор ∇ , в силу второго уравнения получим, что возмущенное давление удовлетворяет уравнению Лапласа: $\Delta P/\rho = 0$. Поэтому представим

$$P/\rho \sim e^{-k|y|} \exp\{i(k_x x + k_z z - \sigma t)\}.$$
 (34)

где k - волновое число, с - частота возмущений, ось Y направлена по нормали к поверхности разрыва в сторону ствола вихря.

Пусть $\zeta(x, z, t)$ - смещение частиц плоскости разрыва по оси Y. Тогда

$$v_{y} = \frac{\partial \zeta}{\partial t} + V \frac{\partial \zeta}{\partial x} + U \frac{\partial \zeta}{\partial z} = -i(\sigma - kw)\zeta, \qquad (35)$$

где предполагалось $\zeta \sim \exp\{i(k_x x + k_z z - \sigma t)\}$, а k, w -волновой вектор и двухмерный разрыв скорости в плоскости XZ. С аналогичным предположением для v_x , из первого уравнения (33) получаем:

$$i(\sigma - kw + i v k^2)v_x + 2\Omega v_y = ik_x P/\rho,$$

$$i(\sigma - kw + i v k^2)v_y - 2\Omega v_x = -(k P/\rho)\text{sgn } y,$$
(36)

откуда, исключая v_x и учитывая (35), получим:

$$\frac{P}{\rho} = \frac{\left(\sigma - k\omega + i\upsilon k^2\right)^2 - 4\Omega^2}{2\Omega k_x - k\left(\sigma - k\omega + i\upsilon k^2\right) \operatorname{sgn} y} (\sigma - k\omega)\zeta.$$
(37)

Учитывая также, что в области ствола вихря sgn y = 1, w > 0, а во внешней области sgn y = -1, w = 0, и требуя непрерывность давления на плоскости разрыва, получим дисперсионное уравнение возмущений поверхности тангенциального разрыва скорости в виде

$$\frac{\left(\sigma - kw + ivk^2\right)^2 - 4\Omega^2}{2\Omega k_x - k\left(\sigma - kw + ivk^2\right)} \left(\sigma - kw\right) = \frac{\left(\sigma + ivk^2\right)^2 - 4\Omega^2}{2\Omega k_x + k\left(\sigma + ivk^2\right)} \sigma.$$
(38)

Отдельно рассмотрим неустойчивость в двух предельных случаях - коротковолновых и длинноволновых возмущений.

Коротковолновые - это возмущения с длиной волны намного меньше радиуса ствола ($k_0 >> 1$), и характерны возмущениям, распространяющимся по азимуту (x-возмущения). Принимая для простоты k = 0, из (44) получим¹:

¹ Вместо k, будем использовать обозначение k.

$$(\sigma - kV)(\sigma - kV + 2\Omega) + \sigma(\sigma - 2\Omega) + i v k^2(2\sigma - kV) = 0.$$
 (38a)

Решение этого дисперсионного уравнения имеет вид:

$$\sigma_0(k) = Re \,\sigma = kV/2 \,, \quad \gamma(k) = \mathrm{Im}\sigma = \left[\left(k^2 V^2 + v^2 \,k^4 - 4\Omega \,kV \right)^{1/2} - v \,k^2 \right] / 2 \,. (39)$$

Прежде всего, заметим, что подкоренное выражение в (39) становится положительным для возмущений с волновыми числами

$$k > k_{er} = \sqrt[3]{\frac{2\Omega V}{v^2}} \left(1 + \sqrt{1 + \frac{V^4}{108\Omega^2 v^4}} \right), \tag{40}$$

а нарастающими оказываются возмущения с еще большими значениями волнового числа. Вращение стабилизирует длинноволновые возмущения границы ствола - следовательно, неустойчивыми оказываются коротковолновые возмущения, которые и лежат в рамках принятого нами приближения локальной неустойчивости. Из формулы (39) для инкремента возмущений следует, что максимальное значение получается при $k \to \infty$,

$$\gamma_m = V^2 / 4 \nu \tag{41}$$

С учетом (16) и (41), для временной зависимости амплитуды поверхностных возмущений (35) в плоскости y=0, в начальной стадии развития неустойчивости, в течение временного интервала $t \ll 1/\alpha$, для вихря как с показательным законом развития неустойчивости, получаем:

$$\zeta(t) \approx \zeta_0 e^{\gamma_x t} - \zeta_0 \exp\left\{\frac{\omega_0^2 r_0^2 \alpha^2}{2\nu} t^3\right\},$$
 (42)

т.е. в начальной стадии развития неустойчивости максимальный рост амплитуды со временем происходит по закону $\zeta(t) \sim \zeta_0 \exp(t^3)$.

