

УДК 524.338.5-48-44-85

ОБ УДАРНОЙ ВОЛНЕ В ОСНОВАНИИ НЕРЕЛЯТИВИСТСКИХ СТРУЙНЫХ ВЫБРОСОВ В ОКРЕСТНОСТИ МОЛОДЫХ ЗВЕЗД

© 2010 г. В. С. Бескин¹, Е. Е. Нохрина^{1,2}

¹Учреждение Российской академии наук Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва, Россия

²Московский физико-технический институт (государственный университет),
Долгопрудный Московской области, Россия

Поступила в редакцию 15.01.2010 г.; принята в печать 05.02.2010 г.

Предложена цилиндрическая магнитогидродинамическая модель для описания поперечной структуры наблюдаемых в окрестности молодых звезд нерелятивистских выбросов. Обсуждается важность температурных членов в уравнениях, описывающих одномерные цилиндрические течения. Показано, что учет нагрева на косой ударной волне в основании джета позволяет получить физические параметры струйного выброса, хорошо согласующиеся с наблюдаемыми. В частности, показано, что удержание джета может быть осуществлено внешним магнитным полем порядка 10^{-6} Гс на расстоянии 100 а.е. от оси вращения.

1. ВВЕДЕНИЕ

В окрестности активных молодых звезд типа Т Тауги обычно наблюдаются хорошо коллимированные нерелятивистские сверхзвуковые струйные выбросы шириной порядка 100 а.е. с максимальной скоростью вещества порядка нескольких сотен км/с. При этом на поверхности звезд измеряемая величина магнитного поля достигает нескольких кГс (см., например, [1]). Кроме того, наблюдения с высоким пространственным разрешением [2, 3] показывают систематическую асимметрию в доплеровском сдвиге поперек джета, объясняемую тороидальной скоростью вещества в выбросе порядка 10–30 км/с. Все эти факты говорят о том, что механизм запуска этих джетов является магнитогидродинамическим (МГД). При этом коллимация джета происходит довольно быстро, и уже на расстоянии примерно 50 а.е. от центральной звезды угол раскрытия джета составляет всего несколько градусов [4].

Проблема коллимации нерелятивистских струйных выбросов обсуждалась как в рамках авторемодельного подхода [5–9], так и численно [10–12]. Мы предполагаем, что коллимация джета обусловлена в конечном счете внешней средой [13–18] с давлением порядка давления среднего галактического магнитного поля $B_{\text{ext}} \sim 10^{-6}$ Гс. Действительно, из сохранения магнитного потока можно получить оценку

$$r_{\text{jet}} \sim R_{\text{in}} \left(\frac{B_{\text{in}}}{B_{\text{ext}}} \right)^{1/2},$$

где индекс “in” соответствует величинам в окрестности звезды. Для молодых звезд с $R_{\text{in}} \sim R_{\odot}$ получаем $r_{\text{jet}} \sim 100$ а.е., что находится в хорошем согласии с наблюдениями.

В этой работе мы обсуждаем модель поперечной структуры уже сколлимированного внешней средой нерелятивистского выброса. Для этого мы, как и авторы работы [17], пользуемся одномерными уравнениями идеальной осесимметричной магнитной гидродинамики (МГД), в которых все величины зависят только от цилиндрического радиуса r . В рамках такой модели исследовалась внутренняя структура релятивистских [14, 19–22] и нерелятивистских [17, 23, 24] джетов.

Отметим важный результат, полученный для цилиндрических сверхальфеновских холодных течений. Для интегралов потока углового момента L и энергии E , ведущих себя вблизи оси как $L(\Psi) \propto \Psi$ и $E(\Psi) \approx v_{\text{in}}^2/2 \approx \text{const}$ (см. разд. 3), и для магнитного потока $\Psi \ll \Psi_{\text{jet}}$ можно получить следующую зависимость полоидального магнитного поля B_p от r :

$$B_p = \frac{B_0}{1 + r^2/r_{\text{core}}^2}. \quad (1)$$

Здесь $r_{\text{core}} = v_{\text{in}}/\Omega_F$, а Ω_F — угловая скорость вращения. Это решение при $r \gg r_{\text{core}}$ соответствует сохранению интеграла

$$H = \frac{\Omega_F \eta r^2}{\mathcal{M}^2} = \text{const},$$

найденному в [24] для конических магнитных поверхностей (η — отношение потока частиц к потоку магнитного поля, а \mathcal{M}^2 — альвеновское пологоидальное число Маха). В самом деле, так как $\eta(\Psi) \approx \text{const}$ и $\Omega_F(\Psi) \approx \text{const}$ вблизи оси вращения ($\Psi \ll \Psi_{\text{jet}}$), мы имеем $\mathcal{M}^2 \propto r^2$. Используя теперь определения $\mathcal{M}^2 = 4\pi\eta^2/\rho$ и $\rho v_p = \eta B_p$, где ρ — плотность, и оценку $v_p \approx (2E)^{1/2} \approx \text{const}$, мы возвращаемся к зависимости $B_p \propto r^{-2}$. Этот результат был получен для одномерного течения в релятивистском и нерелятивистском случаях [21, 25, 26].

Решение (1) соответствует логарифмически медленному росту функции магнитного потока Ψ :

$$\Psi(r) \propto \ln r.$$

Так как при этом магнитное давление на границе струйного выброса становится экспоненциально малым (см. разд. 4), это приводит к невозможности удержания такого цилиндрического течения внешней средой с конечным давлением. Однако, как будет показано ниже, эта проблема может быть решена, если учесть конечную температуру истекающего вещества. В разд. 5 мы показываем, что при наличии у основания истечения ударной волны рост функции магнитного потока Ψ становится степенным, и условие равновесия внешней границы струйного выброса с внешней средой на наблюдаемых расстояниях может быть выполнено.

Мы предполагаем, что изначально слабо нагретое (скорость звука существенно меньше альвеновской скорости) монополюсное истечение с суммарным давлением, существенно превышающим давление внешней среды, пересекает альвеновскую и быструю магнито-звуковую поверхности. Дальше сверхзвуковое течение расширяется, и давление в нем падает до сравнимого с внешним. В этой области образуется косая ударная волна, которая коллимирует течение (см. разд. 6). Необходимость подобной ударной волны уже обсуждалась ранее при численном моделировании цилиндрических джетов в работах [27, 28]. Позже существование ударной волны было подтверждено численно как для релятивистских [29], так и нерелятивистских [30] струйных выбросов.

Заметим, что в нашей работе мы не моделируем область коллимации джетов, а только строим упрощенную модель ударной волны, которая позволяет нам включать температурные эффекты в уравнения одномерной МГД. Несмотря на это, подобная ударная волна способна объяснить наблюдаемые запрещенные линии излучения в спектрах струйных выбросов, для формирования которых требуются температуры порядка 10^4 К [31, 32]. Кроме того,

наблюдаемое на расстояниях порядка 30 а.е. рентгеновское излучение [33, 34] также может объясняться вытянутой вдоль джета ударной волной.

2. ОСНОВНЫЕ УРАВНЕНИЯ

Для осесимметричных течений можно записать электрическое \mathbf{E} и магнитное \mathbf{B} поля как

$$\mathbf{B} = \frac{\nabla\Psi \times \mathbf{e}_\varphi}{2\pi r} - \frac{2I}{rc} \mathbf{e}_\varphi, \quad \mathbf{E} = -\frac{\Omega_F}{2\pi c} \nabla\Psi.$$

Выражение для скорости записывается в виде

$$\mathbf{v} = \frac{\eta}{\rho_m} \mathbf{B} + \Omega_F r \mathbf{e}_\varphi,$$

где $\rho_m = m_p n$ — плотность, r — цилиндрический радиус, а c — скорость света. Таким образом, все физические величины, характеризующие систему, представлены в виде функций от магнитного потока Ψ , полного электрического тока I , угловой скорости вращения плазмы Ω_F и отношения потока частиц к потоку магнитного поля η . Функция $\Psi(r)$ определена как магнитный поток, проходящий через площадку с радиусом r :

$$\Psi(r) = 2\pi \int_0^r B_z(r') r' dr'. \quad (2)$$

Функции Ω_F и η постоянны на поверхности $\Psi = \text{const}$:

$$\Omega_F = \Omega_F(\Psi), \quad \eta = \eta(\Psi).$$

Можно записать еще три интеграла, постоянных на магнитных поверхностях. Это $E(\Psi)$ — полный поток энергии, поток z -компоненты углового момента $L(\Psi)$, и энтропия, приходящаяся на одну частицу плазмы $s(\Psi)$. Эти интегралы определены как [35]

$$E(\Psi) = \frac{\Omega_F I}{2\pi c \eta} + \frac{v^2}{2} + w, \quad L(\Psi) = \frac{I}{2\pi c \eta} + v_\varphi r,$$

где w — нерелятивистская энтальпия. Тогда профиль полного тока $I(r)$ и тороидальная скорость частиц определяется из алгебраических соотношений [36]

$$\frac{I}{2\pi} = c \eta \frac{L - \Omega_F r^2}{1 - \mathcal{M}^2}, \quad v_\varphi = \frac{1}{r} \frac{\Omega_F r^2 - L \mathcal{M}^2}{1 - \mathcal{M}^2},$$

где

$$\mathcal{M}^2 = \frac{4\pi\eta^2}{\rho_m}$$

— альвеновское пологоидальное число Маха.

