

УДК: 524.5

О ДИНАМИКЕ ВЕТРА С МАССОВЫМ НАГРУЖЕНИЕМ

Е.Е.МАТВИЕНКО, Ю.А.ЩЕКИНОВ

Поступила 7 ноября 2004

Принята к печати 12 января 2005

В работе рассматривается структура стационарного сферически-симметричного течения с распределенным источником и стоком массы: источник соответствует поступлению массы от испаряющихся облачков, сток - возможной конденсации газа в результате тепловой неустойчивости. Показано, что в зависимости от эффективности источника массы могут существовать три типа течений: а) всюду сверх- или дозвуковые течения, б) течения с одной и в) с двумя критическими (звуковыми) точками. Конденсация газа смещает критическую точку (если она существует) во внешние области. Внешняя гравитация не изменяет качественно структуры течения, в отличие от течений, в которых источники и стоки массы отсутствуют.

1. *Введение.* Динамика течений с массовым нагружением, т.е. с дополнительным поступлением массы за счет разрушения мелких конденсаций газа (облаков), привлекает в последнее время интерес при исследовании целого ряда астрофизических объектов, начиная от сверхкомпактных зон III [1,2], остатков сверхновых [3-6] и звездного ветра [7-10] и заканчивая галактическим ветром [9], охлаждающимися течениями [11] и протогалактическими облаками [12]. Разрушение конденсаций газа может осуществляться как за счет испарения под действием окружающего их горячего газа или падающего на них излучения звезд [14-16], так и механическим путем под действием неустойчивости Кельвина-Гельмгольца или Релея-Тейлора, развивающейся на поверхности облака при обтекании его межоблачным газом [7,17]. Как правило, доля объема, занимаемого облаками, мала, что позволяет описывать динамику такой смеси уравнениями монофазной жидкости с источниками, которые являются либо заданными функциями независимых переменных, либо в отдельных случаях функциями газодинамических переменных. Очевидно, добавление источников в уравнения движения существенным образом влияет на свойства течения, в частности, меняет топологию решений стационарного течения, а в некоторых случаях может исключать и саму возможность существования стационарных решений. Из общих соображений ясно, что, в свою очередь, это может кардинально влиять на структуру переходной области между ветром (или аккреционным потоком) и окружающим невозмущенным газом. В частности, положение и само существование ударных волн в таких течениях существенным образом зависит от свойств источников.

При рассмотрении такого рода задач обычно предполагается, что течение нагружается массой, поступающей в результате разрушения плотных облаков, так что источник массы в уравнении непрерывности положителен. Вместе с тем, в общем случае следует ожидать, что в оптически тонком радиационно остывающем течении возмущения плотности и/или температуры могут быть термически неустойчивы и приводить к конденсации части вещества. Конденсация газа за счет тепловой неустойчивости присуща, по-видимому, охлаждающимся течениям, где роль радиационных потерь определяюща [18-21]. Не исключено, что наблюдаемые в 21 см абсорбционные детали [22], или пространственно совпадающие филаменты в рентгеновской и Na эмиссии [23] в охлаждающихся течениях в скоплении галактик 2A0335+096 свидетельствуют о возникновении конденсаций за счет тепловой неустойчивости. В этом случае источник массы в уравнении непрерывности отрицателен, что, в свою очередь, вызывает изменения в структуре течения. До сих пор влияние стока массы на свойства стационарных течений не исследовалось, хотя из общих соображений ясно, что роль источника и стока массы в уравнениях движения принципиально различна. В настоящей работе мы исследуем общие свойства стационарных сферически-симметричных течений газа с непрерывно распределенными источниками и стоками массы. Обсуждение этих эффектов в контексте более конкретной проблемы молекулярных истечений в окрестности молодых звездных объектов будет дано в следующей работе.

В разделе 2 мы приводим систему динамических уравнений, а также обсуждаем приближения, используемые обычно при описании ветра с нагружением; в разделах 3 и 4 приведено описание стационарного ветра и обсуждение качественно новых эффектов, связанных с возможностью конденсации газа; в разделе 5 обсуждается влияние гравитации на характер стационарного течения; раздел 6 содержит резюме.

2. *Основные уравнения.* Уравнения динамики двухфазной среды в общем виде с учетом фазовых превращений были выписаны в [3,24]. В частном случае сферически-симметричного течения с неподвижной облачной компонентой они записываются следующим образом:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} (\rho u r^2) = S - Q, \quad (1)$$

$$\frac{\partial \rho u}{\partial t} + \frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} (\rho u^2 r^2) = -\frac{dP}{dr} - Qu - \frac{\rho U_G^2}{r}, \quad (2)$$

$$\frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} \left[u r^2 \left(\frac{1}{2} \rho u^2 + \frac{\gamma}{\gamma-1} P \right) \right] = \Gamma - \Lambda(T) \rho - \frac{\rho u U_G^2}{r} + \frac{S u^2}{2} - \frac{\gamma}{\gamma-1} P Q, \quad (3)$$