В невязкой жидкости (v = 0) возмущения поверхности с тангенциальным разрывом скорости в начальной стадии развиваются по закону:

$$\zeta(t) \simeq \zeta_0 \exp\left\{\frac{1}{2}\omega_0 r_0 \alpha k t^2\right\}.$$
(43)

Известно, что максимальный инкремент возмущений слоя достигается в области длин волн порядка его толщины $l: k_m \approx 1/l$. В случае поверхностных волн это есть слой с толщиной $l \approx 2\zeta(t): k_m \approx 1/2 \zeta(t)$. Учитывая это в (43), получаем

$$\ln \frac{\zeta(t)}{\zeta_0} \simeq \frac{\alpha \omega_0 r_0 t^2}{2\zeta(t)}, \qquad (44)$$

откуда следует, что $\zeta(t)$ меняется со временем приблизительно по закону $t^2/\ln t$.

Следовательно, на поверхности ствола вихря образуется переходной турбулентный слой толщины $2\zeta(t)$, с эффективным коэффициентом

турбулентной вязкости, который в начальной стадии развития неустойчивости можно оценить формулой

$$v^{*}(t) \simeq \zeta^{2}(t)\gamma(t) \simeq \frac{1}{2}\alpha v_{0}|\zeta(t)|t$$
 (45)

Коэффициент турбулентной вязкости растет со временем очень быстро ($\sim t^3$), и может достичь больших значений ($v^* >> v$). Это приводит к интенсивной нелинейной диссипации нарастающих турбулентных возмущений в рассматриваемом слое и к переходу в состояние насыщения.

Насыщение турбулентных возмущений происходит, когда рост кинетической энергии поверхностных волн за единицу времени $\gamma \rho v^2/2$, в результате неустойчивости тангенциального разрыва скорости, становится по порядку величины равным мощности диссипации турбулентной энергии в единице объема $\rho v^3/l$ [29]. В приведенных оценочных формулах $v \sim d|\zeta(t)|/dt$ – есть скорость турбулентных пульсаций, $l \sim |\zeta(t)|$ – их характерный масштаб, и $\gamma \sim \pi V/|\zeta|$ – максимальный инкремент неустойчивости. Из вышесказанного следует, что скорость турбулентных пульсаций практически совпадает с тангенциальным скачком скорости: $v(t) \approx V(t)$.

С другой стороны, угловое ускорение вращения ствола вихря прекратится, когда скачок тангенциальной скорости V(t) достигнет значений, близких скорости звука c_s . Характерное время t этого процесса определяется формулой (18) (см. уравнение (53)).

Таким образом, $V_m \approx c_s$ и $\gamma_m \approx \pi c_s / \zeta_m$, где ζ_m определяется уравнением (44):

$$\ln \frac{\zeta_m}{\zeta_0} \simeq \frac{\alpha \omega_0 r_0 t_s^2}{2\zeta_m}.$$
 (46)

Длинноволновые - это возмущения с длиной волны, превышающей поперечный размер ствола: $kr_0 << 1$. Очевидно, они могут возникать лишь в продольных *z*-возмущениях

$$\zeta(z,t) = \zeta_0 e^{\gamma_z t} \exp\{ik_z z - i\sigma_0 t\}, \qquad (47)$$

которые вызваны скачком скорости продольного потока вещества (18а). Принимая в (37) $k_x = 0$, получим дисперсионное уравнение продольных возмущений в виде¹:

$$\left[\left(\sigma - kU + i\upsilon k^2\right)^2 - 4\Omega^2\right]\left(\sigma - Uk\right)\left(\sigma + i\upsilon k^2\right) + \left[\left(\sigma + i\upsilon k^2\right)^2 - 4\Omega^2\right]\sigma\left(\sigma + i\upsilon k^2\right) = 0. \quad (38b)$$

Понятно, что влиянием вязкости на длинноволновые возмущения можно пренебречь. Тогда уравнение (38b) сильно упрощается:

¹ Вместо k, здесь также воспользуемся обозначением k.

$$\left(\sigma^{2} - \sigma U k + \frac{1}{2} U^{2} k^{2} - 4 \Omega^{2}\right) (\sigma - U k) = 0, \qquad (48)$$

и имеет решения

$$\sigma_1 = Uk$$
, $\sigma_{2,3} = \frac{1}{2}Uk \mp i \sqrt{\frac{1}{4}U^2k^2 - 4\Omega^2}$. (49)

Нарастающие со временем возмущения (47) дает лишь третья мода колебаний, описывающая колебания с частотой $\sigma_0 = (1/2)Uk$. Причем, нарастание возмущений имеет место лишь в области длин волн

$$2\pi r_0 \ll \lambda < \frac{\pi U}{2\Omega}, \quad \left(1 \gg kr_0 > \frac{4\Omega r_0}{U} = \frac{4\Omega r_0}{v_{z0} + \alpha z}\right) \tag{50}$$

с инкрементом

$$\gamma_z = \sqrt{\left(\sigma_0^2 - 4\Omega^2\right)} \ . \tag{51}$$

Учитывая, что в начальной стадии (неустойчивость продольных возмущений наступает в момент $t > 4\Omega/\alpha^2 kR_0$) развития вихря в области $z \approx 0$ имеем $U \approx \alpha^2 R_0 t$, где пользовались формулой (26), для амплитуды колебаний частиц в длинноволновых возмущениях поверхности ствола вихря получаем:

$$\zeta_0 e^{\gamma_z t} \sim \zeta_0 \exp\left(\frac{k_z \alpha^2 R_0}{2} t^2\right).$$
 (52)

Сравнение (52) с формулой (43) показывает, что нарастание продольных длинноволновых возмущений происходит намного медленнее роста коротковолновых возмущений. Следовательно, насыщение вихревого движения, т.е. прекращение экспоненциального роста угловой скорости ствола и перепада давления на его оси происходит, когда скачок азимутальной скорости достигает скорости звука.

Время насыщения вихря t определяется из уравнения:

$$e^{\alpha t_{z}} - \frac{\Omega \alpha t_{z}}{\omega_{0} + \Omega} = \frac{c_{z}}{(\omega_{0} + \Omega)r_{0}}.$$
 (53)

За это время дно изобарической воронки перемещается вглубь на расстояние

$$z_{s} \approx \frac{(c_{s} + \Omega r_{0} \alpha t_{s})^{2}}{2(\dot{v}_{z0} + \alpha v_{z0} + \Omega_{0}^{2} R)},$$
 (54)

а в случае частного решения (28), $v_{z0}(t)$ нарастает до значения

$$p_{z0}(t_s) = \alpha R \left(1 - \frac{(\omega_0 + \Omega) r_0}{c_s + \Omega r_0 \alpha t_s} \right).$$
(55)

С помощью формулы (13) можно оценить скорость вертикального

потока вещества (струи) на поверхности протозвезды. Если нижнее основание вихря в момент его образования находилось на глубине *H* от поверхности облака, то в момент насыщения вихря на выходе из облака скорость струи будет равной

$$v_{f} \approx \begin{cases} v_{z0} + \alpha(z_{s} + H), & v_{z0} = \text{const}, \\ v_{z0}(t_{s}) + \alpha(z_{s} + H), & v_{z0} = \alpha R(1 - e^{-\alpha t}). \end{cases}$$
(56)

Потеря массы протозвезды за год составит

$$dM/dt = \pi r_0^2 \rho v_j . \tag{57}$$

6. Генерация астрофизических струй вихрем. Итак, возникновение вихря Рэнкина в поверхностном приосевом слое гравитирующего тела вызывает продольный (13) и сходящийся к стволу (14) потоки вещества, которые обеспечивают экспоненциальный рост угловой скорости вращения ствола и перепада давления на его оси. Процесс степенного роста угловой скорости вращения и перепада давления прекращается, и вихревое движение переходит в состояние насыщения, когда скачок азимутальной скорости на поверхности ствола (рост длинноволновых возмущений, как видели, происходит намного медленнее) достигает скорости звука. Это происходит за время t_i , определяемое уравнением (53), после возникновения вихря, в течение которого вихревым движением охватываются все более глубокие слои облака, перемещаясь на расстояние (54). Продольная же скорость потока вдоль ствола вихря при этом нарастает до значения (55), вызывая истечение массы через поверхность протозвезды в виде струи со скоростью v_1 (см. формулу (56)).