Нерелятивистское уравнение Бернулли можно записать в виде

$$\frac{\mathcal{M}^4}{64\pi^4 \eta^2} \left(\frac{d\Psi}{dr} \right)^2 = 2r^2(E - w) - \quad (3)$$

$$- \frac{(\Omega_F r^2 - L \mathcal{M}^2)^2}{(1 - \mathcal{M}^2)^2} - 2r^2 \Omega_F \frac{L - \Omega_F r^2}{1 - \mathcal{M}^2}.$$

Одномерное уравнение Грэда–Шафранова вместе с уравнением (3) записывается как

$$\begin{aligned} & \left[2e - 2w + \Omega_F^2 r^2 - (1 - \mathcal{M}^2) c_s^2 \right] \frac{d\mathcal{M}^2}{dr} = \quad (4) \\ & = \frac{\mathcal{M}^6}{1 - \mathcal{M}^2} \frac{L^2}{r^3} - \frac{\Omega_F^2 r}{1 - \mathcal{M}^2} \mathcal{M}^2 (2\mathcal{M}^2 - 1) + \\ & + \mathcal{M}^2 \frac{d\Psi}{dr} \frac{de}{d\Psi} + \mathcal{M}^2 r^2 \Omega_F \frac{d\Psi}{dr} \frac{d\Omega_F}{d\Psi} + \\ & + 2 \left[e - w + \frac{\Omega_F^2 r^2}{2} - (1 - \mathcal{M}^2) c_s^2 \right] \frac{\mathcal{M}^2}{\eta} \frac{d\Psi}{dr} \frac{d\eta}{d\Psi} - \\ & - \mathcal{M}^2 \left[(1 - \mathcal{M}^2) \frac{1}{\rho_m} \left(\frac{\partial P}{\partial s} \right)_{\rho_m} + \frac{T}{m_p} \right] \frac{d\Psi}{dr} \frac{ds}{d\Psi}, \end{aligned}$$

где $e = E - \Omega_F L$, T — температура в энергетических единицах, $c_s \ll c$ — скорость звука, определяемая как $c_s^2 = (dP/d\rho_m)|_s$, P — давление газа. Уравнения (3) и (4) составляют систему обыкновенных дифференциальных уравнений на функции числа Маха $\mathcal{M}^2(r)$ и магнитного потока $\Psi(r)$ в зависимости от радиуса r . При этом граничные условия на оси и на границе джета можно сформулировать как

$$\Psi(0) = 0, \quad P_{\text{tot}}(r_{\text{jet}}) = P_{\text{ext}}, \quad (5)$$

где $P_{\text{tot}} = B^2/8\pi + P$ — это полное давление. Найдя $\mathcal{M}^2(r)$ и $\Psi(r)$ как решение этой задачи, можно определить радиус струйного выброса r_{jet} и зависимость всех физических величин от r поперек струйного выброса.

В дальнейшем нам будет удобно ввести параметр замагниченности σ как

$$\sigma = \frac{\Psi_0 \Omega_F^2(0)}{4\pi^2 v_{\text{in}}^3 \eta(0)},$$

где $\Psi_0 \approx \pi B_{\text{in}} R_{\text{in}}^2$ — полный магнитный поток. Для обычных молодых звезд параметр замагниченности $\sigma \sim 10 - 10^4$, а магнитный поток $\Psi \sim 10^{23}$ Гс см².

3. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Рассмотрим структуру цилиндрического нерелятивистского струйного выброса, погруженного во внешнюю среду с конечным магнитным и (или) газовым давлением, для нулевой и конечной температуры. Мы решаем систему обыкновенных дифференциальных уравнений (3), (4) на функции $\Psi(r)$ и $\mathcal{M}^2(r)$ с граничными условиями (5). Положение границы джета определяется как такой радиус r_{jet} , в пределах которого полный магнитный поток равен магнитному потоку, проходящему через центральный объект (звезду и диск): $\Psi(r_{\text{jet}}) = \Psi_{\text{jet}}$.

Мы предполагаем, что выброс состоит из двух областей, имеющих разное происхождение и разные интегралы движения: центральный звездный ветер с $\Psi < \Psi_0$ (или X-ветер [9]) и внешнее истечение с диска с $\Psi_0 < \Psi < \Psi_{\text{jet}}$. В качестве модели для определения интегралов во внутренней части выброса мы предлагаем квазимонопольное магнитное поле на поверхности звезды. Конечно, в этом случае мы пренебрегаем взаимодействием дипольного магнитного поля звезды с проводящим диском [18]. Однако вне радиуса коротации, на котором и происходит это взаимодействие, линии дипольного магнитного поля разомкнуты, и монополярная модель оправдана. Поэтому три интеграла движения $E(\Psi)$, $\Omega_F(\Psi)$ и $\eta(\Psi)$ определены так же, как и в монополярной задаче. Четвертый интеграл $L(\Psi)$ определяется из условия гладкого прохождения течением быстрой магнито-звуковой поверхности. Мы предполагаем, что внешнее давление еще пренебрежимо мало в районе пересечения течением особых поверхностей (медленной, альвеновской и быстрой магнито-звуковой), и никак не сказывается на критических условиях на этой поверхности. В самом деле, для классических выбросов из молодых звезд $r_f \sim 10^{13}$ см, что на 1–2 порядка меньше, чем радиус выброса $r_{\text{jet}} \sim 10^{15}$ см. Именно это и позволяет использовать интегралы движения для строго монополярной задачи [16].

Все вышесказанное относится к задаче с нулевой температурой. Для течения с конечной температурой возможность использования тех же интегралов $E(\Psi)$, $L(\Psi)$, Ω_F и η оправдывается тем, что в нашей задаче температурные эффекты в основании течения пренебрежимо малы, а основной нагрев плазмы происходит на ударной волне (см. ниже) в области коллимации джета.

Таким образом, для внутренней части течения с $\Psi < \Psi_0$, связанной со звездным ветром или X-ветром, интегралы записываются в виде

$$\Omega_F(\Psi) = \text{const} = \Omega_0, \quad (6)$$

$$\eta(\Psi) = \text{const} = \eta_0, \quad (7)$$

$$s(\Psi) = 0, \quad (8)$$

$$E(\Psi) = \left(\frac{v^2}{2} + w + \varphi_G \right)_{\text{star}} + \left(\frac{\Omega_F I}{2\pi\eta c} \right)_{\text{star}}, \quad (9)$$

$$L(\Psi) = (v_\varphi r)_{\text{star}} + \left(\frac{I}{2\pi\eta c} \right)_{\text{star}}. \quad (10)$$

Интегралы $E(\Psi)$ и $L(\Psi)$ являются линейными функциями магнитного потока Ψ , так как $I \propto \Psi$ для течения вблизи оси. В самом деле, Ψ в цилиндрических координатах определяется как (2), а полный

полоидальный ток через площадку радиуса r как

$$I(r) = \int_0^r 2\pi x j_p(x) dx.$$

Мы предполагаем, что магнитное поле $B_p(r)$ и плотность тока $j_p(r)$ непрерывны при $r = 0$. В этом случае можно разложить $\Psi(r)$ и $I(r, z_0)$ в $r = 0$ как

$$\begin{aligned} \Psi(r) &= \pi B_p(0)r^2 + o(r^2), \\ I(r, z_0) &= \pi j_p(0)r^2 + o(r^2). \end{aligned}$$

Таким образом, в малой окрестности $r = 0$ можно записать

$$I(\Psi) = \frac{j_p(0)}{B_p(0)} \Psi.$$

Нужно заметить, что Лери и др. [16] использовали другую форму интеграла Бернулли

$$E(\Psi) = \text{const} \Psi^{2/3},$$

соответствующую особенности $B_p(r)$ или $j_p(r)$ в $r = 0$.