Для иллюстрации полученных результатов рассмотрим сфероидальное протозвездное образование с массой ~ $2 M_{\odot}$, полярного радиуса 10 а.е. и эксцентриситета 3/4. Для плотности массы протозвезды получим $\rho = 3 M_{\odot} (1 - e^2)/2\pi R_0^3 \approx 10^{-11}$ г/см³, а с помощью формулы (2) определим угловую скорость ее вращения: $\Omega \approx 1.8 \cdot 10^{-9}$ с⁻¹, $\Omega_0 \approx 2 \cdot 10^{-9}$ с⁻¹.

Пусть вихрь (4), который возникает в момент t=0 в поверхностном полярном слое протозвезды, имеет толщину H=0.2а.е., радиус ствола $r_0 \approx 0.5$ а.е. и азимутальную скорость на его поверхности $v_0 = \omega_0 r_0 \approx 0.3$ км/с.

Принимая скорость радиального потока (14) на поверхности ствола равной $v_r \approx 0.5$ км/с (это соответствует значению $\alpha \approx 1.3 \cdot 10^{-8} \text{ c}^{-1}$), а скорость звука $c_s \approx 10$ км/с, с помощью уравнения (53) получим время насыщения вихря: $t_s \approx 2.4 \cdot 10^8 c \approx 8$ лет. В течение этого времени вихревая воронка низкого давления охватывает все более глубокие слои протозвезды, образуя практически стационарный цилиндрический вихрь длиной ≈ 1.8 а.е. Скорость продольного потока на уровне z=0 оказывается равной $v_{z0}(t_s) \approx 19.2$ км/с, а на поверхности протозвезды $-v_i \approx 20$ км/с, в то время как параболическая скорость на поверхности протозвезды составляет ≈ 12 км/с.

Темп потери массы протозвезды составит при этом ~ 10⁻⁶ M_☉/год.

К полученной оценке скорости струи на поверхности протозвезды можно прийти из соображений сохранения энергии. Действительно, приравнивая суммарную работу сил давления и гравитации кинетической энергии ствола на поверхности протозвезды, т.е. применяя интеграл Бернулли для нижнего и верхнего оснований ствола вихря, получим ту же самую оценку для v_I .

Оценим теперь толщину переходного турбулентного слоя ζ_m . Для этого примем величину смещения ζ_0 порядка длины свободного пробега частиц: $\zeta_0 \approx m_H / \pi a_H^2 \rho \approx 10^4$ см, где m_H масса атома водорода, a_H -его боровский радиус. Тогда из формулы (46) получаем: $\zeta_m \approx 1.5 \cdot 10^7$ см. Максимальное значение коэффициента турбулентной вязкости в переходном слое при этом оказывается равным

$$v_m^* \simeq \frac{1}{2} \alpha v_0 \zeta_m t_s \sim 2 \cdot 10^{12} \text{ cm}^2/\text{c}, \qquad (58)$$

тогда как обычная кинематическая вязкость газа намного меньше:

$$v \approx v_H l/3 \sim 3 \cdot 10^9 \text{ cm}^2/\text{c}$$
, (59)

где v_H - тепловая скорость атомов, l - длина их свободного пробега. Таким образом, на поверхности ствола вихря радиуса r_0 , который вращается почти со скоростью звука $v_{\varphi m} = v_0 \exp(\gamma_m t_s) \sim c_s$, из-за турбулентности появляется слой толщиной $2\zeta_{max}$ с аномально высокой вязкостью $v_{max} >> v$.

Оценку времени жизни возникшего вихря можно получить, разделяя кинетическую энергию единицы длины вихря в состоянии его насыщения на мощность диссипации энергии (17):

$$v_{vortex} \approx 1.8 \frac{10^7}{[v]} \text{ ner},$$
 (60)

где вязкость выражается в единицах 10¹² см²/с. Молекулярная вязкость в формуле (60) дает оценку ~ 3 · 10⁹ лет, в случае турбулентной вязкости для времени жизни вихря получаем ~ 5 · 10⁶ лет. Следовательно, полученные нами вихри являются высокой степени бездиссипативными, даже при учете аномально большого значения турбулентной вязкости.

7. Заключительные замечания. Предложенный в настоящей работе вихревой механизм генерации астрофизических струй представляет уникальный путь превращения гравитационной энергии источника в кинетическую энергию струйного извержения. Этот же механизм может обеспечить ускорение и коллимацию струйных потоков за пределами источника, как в области торможения, так и инерционного разлета. Образование турбулентного переходного слоя на поверхности ствола вихря приводит не только к насыщению вихря. Его появление вызывает ряд гидродинамических и физико-химических процессов, которые подлежат детальному изучению.

Во-первых, интенсивная нелинейная диссипация энергии вихря из-за аномально высокой турбулентной вязкости этого слоя, может привести к возбуждению и диссоциации атомов и моле́кул и интенсивному излучению в линиях.

Во-вторых, проникшее через основание вихря и через его переходной слой в область низкого давления ствола вещество может подвергаться разным физико-химическим превращениям, в результате чего химический состав струи может заметно отличаться от состава вещества протозвезды.

В-третьих, часть переходного слоя, принадлежащая области ствола вихря, переносится наружу струйным течением. Поэтому, поверхностный слой выходящей струи будет характеризоваться интенсивными турбулентными пульсациями гидродинамических полей, замедляя внешние слои струи в результате эффективного взаимодействия с окружающей средой.

В-четвертых, с выходом из компактного образования ствол вихря попадет в разреженную окружающую среду и начнет расширяться. Можно представить следующий сценарий расширения струи: радиальное разбухание струи в целом, и расширение поверхностных слоев в разреженную окружающую среду. Радиальное разбухание приведет струю из плотного, быстровращающегося состояния, в менее плютное состояние с медленным вращением, с сохранением углового момента. Параллельно будет происходить истечение вещества с поверхности струи: сначала приходят в движение смежные с границей слои, постепенно охватывая все более далекие области от границы струи. Возникнет волна разрежения, которая распространится вдоль радиуса в глубь струи, создавая вокруг нее неоднородную по плотности "шубу" с дифференциальным вращением. Она приведет к восстановлению равновесия на границе однородного ствола при некотором значении его радиуса R. После этого бурные процессы расширения прекратятся, и в струе установится квазистационарная картина, состоящая из двух областей: ядерная, однородная по плотности и вращающаяся твердотельно, и область шубы с неоднородной плотностью, дифференциальным вращением и сходящимся радиальным потоком вещества. Таким образом, возможно самовоспроизводство вихря из голого ствола в струе. Такой вихрь будет ускорять и одновременно коллимировать ядерную часть струи. В результате получится быстрая, более коллимированная струя внутри медленной струи. Такие "двухскоростные" СО оттоки наблюдаются в ряде молекулярных струйных течений (так называемые "молекулярные пули"), какими являются HH 211 в IC 348 [30], L1448 [31,32], HH 7-11[33-35], HH 111 [36,37].

217

Некоторые из этих вопросов рассмотрены в работах [38,39].

Ереванский государственный университет, Армения, e-mail: mabr@bionet.am

THE VORTICAL MECHANISM OF GENERATION OF THE ASTROPHYSICAL JETS

M.G.ABRAHAMYAN

On the basis of exact solutions of the hydrodynamic equations with generalization of the Rankin's vortex, the mechanism of generation of astrophysical jets is offered. It is shown, that occurrence of the Rankin's vortex in the polar stratum of a rotating protostar causes longitudinal and converging to a vortex trunk streams of the substance providing exponentially growth of angular velocity of the trunk gyration and a pressure drop on its axis. Angular velocity of the vortex trunk and pressure drop stopped arising when the gyration velocity jump on the trunk surface reaches velocity of a sound. It occurs in time *t*, after vortex occurrence, during which the vortex motion sweeps more and more deep stratums of a protostar. Longitudinal velocity of a stream along a vortex trunk thus accrues, causing the stream ejection of matter from a surface of a protostar. Comparison of the theory to data of observations leads effects.