Для сильно замагниченного течения

$$\frac{E - \Omega_F L}{E} \ll 1.$$

В этом случае в инварианте $L(\Psi)$ мы можем пренебречь вкладом $(v_\varphi r)_{\text{star}}$ в (10). Наконец, инвариант $E - \Omega_F L$ удобно записать в виде

$$E - \Omega_F L = \frac{v_{\text{in}}^2}{2}.$$

Ниже мы для простоты предполагаем, что параметр $v_{\text{in}} = \text{const}$. В результате мы получаем следующие интегралы движения для $\Psi < \Psi_0$:

$$E(\Psi) = \frac{v_{\text{in}}^2}{2} + i_0 \frac{\Omega_0^2}{4\pi^2 v_{\text{in}} \eta_0} \Psi, \quad (11)$$

$$L(\Psi) = i_0 \frac{\Omega_0}{4\pi^2 v_{\text{in}} \eta_0} \Psi. \quad (12)$$

Наш выбор интегралов соответствует постоянной величине плотности тока. Ее удобно записать в виде

$$j = i_0 \frac{c}{v_{\text{in}}} j_{\text{GJ}},$$

где j_{GJ} — плотность тока Гольдрайха–Джулиана

$$j_{\text{GJ}} = \frac{\Omega_F B}{2\pi}.$$

С другой стороны, вблизи оси вращения всегда есть часть течения, в которой поток энергии частиц больше потока энергии электромагнитного поля. В самом деле, электромагнитный поток исчезает на

оси $r = 0$, тогда как скорость течения здесь $v \approx v_{\text{in}}$ остается такой же, как и у основания течения. Оценивая вклад частиц в (9) как $v_{\text{in}}^2/2$, мы получаем, что течение остается слабо замагниченным при $\Psi < \Psi_c$, где

$$\Psi_c = 2\pi^2 \frac{v_{\text{in}}^3 \eta_0}{i_0 \Omega_0^2}.$$

Легко проверить, что условие $\sigma \gg 1$ соответствует $\Psi_c \ll \Psi_0$.

Как уже отмечалось, безразмерный ток i_0 , входящий, в частности, в интеграл $L(\Psi)$, должен определяться из условия гладкого прохождения критической поверхности. Для области $\Omega_F \ll \Omega_{\text{cr}}$, где

$$\begin{aligned} \Omega_{\text{cr}} &= \left(\frac{v_{\text{in}}^3 \eta_0}{\Psi_0} \right)^{1/2} = \\ &= \frac{v_{\text{in}}}{R_{\text{in}}} \left(\frac{\rho_{\text{in}} v_{\text{in}}^2}{B_{\text{in}}^2 / 8\pi} \right)^{1/2} \sim (10^{-6} - 10^{-7}) \text{ c}^{-1}, \end{aligned}$$

соответствующей слабо замагниченному течению (течению, в котором основной вклад в энергию дают частицы), полная двумерная задача может быть решена аналитически [25, 37], и ток $i_0 = 1$. Легко проверить, что $\Omega_F \ll \Omega_{\text{cr}}$ соответствует условию $\sigma \ll 1$. Для сильно замагниченного течения ($\Omega_F \gg \Omega_{\text{cr}}$, или $\sigma \gg 1$) можно записать (см., например, [16])

$$i_0 \approx \left(\frac{\Omega_F}{\Omega_{\text{cr}}} \right)^{-2/3} = \sigma^{-1/3}.$$

Для внешней части течения с $\Psi_0 < \Psi < \Psi_{\text{jet}}$, связанной с диском, мы выберем автономные инварианты (см., например, [5])

$$\eta(\Psi) = \eta_0 \left(\frac{\Psi}{\Psi_0} \right)^{1-3\beta/2}, \quad (13)$$

$$\Omega_F(\Psi) = \Omega_0 \left(\frac{\Psi}{\Psi_0} \right)^{-3\beta/2} \sqrt{Q(\Psi)}, \quad (14)$$

$$s(\Psi) = 0, \quad (15)$$

$$E(\Psi) = \left(\frac{v_{\text{in}}^2}{2} + i_0 \frac{\Omega_0^2}{4\pi^2 v_{\text{in}} \eta_0} \Psi_0 \right) \left(\frac{\Psi}{\Psi_0} \right)^{-\beta}, \quad (16)$$

$$L(\Psi) = i_0 \frac{\Omega_0}{4\pi^2 v_{\text{in}} \eta_0} \Psi_0 \left(\frac{\Psi}{\Psi_0} \right)^{\beta/2} \sqrt{Q(\Psi)}, \quad (17)$$

где

$$Q(\Psi) = \left(k - \frac{\Psi}{\Psi_0} \right) / (k - 1), \quad (18)$$

$$k = \frac{\Psi_{\text{jet}}}{\Psi_0}.$$

Здесь β — автомодельная постоянная, а дополнительный фактор $Q(\Psi)$, равный нулю на границе $r = r_{\text{jet}}$, введен для того, чтобы полный ток в струйном выбросе был равен нулю: $I(\Psi_{\text{jet}}) = 0$.

Для типичных молодых звезд $B_{\text{in}} \sim 10^3$ Гс, $\dot{M} \sim (10^{-11} - 10^{-8}) M_{\odot}/\text{год}$, $P \sim 10^6$ с, $v_{\text{in}} \sim 10$ км/с. Таким образом, условие $\Omega_{\text{F}} \gg \Omega_{\text{cr}}$ ($\sigma \gg 1$) выполняется. Кроме того, полные потери энергии

$$W_{\text{tot}} = \int E(\Psi)\eta(\Psi)d\Psi$$

могут быть переписаны как (см., например, [35])

$$W_{\text{tot}} \approx \dot{M}^{1/3} \Omega_{\text{F}}^{4/3} \Psi_0^{4/3},$$

что соответствует $10^{35} - 10^{36}$ эрг/с. Эта величина хорошо согласуется с наблюдениями выбросов из молодых звезд.

Необходимо отметить, что ток больше тока Гольдрайха—Джулиана может быть обеспечен только при условии того, что концентрация носителей заряда в $i_0 c/v_{\text{in}}$ раз больше, чем концентрация Гольдрайха—Джулиана. Если это не так, двухпоточковая неустойчивость может существенно изменить свойства истекающей плазмы. Однако для типичных молодых звезд $n_{\text{GJ}} = \Omega_0 B_{\text{in}}/2\pi c e \approx 10^{-5}$ см $^{-3}$, $n_{\text{in}} = \dot{M}/4\pi R_{\text{in}}^2 v_{\text{in}} m_{\text{p}} \approx (10^9 - 10^{12})$ см $^{-3}$ и

$$i_0 \frac{c}{v_{\text{in}}} \approx 10^2.$$

Таким образом, критерий $n_{\text{in}}/n_{\text{GJ}} \gg i_0 c/v_{\text{in}}$ выполнен с большим запасом.

В случае течения с ненулевой температурой единственным следствием нагрева течения ударной волной является изменение интеграла энтропии s . Никакого перераспределения энергии и углового момента при этом не происходит, поэтому мы используем те же интегралы $E(\Psi)$, $L(\Psi)$, $\Omega_{\text{F}}(\Psi)$ и $\eta(\Psi)$, что и для холодного течения. Энтропия определяется через скачок величин на ударной волне. Кроме того, мы предполагаем, что в интеграл энергии добавится член, равный энтальпии у основания течения. Эту энтальпию мы считаем постоянной. Таким образом, для $\Psi < \Psi_0$

$$E(\Psi) = \frac{v_{\text{in}}^2}{2} + \frac{c_{\text{s, in}}^2}{\gamma - 1} + i_0 \frac{\Omega_0^2}{4\pi^2 v_{\text{in}} \eta_0} \Psi, \quad (19)$$

а для $\Psi_0 < \Psi < \Psi_{\text{jet}}$

$$E(\Psi) = \left(\frac{v_{\text{in}}^2}{2} + \frac{c_{\text{s, in}}^2}{\gamma - 1} + i_0 \frac{\Omega_0^2}{4\pi^2 v_{\text{in}} \eta_0} \Psi_0 \right) \left(\frac{\Psi}{\Psi_0} \right)^{-\beta}. \quad (20)$$

$$s(\Psi) = s_{\text{jump}}. \quad (21)$$

Дальше мы используем политропное уравнение состояния

$$P(s, \rho) = k_s e^{(\gamma-1)s} \rho^\gamma$$

с постоянными k_s и $\gamma \neq 1$.

4. ХОЛОДНОЕ ТЕЧЕНИЕ

Уравнения (3) и (4) в безразмерных переменных $y = \sigma\Psi/\Psi_0$ и $x = \Omega_0 r/v_{\text{in}}$ для интегралов (6), (7), (11) и (12) записываются в виде

$$(1+x^2) \frac{d\mathcal{M}^2}{dx} = 2x\mathcal{M}^2 + \frac{\mathcal{M}^2 (\mathcal{M}^4 i_0^2 y^2 - x^4)}{x^3 (1-\mathcal{M}^2)}, \quad (22)$$

$$\frac{\mathcal{M}^4}{4} \left(\frac{dy}{dx} \right)^2 = 2x^2 \left(\frac{1}{2} + i_0 y \right) - \left(\frac{x^2 - i_0 y \mathcal{M}^2}{1 - \mathcal{M}^2} \right)^2 - 2x^2 \frac{i_0 y - x^2}{1 - \mathcal{M}^2}. \quad (23)$$

Для сверхальвеновского течения $\mathcal{M}^2 \gg 1$ последний член в уравнении (22) записывается в виде $(v_\varphi/v_{\text{in}})(x^2 + i_0 y \mathcal{M}^2)/x^2$, и для $v_\varphi \ll v_{\text{in}}$ им можно пренебречь. Тогда мы получаем решение

$$\mathcal{M}^2(x) = \mathcal{M}_0^2 (1+x^2).$$

Для функции y мы имеем следующую точную оценку:

$$\frac{\mathcal{M}^2}{2} \frac{dy}{dx} < x \sqrt{1+2i_0 y}.$$

Решение уравнения (23) запишется тогда в виде

$$y = \frac{1}{2i_0} \left\{ \left[1 + \frac{i_0}{\mathcal{M}_0^2} \ln(1+x^2) \right]^2 - 1 \right\}.$$

Оно и соответствует решению (1) [25, 26]

$$B_z(x) = \frac{B_z(0)}{1+x^2}.$$

При $x < 1$

$$y = \frac{x^2}{\mathcal{M}_0^2},$$

а при $x > 1$ получаем $y \propto \ln x$. Для сильно замагниченного течения поток, содержащийся в области $x < 1$, существенно меньше полного магнитного потока: $\Psi|_{x=1} \ll \Psi_0$. В самом деле,

$$\frac{\Psi|_{x=1}}{\Psi_0} \approx \frac{1}{\mathcal{M}_0^2 \sigma}.$$

Эта величина всегда мала для сверхальвеновского ($M_0^2 > 1$) и сильно замагниченного ($\sigma \gg 1$) течения. Это означает, что граница внутренней части струйного выброса расположена экспоненциально далеко от оси, т.е.

$$r_{\text{jet}} \sim \frac{v_{\text{in}}}{\Omega_0} e^{\mathcal{M}_0^2 \sqrt{\sigma/2i_0}},$$

а магнитное поле на границе выброса экспоненциально малó, а именно

$$B_{\text{p,jet}} \sim B(0) e^{-\mathcal{M}_0^2 \sqrt{2\sigma/i_0}},$$

$$B_{\varphi,\text{jet}} \sim B(0) e^{-\mathcal{M}_0^2 \sqrt{\sigma/2i_0}},$$

так что плотность энергии в выбросе $B(r_{\text{jet}})^2/8\pi$ становится экспоненциально малой. Поэтому такой струйный выброс не может быть в равновесии с внешней средой с любым конечным давлением. Таким образом, холодное сверхальвеновское течение с интегралами (6), (7), (11) и (12) не может объяснить наблюдаемые струйные выбросы в окрестности молодых звезд. Как будет показано ниже, одним из решений этой проблемы может быть учет температурных членов.

5. ВЛИЯНИЕ ТЕМПЕРАТУРНЫХ ЧЛЕНОВ

Исследуем теперь влияние температурных членов на решение в центральной части течения. Для ненулевой температуры и интегралов (6), (7), (12), (19) и (21) уравнения (3) и (4) в безразмерной форме записываются как

$$\left[2 \left(\frac{1}{2} + \frac{c_{s,\text{in}}^2}{\gamma - 1} \right) + x^2 + \right. \quad (24)$$

$$\left. + \frac{c_s^2}{v_{\text{in}}^2} \left(\mathcal{M}^2 - \frac{\gamma + 1}{\gamma - 1} \right) \right] \frac{d\mathcal{M}^2}{dx} = 2x\mathcal{M}^2 +$$

$$+ \frac{\mathcal{M}^2}{x^3 (1 - \mathcal{M}^2)} (\mathcal{M}^4 i_0^2 y^2 - x^4) +$$

$$+ \frac{c_s^2}{v_{\text{in}}^2} \mathcal{M}^2 \left(\frac{\gamma - 1}{\gamma} \mathcal{M}^2 - 1 \right) \frac{ds}{dy} \frac{dy}{dx},$$

$$\frac{\mathcal{M}^4}{4} \left(\frac{dy}{dx} \right)^2 = \quad (25)$$

$$= 2x^2 \left(\frac{1}{2} + i_0 y + \frac{c_{s,\text{in}}^2}{v_{\text{in}}^2 (\gamma - 1)} - \frac{c_s^2}{v_{\text{in}}^2 (\gamma - 1)} \right) -$$

$$- \left(\frac{x^2 - i_0 y \mathcal{M}^2}{1 - \mathcal{M}^2} \right)^2 - 2x^2 \frac{i_0 y - x^2}{1 - \mathcal{M}^2}.$$

В (24) второй член в правой части уравнения равен $\mathcal{M}^2 (v_\varphi/v_{\text{in}}) (x^2 + i_0 y \mathcal{M}^2)/x^2$, и так как $v_\varphi \ll v_{\text{in}}$, им можно пренебречь по сравнению

с первым членом. Уравнение (25) для сверхальвеновского течения $\mathcal{M}^2 \gg 1$ можно переписать как

$$\frac{\mathcal{M}^2}{4} \left(\frac{dy}{dx} \right)^2 \simeq$$

$$\simeq x^2 \left[1 + \frac{2c_{s,\text{in}}^2}{v_{\text{in}}^2 (\gamma - 1)} \left(1 - \frac{c_s^2}{c_{s,\text{in}}^2} \right) \right] +$$

$$+ \frac{2x^3}{\mathcal{M}^2} \left(\frac{v_\varphi}{v_{\text{in}}} \right) + \frac{2x^3}{\mathcal{M}^4} \left(\frac{v_\varphi}{v_{\text{in}}} \right) + \frac{3i_0 y x^2}{\mathcal{M}^2} - i_0^2 y^2.$$

Так как $v_\varphi \ll v_{\text{in}}$ и $i_0 y \ll x^2$, то последними четырьмя слагаемыми можно пренебречь. Кроме того, так как мы предполагаем, что у основания течения вклад энтальпии мал по сравнению с другими членами в энергии, то получаем окончательно систему

$$\left(x^2 + \frac{c_s^2}{v_{\text{in}}^2} \mathcal{M}^2 \right) \frac{d\mathcal{M}^2}{dx} \simeq \quad (26)$$

$$\simeq 2x\mathcal{M}^2 + \frac{\gamma - 1}{\gamma} \frac{c_s^2}{v_{\text{in}}^2} \mathcal{M}^4 \frac{ds}{dy} \frac{dy}{dx},$$

$$\frac{\mathcal{M}^4}{4} \left(\frac{dy}{dx} \right)^2 \simeq x^2. \quad (27)$$

В этих уравнениях

$$\frac{c_s^2}{v_{\text{in}}^2} = \kappa \frac{c_s^2}{c_{s,\text{in}}^2} = \kappa \mathcal{M}_{\text{in}}^{2(\gamma-1)} e^{(\gamma-1)(s-s_{\text{in}})} \mathcal{M}^{2(1-\gamma)} =$$

$$= C_T f(y) \mathcal{M}^{2(1-\Gamma)},$$

где $C_T = \kappa \mathcal{M}_{\text{in}}^{2(\gamma-1)}$ и $f(y) = e^{(\gamma-1)(s-s_{\text{in}})}$. Как будет показано ниже, на гидродинамической ударной волне выполнено условие

$$e^{(\gamma-1)(s-s_{\text{in}})} = \frac{P_2}{P_1} \left(\frac{\rho_1}{\rho_2} \right)^\gamma, \quad (28)$$

где индексы “1” и “2” относятся к течению соответственно до и после разрыва. Легко показать, что для степенной функции $f(y) \propto y^\alpha$ решением системы (26) и (27) также являются степенные функции. В самом деле, подставляя в эти уравнения функции $\mathcal{M}^2 = C_M x^m$ и $y = C_Y x^\xi$, получим

$$m = \frac{2(\alpha - 1)}{\gamma + \alpha - 2} \in (0; 2), \quad \xi = \frac{2(\gamma - 1)}{\gamma + \alpha - 2} \in (2; 0).$$

Таким образом, во всяком случае для степенной функции $f(y)$ введение температурных членов с переменной энтропией решает проблему экспоненциально далеко расположенной границы внутренней части струйного выброса. Надо отметить, что именно переменная функция s приводит к такому решению. Если энтропия постоянна, то вторым членом в скобке в левой части уравнения (26) можно пренебречь, и снова верно решение $y \propto \ln x$.