Key words: hydrodynamics:vortex:generation:acceleration:jet eruption

ЛИТЕРАТУРА

- 1. T.K. Das, astro-ph/9906113.
- 2. R.Gonzalez, E.M.Gouveia Dal Pino, A.Raga, P.Velazquez, Astrophys. J., 600, L59, 2004.
- 3. N.Soker, Astron. Astrophys., 414, 943, 2004.
- 4. S. Redeem, T. Iran, Astrophys. J., 519, L17, 1999.
- 5. P.Meszáros, Ann. Rev. Astron. Astrophys., 40, 137, 2002.
- 6. K.Shibta, S.Aoki, astro-ph/0303253.
- 7. A.Königl, Can. J. Phys., 64, 362, 1986.
- 8. E.M. Gouveia Dal Pino, In Plasma Physics and Controlled Fusion, AIP

Procs., 345, 427, 1995.

- 9. A.Bridle, In. Impact of the VLA: Physics of AGN Jets (http://www.cv.nrao.edu/ ~abridle/bgctalk), 1998.
- 10. B. Reipurth, J. Bally, Ann. Rev. Astron. Astrophys., 39, 403, 2001.
- 11. S. Bontemps, P.Andre, S. Terebey, S. Cabrit, Astron. Astrophys., 311, 858, 1996.
- 12. C.J.Lada, in: The Origin of Stars and Planetary Systems. (eds. C.J.Lada, N.D.Kylafis, Kluwer, Academic Publs.), 1999, p.143.
- 13. D. Devine, B. Reipurth, J. Bally, S. Heathcote, Astron. J., 114, 2095, 1997.
- 14. A.C.Raga, Astrophys. Space. Sci., 208, 163, 1993.
- 15. B. Reipurth, Nature, 340, 42, 1989.
- 16. F. Bacciotti, J. Eislöffel, Astron. Astrophys., 342, 717, 1999.
- J.A.Morse, P.Hartigan, G.Cecil, J.C.Raymond, S.Heathcote, Astrophys. J., 339, 231, 1992.
- E.S.Perlman, J.A.Biretta, F.Zhou, W.B.Sparks, D.Macchetto, Astron. J., 117, 2185, 1999.
- 19. G.S.Bisnovatyi-Kogan, In: Stellar Jets and Bipolar Outflows. (eds. L.Errico, A.A.Vittone, Kluwer, Dordrecht), 1993, p.369.
- 20. Г.С.Бисноватый-Коган, Б.В.Комберг, А.М.Фридман, Астрон. ж., 46, 465, 1969.
- 21. G.S. Bisnovatyi-Kogan, Astrophys., 47, 404, 2004.
- 22. G.S.Bisnovatyi-Kogan, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 376, 457, 2007.
- 23. P.K.Kundu, Liquid Mechanics. Academic Press Inc, 1990, p.638.
- 24. E.A. Pashitskii, V.N. Malnev, R.A. Naryshkin, arXiv:physics/0702229v1, 26 Feb. 2007.
- 25. М.Г.Абрамян, Астрофизика, 2008 (в печати).
- 26. С. Чандрасекар, Эллипсоидальные фигуры равновесия. Мир, М. 1973, с.288.
- 27. W.J.M.Rankine, Phil. Mag. Ser., 4, 39, 211, 1870.
- 28. В.В.Мелешко, М.Ю.Константинов, Динамика вихревых структур. Киев, Наукова Думка, 1993, с.282.
- 29. Л.Д.Ландау, Е.М.Лифшиц, Гидродинамика. Наука, М., 1986, с.736.
- 30. F. Gueth, S. Guilloteau, Astron. Astrophys, 343, 571, 1999.
- 31. R. Bachiller, J. Martin-Pintado et al, Astron. Astrophys., 231, 174, 1990.
- 32. B.Nisini, M.Benedettini et al, Astron. Astrophys., 360, 297, 2000.
- 33. C.R. Masson, L.G. Mundi, J. Keene, Astrophys. J., 357, L25, 1990.
- 34. R. Bachiller, S. Guilloteau et al, Astron. Astrophys., 339, L49, 1998.
- 35. B.C.Koo, Astrophys. J., 361, 145, 1990.
- 36. J. Cernicharo, B. Reipurth, Astrophys. J., 460, L57, 1996.
- 37. J. Hatchell, G.A. Fuller, E.F. Ladd, Astron. Astrophys., 346, 278, 1999.
- 38. М.Г.Абрамян, Астрофизика, 2008, (в печати).
- 39. М.Г.Абрамян. Астрофизика, 2008, (готовится к печати).