6. МОДЕЛЬ УДАРНОЙ ВОЛНЫ

Мы показали, что в рамках одномерной нерелятивистской МГД с нулевой температурой и для интегралов (6), (7), (11) и (12) невозможно построить модель для сильно замагниченного истечения, объясняющую свойства струйных выбросов из молодых звезд. В то же время мы показали, что введение переменной энтропии может решить проблему логарифмически медленного роста потока в центральной части течения. Мы предлагаем следующую модель, включающую в себя эффекты, связанные с температурой. Изначально монополярное и слабо нагретое доальвовенское течение пересекает альвовенскую и быструю магнитозвуковую поверхность. Мы считаем, что температура изначально такова, что $c_s^2 \ll v_A^2$, так что температурными эффектами можно пренебречь по сравнению с вкладом магнитного поля. Кроме того, мы предполагаем, что давление внешней среды в области особых поверхностей еще существенно меньше давления течения, а именно $B_{\text{ext}}^2/8\pi \ll \rho v^2/2 + B^2/8\pi$, и его влиянием тоже можно пренебречь. Эти два условия позволяют пользоваться уже известными соотношениями на альвовенской и быстрой магнитозвуковой поверхностях. Дальше сверхзвуковое течение расширяется, и его давление становится сравнимо с давлением внешней среды. Такая ситуация похожа на монополярное сверхзвуковое гидродинамическое течение, наталкивающееся на цилиндрическую стенку, роль которой в нашей задаче играет внешняя среда. Мы предполагаем, что в этом случае в монополярном течении должна образоваться косая ударная волна, разрыв физических параметров на которой и позволит решить задачу о коллимации монополярного течения внешней средой. Отметим, что необходимость косой ударной волны в течении постулировалась в работах [31, 32, 38] для объяснения запрещенных линий излучения, наблюдаемых в молодых звездах и требующих температуры порядка $T \sim 10^4$ К.

Оценим скачок энтропии на ударной волне. Будем для этого использовать следующую модель: сверхзвуковое монополярное гидродинамическое течение с нулевым угловым моментом сталкивается с цилиндрической стенкой, моделирующей внешнее давление. Мы пренебрегаем для простоты влиянием магнитного поля, так как уже на быстрой магнитозвуковой поверхности энергия частиц сравнима с энергией электромагнитного поля (см. Приложение):

$$\frac{W_{\text{part}}}{W_{\text{em}}} \geq \frac{1}{2},$$

а при дальнейшем ускорении частиц замагниченность течения еще уменьшается. Мы также пренебрегаем угловым моментом в задаче, так как

на интенсивность ударной волны влияет только нормальная к волне компонента скорости.

Для данной модели скачки давления, плотности и энтропии определяются как [39]

$$\frac{P_2}{P_1} = 1 + \frac{2\gamma}{\gamma + 1} (\mathcal{M}_{s,1}^2(\theta) \cos^2 \varphi - 1),$$

$$\frac{\rho_2}{\rho_1} = \frac{(\gamma + 1)\mathcal{M}_{s,1}^2(\theta) \cos^2 \varphi}{(\gamma - 1)\mathcal{M}_{s,1}^2(\theta) \cos^2 \varphi + 2},$$

$$s_2 - s_1 = \frac{1}{\gamma - 1} \ln \left(\frac{P_2}{P_1} \right) - \frac{\gamma}{\gamma - 1} \ln \left(\frac{\rho_2}{\rho_1} \right).$$

Здесь вновь индексы “1” и “2” обозначают физические величины соответственно перед и за ударной волной соответственно, угол φ — это угол между направлением скорости перед волной и нормалью к волне, угол θ — это полярный угол, нумерующий линию тока многополярного течения перед ударной волной, и $\mathcal{M}_s = v_p/c_s$ — это гидродинамическое число Маха.

Будем искать положение ударной волны следующим образом. Пусть косая ударная волна разворачивает линию тока таким образом, что течение становится параллельным оси цилиндра. Каждую линию тока ударная волна должна повернуть на свой угол, равный углу θ , который зависит от числа Маха $\mathcal{M}_{s,1}$ и угла φ :

$$\text{tg } \theta = \tag{29}$$

$$= \text{tg } \varphi \frac{\frac{(\gamma + 1)\mathcal{M}_{s,1}^2(\theta) \cos^2 \varphi}{(\gamma - 1)\mathcal{M}_{s,1}^2(\theta) \cos^2 \varphi + 2} - 1}{1 + \text{tg}^2 \varphi \frac{(\gamma + 1)\mathcal{M}_{s,1}^2(\theta) \cos^2 \varphi}{(\gamma - 1)\mathcal{M}_{s,1}^2(\theta) \cos^2 \varphi + 2}}.$$

Из этого равенства можно определить угол φ , задающий положение ударной волны. Уравнение (29) имеет два решения для φ . В первом случае ударная волна расположена таким образом, что течение за ней становится дозвуковым. При этом на линии $\theta = 0$ ударная волна прямая, и нагрев максимален. Во втором случае волна косая, так что при $\theta \rightarrow 0$ выполняется $\cos \varphi = 1/\mathcal{M}_{s,1}$, а на линии $\theta = 0$ не происходит поворота течения и нагрева. Во втором случае течение за ударной волной по-прежнему сверхзвуковое. Мы используем второе решение для φ , так как наблюдаемые струйные выбросы сверхзвуковые. Кроме того, в первом случае температура за ударной волной вблизи оси достигала бы значений 10^6 К, что давало бы рентгеновское излучение, которое не наблюдается.

Условие $v_r = 0$ за волной может быть выполнено не для всех линий монополярного истечения.

Начиная с некоторого максимального угла θ , определяемого как

$$\theta_{\max} = \max_{\varphi} \theta(\varphi, \mathcal{M}_{s,1}),$$

течение остается несколлимированным. Например, для показателя политропы $\gamma = 1.2$ и $\mathcal{M}_{s,1}^2 = 4$ максимальный угол равен $\theta_{\max} \approx 25^\circ$. Для $\mathcal{M}_{s,1}^2 \rightarrow \infty$

$$\theta_{\max} = \arcsin(1/\gamma),$$

так что $\theta_{\max} \approx 56^\circ$ для $\gamma = 1.2$. Мы, однако, предполагаем, что для линий тока $\theta > \theta_{\max}$ ударная волна располагается так, что течение за ней дозвуковое, так что влияние внешней среды распространяется на всю эту область. В ней течение определяется из решения нелинейных уравнений гидродинамики эллиптического типа с граничными условиями на ударной волне и на внешней границе. В этом случае течение во внешней части струйного выброса будет дозвуковым. Если же в районе коллимации течение за ударной волной, расширяясь, снова пройдет звуковую поверхность, то в такой задаче граничными условиями являются условия на ударной волне и на звуковой поверхности. Такая задача осложняется тем, что на звуковой поверхности, решение которой не известно *a priori*, происходит вырождение типа уравнения. Не решая этих задач, мы моделируем скачок энтропии во внешней части течения задавая угол φ так, чтобы он линейно изменялся от $\varphi(\theta_{\max})$ до 0.

Для определения положения ударной волны указанным выше способом осталось определить гидродинамическое монополюсное сверхзвуковое течение до ударной волны. Воспользуемся для этого следующими соображениями. Для гидродинамического монополюсного истечения можно записать интеграл потока как

$$\Phi = 4\pi R^2 n v = \text{const},$$

где Φ — это полный поток, R — сферический радиус, n — концентрация частиц и v — скорость. Интеграл энергии при этом записывается в виде

$$E = \frac{v^2}{2} + w = \text{const},$$

где E — энергия на одну частицу, $w = c_s^2/(\gamma - 1)$ — энтальпия на одну частицу, а в качестве уравнения состояния выбрано политропное уравнение

$$P = k(s)n^\gamma,$$

где s — энтропия на одну частицу. Квадрат числа Маха определяется как $\mathcal{M}^2 = m_p v^2 / \gamma k(s)n^{\gamma-1}$, где m_p — масса частицы. Пользуясь этими уравнениями, получаем

$$\frac{n}{n_*} = \left(\frac{(\gamma - 1)\mathcal{M}_*^2 + 2}{(\gamma - 1)\mathcal{M}^2 + 2} \right)^{\frac{1}{\gamma-1}},$$

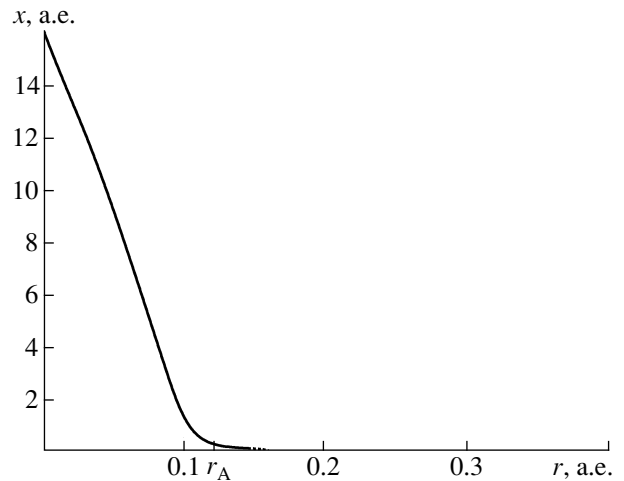


Рис. 1. Положение модельной ударной волны для монополюсного гидродинамического истечения со значением числа Маха перед волной на оси $\mathcal{M}_s^2 = 10^5$. Сплошной линией изображено положение ударной волны, которое разворачивает линии тока в цилиндр. Штриховой линией изображена та часть волны, за которой движение становится дозвуковым. Альвеновская поверхность r_A лежит внутри ударной волны.

$$\frac{v}{v_*} = \frac{\mathcal{M}}{\mathcal{M}_*} \sqrt{\frac{(\gamma - 1)\mathcal{M}_*^2 + 2}{(\gamma - 1)\mathcal{M}^2 + 2}},$$

$$\left(\frac{R_*}{R} \right)^2 = \frac{\mathcal{M}}{\mathcal{M}_*} \left(\frac{(\gamma - 1)\mathcal{M}_*^2 + 2}{(\gamma - 1)\mathcal{M}^2 + 2} \right)^{\frac{1+\gamma}{2(\gamma-1)}}.$$

Здесь индекс “* ” обозначает значение величин на некоторой начальной поверхности. Отсюда значение числа Маха в зависимости от расстояния от заданной поверхности определяется как

$$\mathcal{M}^2 = \left(\frac{R}{R_*} \right)^{2(\gamma-1)} \left(\frac{(\gamma - 1)\mathcal{M}_*^2 + 2}{(\gamma - 1)\mathcal{M}_*^{\frac{2(\gamma-1)}{\gamma+1}}} \right)^{\frac{\gamma+1}{2}}.$$

Таким образом, можно определить положение модельной ударной волны у основания струйного выброса. Свободным параметром остается только значение $\mathcal{M}_{s,1}$, выбранное на линии течения $\theta = 0$. Подбирая его значение, можно смоделировать значения температур $T \approx 10^4$ К в струйных выбросах молодых звезд, необходимых для объяснения наблюдаемых запрещенных линий.

На рис. 1 изображено положение описанной выше модельной ударной волны для значения числа Маха перед волной на оси $\mathcal{M}_s^2 = 10^5$. Косая ударная волна сильно вытянута вдоль оси вращения и везде лежит за альвеновской поверхностью, радиус которой для наших параметров (см. ниже) равен

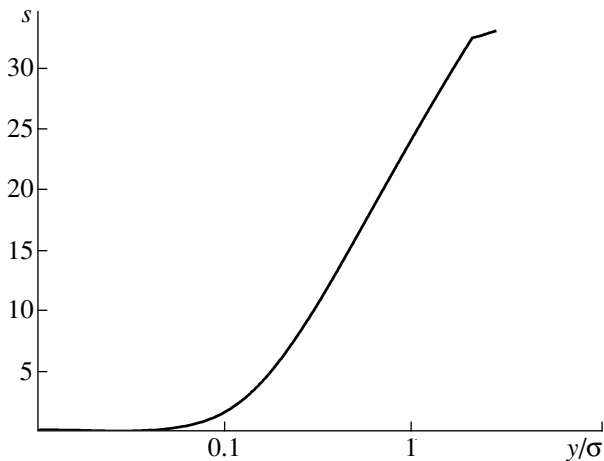


Рис. 2. Скачок энтропии s в зависимости от безразмерного потока $y/\sigma = \Psi/\Psi_0$. На графике виден участок степенной зависимости функции $f(y)$. Излом на графике соответствует точке, за которой разворот монополярного течения в цилиндр невозможно.

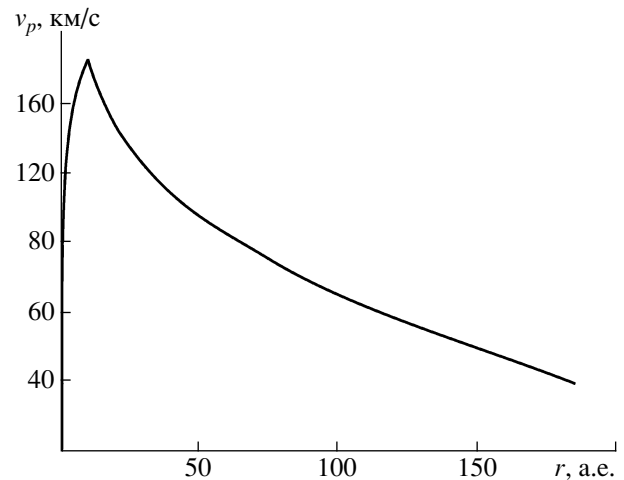


Рис. 3. Полоидальная скорость частиц поперек струйного выброса. Максимальная скорость достигается на границе внутренней части при $\Psi = \Psi_0$ и равняется 186 км/с.

$r_A = v_{in} \sigma^{1/3} / \Omega_0 = 0.12$ а.е. Рис. 2 показывает график скачка энтропии за ударной волной. В частности, для $\Psi > 0.1\Psi_0$ видна степенная зависимость функции $f(y)$ (28).

7. РЕЗУЛЬТАТЫ ДЛЯ МОЛОДЫХ ЗВЕЗД

Для решения задачи о внутренней структуре нерелятивистских выбросов из молодых звезд (3), (4), (5) мы моделируем внутреннюю часть потока $\Psi < \Psi_0$, связанную с истечением из звезды, интегралами (6), (7), (12), (19) и (21), а часть, связанную с истечением с диска $\Psi_0 < \Psi < \Psi_{jet}$, интегралами (13), (14), (17), (20) и (21). При этом на границе струйного выброса фактор (18) обеспечивает замыкание тока, так что граничное условие (5) записывается как $B_p^2(r_{jet})/8\pi + P = B_{ext}^2(r_{jet})/8\pi$. Интеграл энтропии (21) вычисляется, как описано в разд. 6; функция $s(y)$ изображена на рис. 2. В качестве параметров для модели были использовались следующие величины: темп эжекции $\dot{M} = 6 \times 10^{-10} M_\odot/\text{год}$, период вращения звезды $P = 10$ дней, радиус звезды $R_{in} = 5 \times 10^{10}$ см, магнитное поле на поверхности звезды $B_{in} = 500$ Гс, температура в области эжекции $T_{in} = 2000$ К и внешнее магнитное поле $B_{ext} = 10^{-6}$ Гс. Показатель политропы равен $\gamma = 1.2$, а показатель автомодельных интегралов $-\beta = 4/3$ [5]. Мы выбрали постоянную v_{in} и значение звукового числа Маха M_σ^2 перед ударной волной так, чтобы полоидальная скорость в струйном выбросе и температура соответствовали наблюдаемым данным. В частности, $v_{in} = 6 \times 10^6$ см/с и $M_\sigma^2 = 10^5$. Для выбранных величин параметр замагниченности $\sigma = 10$.

Результаты вычислений представлены на рис. 3–7. Внешняя граница струйного выброса находится в равновесии с внешним давлением, создаваемым средним галактическим магнитным полем: полоидальное поле на границе джета равно 10^{-6} Гс, тороидальное поле равно нулю, а газовое давление существенно меньше магнитного давления $B_p^2/8\pi$. При этом полоидальная и тороидальная скорости находятся в хорошем соответствии с наблюдаемыми данными. Температура в джете растет от оси к внешней границе, достигая величины

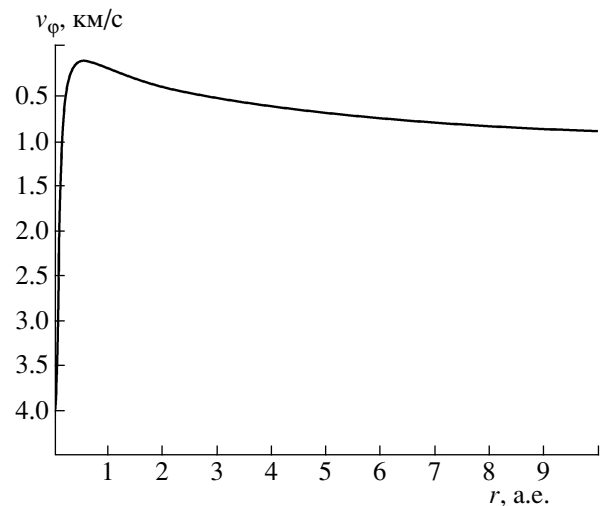


Рис. 4. Тороидальная скорость частиц поперек струйного выброса. Максимальная скорость равна 5 км/с, и она достигается вблизи оси вращения. Дальше к границе джета величина скорости монотонно спадает до 0.

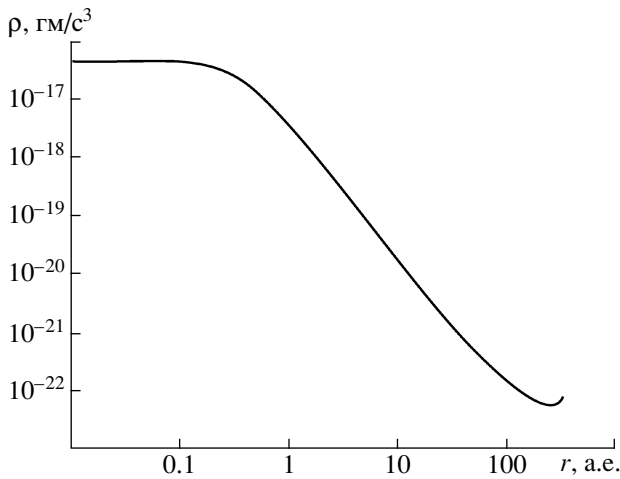


Рис. 5. Плотность массы поперек струйного выброса.

порядка 4×10^4 К. Такая температура необходима для излучения наблюдаемых линий в спектре струйных выбросов в окрестности молодых звезд. Профиль тока показывает, что основной ток течет в малой окрестности от оси вращения, тогда как в основном объеме струйного выброса суммарный ток составляет около 15% от максимального. Замыкание происходит в пограничном слое.

Для данной модели энергия, переносимая центральной частью выброса с $\Psi < \Psi_0$, примерно равна энергии, которая переносится ветром, связанным с диском с $\Psi > \Psi_0$:

$$\frac{E_{\text{star}}}{E_{\text{disk}}} = 0.45.$$

С другой стороны, угловой момент переносится в

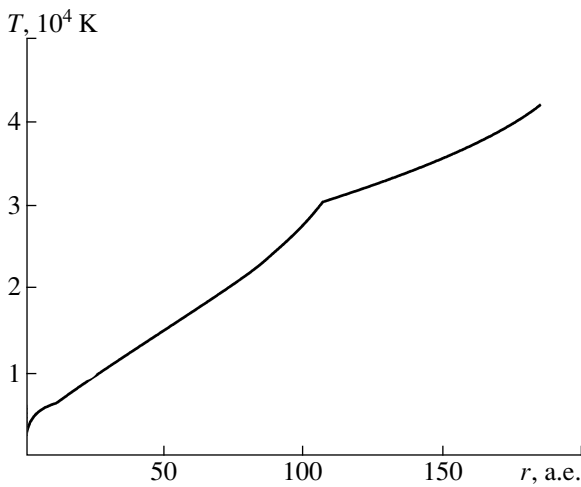


Рис. 6. Температура поперек струйного выброса. Излом соответствует излому функции s .

основном течении с диска, т.е.

$$\frac{L_{\text{star}}}{L_{\text{disk}}} = 0.01,$$

а потоки масс примерно соотносятся как

$$\frac{\dot{M}_{\text{star}}}{\dot{M}_{\text{disk}}} = 0.62.$$

Параметр $\lambda = r_A^2/r_0^2$ — квадрат отношения радиуса альвеновской поверхности к начальному радиусу — для центральной части течения равен

$$\lambda = \frac{v_{\text{in}}^2}{\Omega_0^2 R_{\text{in}}^2} \sigma^{1/3}. \quad (30)$$

Для выбранных нами параметров это выражение дает очень большое значение ≈ 1200 . Хотя обычно значение λ принимается порядка 10 [18], в рамках нашей модели значение для λ может быть ограничено снизу. В самом деле, оценивая максимальное возможное значение полойдальной скорости из уравнения Бернулли для сильно замагниченного течения как

$$v_p < v_{\text{in}} \sqrt{2i_0 \sigma} = v_{\text{in}} \sigma^{1/3} \sqrt{2},$$

получаем, используя (30),

$$v_p < \sqrt{2\lambda} \Omega_0 R_{\text{in}}. \quad (31)$$

Поскольку $\Omega_0 R_{\text{in}} \approx 4$ км/с, то для объяснения наблюдаемой полойдальной скорости в выбросе порядка 100 км/с необходимо значение параметра λ порядка $10^3 - 10^4$, используемое нами. В общем случае сильно замагниченного течения, когда

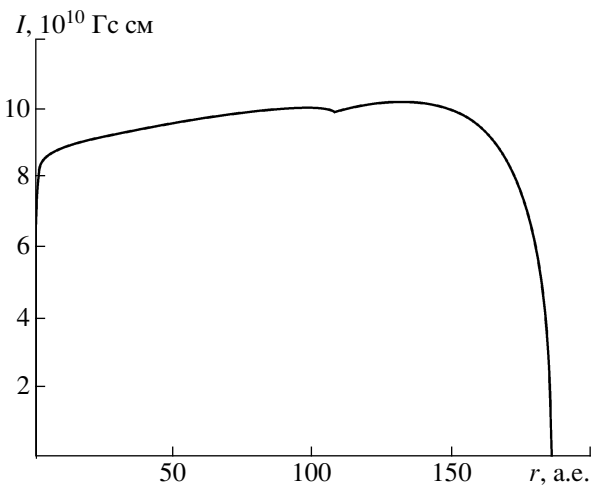


Рис. 7. Профиль полного тока I поперек струйного выброса. Излом на $r \approx 120$ а.е. соответствует излому функции s . Основной ток вытекает в малой окрестности оси и замыкается вблизи границы выброса.

можно принять для интегралов движения $E(\Psi) \approx \Omega_F(\Psi)L(\Psi)$, выражение (31) сохраняется. В самом деле, из условия гладкого прохождения альвеоновской поверхности получаем $r_A = L/\Omega_F$, и оценивая $v_p < \sqrt{2E}$, мы приходим к выражению (31).

8. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Мы предложили цилиндрическую модель для описания внутренней структуры нерелятивистских выбросов из молодых звезд. Было показано, что холодное сильно замагниченное сверхзвуковое течение дает нефизическое решение с экспоненциально далеко расположенной границей джета. Лишь модель с конечной температурой и переменным интегралом энтропии s решает эту проблему. Для определения интеграла энтропии мы рассмотрели простую гидродинамическую модель ударной волны, которая и обеспечивает существование физического решения в области, где течение уже сколламировано. Разумеется, предложенная модель ударной волны не описывает истинного процесса коллимации в джете. По крайней мере область ударной волны, за которой течение становится дозвуковым и продолжает расширение, нуждается в дальнейшем анализе. Тем не менее, для неэкваториальных линий подобная ударная волна может играть роль в коллимации. Тем более, что полученное из простых оценок положение волны соответствует областям рентгеновского излучения, наблюдаемого вне центрального источника в джетах [33, 34].

Другим результатом является возможность коллимации струйного выброса внешним давлением порядка $B_{\text{ext}}^2/8\pi$ с $B_{\text{ext}} \approx 10^{-6}$ Гс. В работе [18] анализировалась такая возможность, но полученная оценка для поля составляла миллигауссы. Эта оценка, однако, была проведена в предположении, что основную роль на границе выброса играет динамическое давление ρv^2 , а распределение плотности поперек джета равномерно.

В итоге предложенная нами простая модель цилиндрических нерелятивистских струйных выбросов позволяет, в принципе, построить решение для самого широкого класса интегралов движения. Мы надеемся, что в дальнейшем, при увеличении разрешения поперечной структуры струйных выбросов, будут получены ограничения как на параметры модели, так и на возможную форму интегралов движения. Это, в свою очередь, позволит строить более точные предсказания свойств выбросов в рамках нашей модели, а также послужит тестом для самой модели.

Авторы выражают благодарность С.А. Ламзину, Г. Пеллетьеру и Дж. Феррейре за плодотворные дискуссии. Работа выполнена при поддержке

Российского фонда фундаментальных исследований (грант 08-02-00749-а) и Программы государственной поддержки ведущих научных школ РФ (грант НШ-1738.2008.2).

Приложение

ОЦЕНКА КИНЕТИЧЕСКОЙ ЭНЕРГИИ ПЛАЗМЫ НА БЫСТРОЙ МАГНИТОЗВУКОВОЙ ПОВЕРХНОСТИ

Покажем, что холодное нерелятивистское сильно замагниченное ($\sigma \gg 1$) течение может гладко пересечь быструю магнито-звуковую поверхность, только если поток кинетической энергии частиц W_{part} вблизи этой поверхности становится сравнимым с потоком электромагнитной энергии W_{em} :

$$\frac{1}{2}W_{\text{em}}(r_i) < W_{\text{part}}(r_i) < W_{\text{em}}(r_i). \quad (32)$$

Введем безразмерные переменные $e' = E/v_{\text{in}}^2$, $l = \Omega_0 L/v_{\text{in}}^2$, $\omega = \Omega/\Omega_0$, $x = \Omega_0 r/v_{\text{in}}$, $\sigma = \Psi_0 \Omega_0^2/4\pi^2 v_{\text{in}}^3 \eta$, и $y = \sigma_n \Psi/\Psi_0$. Тогда уравнение Бернулли

$$\frac{\mathcal{M}^4}{64\pi^4 \eta^2} (\nabla \Psi)^2 = 2r^2(E - w) - \frac{(\Omega_F r^2 - L\mathcal{M}^2)^2}{(1 - \mathcal{M}^2)^2} - 2r^2 \Omega_F \frac{L - \Omega_F r^2}{1 - \mathcal{M}^2}$$

может быть записано как

$$\frac{\mathcal{M}^4}{4} (\nabla_{xy})^2 = 2\omega x^2 e' - \frac{(\omega x^2 - l\mathcal{M}^2)^2}{(1 - \mathcal{M}^2)^2} - 2\omega x^2 \frac{l - \omega x^2}{1 - \mathcal{M}^2},$$

а условие быстрой магнито-звуковой поверхности $D = 0$ [40] как

$$(\nabla_{xy})^2 = -4 \frac{(l - \omega x^2)^2}{(1 - \mathcal{M}^2)^3}. \quad (33)$$

После исключения $(\nabla_{xy})^2$ из этих двух уравнений, мы получаем

$$\begin{aligned} & \mathcal{M}^6(2e'\omega x^2 - \omega^2 x^4) + \mathcal{M}^4(6l\omega x^2 - \\ & - 6e'\omega x^2 - 3\omega^2 x^4) + \mathcal{M}^2(6e'\omega x^2 - 6l\omega x^2 + \\ & + 3\omega^2 x^4) + (2l\omega x^2 - 2e'\omega x^2 - \omega^2 x^4) = 0. \end{aligned} \quad (34)$$

Для сильно замагниченного течения при $\Psi > \Psi_c$ выполняется условие $E \gg v_{\text{in}}^2/2$. Для такого течения можно примерно положить $E = \Omega L + v_{\text{in}}^2/2$. Уравнение (34) после пренебрежения величиной $2(e - l) = 1$ по сравнению с x^2 имеет точное решение для числа Маха \mathcal{M}^2 как функцию интегралов ω ,

l и положения быстрой магнито-звуковой поверхности x_f :

$$M^2 = \frac{1}{1 - \left[1 - l/(\omega x_f^2)\right]^{2/3}}. \quad (35)$$

Отношение кинетической энергии частиц к полной энергии $g = W_{\text{part}}/W_{\text{tot}}$ равно

$$g = \frac{v^2}{2E} = \frac{M^4 (\nabla_{xy})^2}{8e' \omega x_f^2}.$$

Используя уравнения (33) и (35), получаем

$$g = \frac{\omega x_f^2}{2e'} \left[1 - \left(1 - \frac{l}{\omega x_f^2}\right)^{2/3}\right].$$

Так как $e' \approx l$, то отношение энергий на быстрой магнито-звуковой поверхности является функцией только переменной $q = l/\omega x^2$. Отметим, что, так как быстрая поверхность расположена вне альвеновской поверхности ($q = 1$), то параметр q принимает значения в интервале $0 < q < 1$. Значения же функции $g(q)$ при этом лежат в интервале $[1/3; 1/2]$. Минимальное значение $1/3$ достигается при $q = 0$, т.е. когда радиус быстрой магнито-звуковой поверхности существенно больше альвеновского радиуса. Максимальное значение $1/2$ соответствует случаю, когда быстрая и альвеновская поверхности расположены вблизи друг от друга. Таким образом, исследование значений функции $g(q)$ приводит нас к выводу (32): кинетическая энергия частиц должна составлять по крайней мере половину от энергии Пойтинга.

Эта теорема накладывает строгие ограничения на баланс энергии на быстрой поверхности, но не дает информации о положении последней. В работе [41] численно показано, что радиус быстрой поверхности составляет несколько радиусов альвеновской.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. C. M. Johns-Krull, J. A. Valenti, and S. H. Saar, *Astrophys. J.* **617**, 1204 (2004).
2. J. Woitas, F. Bacciotti, T. P. Ray, *et al.*, *Astron. and Astrophys.* **432**, 149 (2005).
3. D. Coffey, F. Bacciotti, T. P. Ray, *et al.*, *Astrophys. J.* **663**, 350 (2007).
4. C. J. Burrows, K. R. Stapelfeldt, A. M. Watson, *et al.*, *Astrophys. J.* **473**, 437 (1996).
5. R. D. Blandford and D. R. Payne, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **199**, 883 (1982).
6. G. Pelletier and R. Pudritz, *Astrophys. J.* **394**, 117 (1992).
7. C. Sauty and K. Tsinganos, *Astron. and Astrophys.* **287**, 893 (1994).
8. C. Sauty, E. Trussoni, and K. Tsinganos, *Astron. and Astrophys.* **421**, 797 (2004).
9. F. Shu, J. Najita, E. Ostriker, *et al.*, *Astrophys. J.* **429**, 781 (1994).
10. S. V. Bogovalov, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **280**, 39 (1996).
11. R. Ouyed and R. Pudritz, *Astrophys. J.* **482**, 712 (1997).
12. Y. Uchida and K. Shibata, *Publ. Astron. Soc. Japan* **37**, 515 (1985).
13. S. Appl and M. Camenzind, *Astron. and Astrophys.* **256**, 354 (1992).
14. S. Appl and M. Camenzind, *Astron. and Astrophys.* **274**, 699 (1993).
15. В. С. Бескин, Л. М. Малышкин, *Письма в "Астрон. журн."* **26**, 253 (2000).
16. T. Lery, J. Heyvaerts, S. Appl, and C. A. Norman, *Astron. and Astrophys.* **337**, 603 (1998).
17. T. Lery, J. Heyvaerts, S. Appl, and C. A. Norman, *Astron. and Astrophys.* **347**, 1055 (1999).
18. J. Ferreira, C. Dougados, and S. Cabrit, *Astron. and Astrophys.* **453**, 785 (2006).
19. В. С. Бескин, *Усп. физ. наук* **167**, 689 (1997).
20. V. S. Beskin and E. E. Nokhrina, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **367**, 375 (2006).
21. T. Chiueh, Z. Li, and M. C. Begelman, *Astrophys. J.* **377**, 462 (1991).
22. Ya.N. Istomin and V. I. Pariev, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **281**, 1 (1996).
23. J. Contopoulos and R. V. E. Lovelace, *Astrophys. J.* **429**, 139 (1994).
24. J. Heyvaerts and C. Norman, *Astrophys. J.* **347**, 1055 (1989).
25. С. В. Боговалов, *Письма в "Астрон. журн."* **21**, 633 (1995).
26. D. Eichler, *Astrophys. J.* **419**, 111 (1993).
27. C. Fendt, M. Camenzind, and S. Appl, *Astron. and Astrophys.* **300**, 791 (1995).
28. C. Fendt and M. Camenzind, *Astron. and Astrophys.* **313**, 591 (1996).
29. O. Bromberg and A. Levinson, *Astrophys. J.* **671**, 678 (2007).
30. S. V. Bogovalov and K. Tsinganos, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **357**, 918 (2006).
31. P. Hartigan, J. Raymond, and L. Hartmann, *Astrophys. J.* **316**, 323 (1987).
32. R. D. Schwartz, *Ann. Rev. Astron. and Astrophys.* **21**, 209 (1983).
33. J. Bally, E. Feigelson, and B. Reipurth, *Astrophys. J.* **584**, 84 (2003).
34. M. Güdel, K. Briggs, K. Arznen, *et al.*, in: *Star-Disk Interactions in Young Stars*, Proc. IAU Symp. No. 243, eds J. Bouvier, I. Appenzeller (Cambridge Univ. Press, 2007), p. 155.
35. J. Heyvaerts, in: *Plasma Astrophysics*, eds C. Chiuderi, G. Einaudi (Berlin: Springer, 1996), p. 31.
36. E. J. Weber and L. Davis, Jr., *Astrophys. J.* **148**, 217 (1967).
37. V. S. Beskin and I. Okamoto, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **313**, 445 (2000).
38. J. Bally and B. Reipurth, *Astrophys. J.* **546**, 299 (2001).
39. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, *Гидродинамика* (М.: Физматлит, 2001).
40. V. S. Beskin, I. V. Kuznetsova, and R. R. Rafikov, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **299**, 341 (1998).
41. T. Sakurai, *Astron. and Astrophys.* **152**, 121 (1985).