В этом случае правая часть уравнения движения (2) не содержит слагаемого с источником массы S , поскольку последняя инжектируется с нулевой средней скоростью и не несет импульса. Легко видеть, что даже если источник и сток в уравнении непрерывности уравновешивают друг друга, т.е. $S=Q$ и правая часть уравнения непрерывности равна нулю, это не эквивалентно случаю, когда обменные слагаемые тождественно равны нулю $S=Q=0$. Действительно, при $S=Q=s_0$ обменные слагаемые в правой части уравнения импульса и энергии приобретают вид

$$\frac{\partial p}{\partial t} + \frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} (\rho u r^2) = 0, \quad (4)$$

$$\frac{\partial u}{\partial t} + \frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} (\rho u^2 r^2) = -\frac{dP}{dr} - s_0 u - \frac{\rho U_G^2}{r}, \quad (5)$$

$$\frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} \left[u r^2 \left(\frac{1}{2} \rho u^2 + \frac{\gamma}{\gamma-1} P \right) \right] = \Gamma - \Lambda(T) \rho - \frac{\rho u U_G^2}{r} + \frac{s_0 u^2}{2} - \frac{\gamma}{\gamma-1} P s_0, \quad (6)$$

где в правой части уравнений движения (5) и энергии (6) остаются ненулевые слагаемые от источника и стока массы, которые определяются относительной скоростью облачной компоненты и межоблачного газа (в данном случае скорость межоблачной компоненты) и в общем случае очевидно не зануляются. Отсюда видно, что динамическая роль источника и стока массы в самом деле различны.

В простейшем случае стационарное сферически-симметричное течение разреженной (горячей) межоблачной фазы описывается следующими уравнениями:

$$\frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} (\rho u r^2) = S - Q, \quad (7)$$

$$\frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} (\rho u^2 r^2) = -\frac{dP}{dr} - Qu - \frac{\rho U_G^2}{r}, \quad (8)$$

$$\frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} \left[u r^2 \left(\frac{1}{2} \rho u^2 + \frac{\gamma}{\gamma-1} P \right) \right] = \Gamma - \Lambda(T) \rho - \frac{\rho u U_G^2}{r} + \frac{Su^2}{2} - \frac{\gamma}{\gamma-1} PQ, \quad (9)$$

где r - расстояние от центрального объекта, являющегося либо источником ветра, либо гравитирующим телом, поддерживающим аккрецию, $S(\rho, T, u, r)$ и $Q(\rho, T, u, r)$ - скорости поступления массы в горячую фазу за счет испарения облаков и ее конденсации в облака, соответственно (в дальнейшем мы будем называть их источником и стоком), Γ и Λr - скорости нагрева и охлаждения газа, $U_G^2 = GM/r$, M - масса центрального тела. Остальные обозначения общеприняты. Третье слагаемое в правой части уравнения энергии описывает изменение полной энергии газа во внешнем гравитационном поле, четвертое слагаемое - выделение тепла в разреженной фазе, связанного с работой сил трения при ускорении

вещества, поступающего от облаков, пятое слагаемое - уменьшение тепловой энергии разреженного газа при конденсации его в облака. Система уравнений (7)-(9) записана в предположении о том, что облачная компонента покоится, так что относительная скорость межоблачного газа и облаков равна u . Это обычное предположение, которое делается в теории стационарного ветра или аккреции с массовым нагружением (см. [1-11]). В общем случае уравнения (7)-(9) должны быть дополнены уравнениями движения облаков (см., например, [1]). Соответствующий анализ будет дан нами в отдельной работе. Следующее существенное упрощение, обычно принимаемое в теории течений с массовым нагружением, состоит в предположении о том, что источник и сток являются заданными функциями только пространственной переменной. Это предположение допускает сравнительно простое аналитическое или полуаналитическое описание и позволяет выявить основные качественные характеристики таких течений. Вместе с тем, отказ от него может привести в некоторых случаях к качественно новым особенностям из-за сильной зависимости скорости испарения облаков от температуры межоблачной фазы [20]. В настоящей работе мы принимаем, следуя [1-11], $S = S(r)$ и $Q = Q(r)$.

Одно из существенных предположений, неявно принимаемых при записи уравнений динамики в виде (7)-(9), связано с гомогенностью источника и стока, т.е. с предположением о гладкости функций $S = S(r)$ и $Q = Q(r)$. Справедливость этого предположения подразумевает в первую очередь, что пространственные и временные масштабы, соответствующие превращению одной фазы в другую, существенно меньше характерных масштабов задачи (см. более подробное обсуждение в [26]). Если говорить о конденсации межоблачного газа в облака, то это означает, что время тепловой неустойчивости межоблачного газа t_R существенно меньше звукового времени $t_s = r/c_s$, а расстояние между возникающими конденсациями (определяемое в свою очередь спектром возмущений) l_R мало по сравнению с расстоянием данного элемента газа от центрального объекта r . Соотношение между этими временами зависит от конкретной задачи. Для иллюстрации мы рассмотрим несколько примеров. Принимая для t_R оценку $t_R \sim kT/\Lambda n$, получим условие гомогенности стока массы в виде

$$r \gg \frac{kTc_s}{\Lambda n} \quad (10)$$

В задачах, связанных с галактическим ветром, температура межоблачного газа имеет порядок $\sim 10^6$ К, а плотность $\sim 10^{-3}$ см $^{-3}$ [27,28]. Принимая для функции охлаждения при $T \sim 10^6$ К оценку $\Lambda \sim 3 \times 10^{-22}$ эрг см $^{-3}$ с $^{-1}$ [29,30], получим из (10) $r \gg 1$ кпк. В сверхкомпактных зонах НII со средней плотностью $n \sim 10^3$ см $^{-3}$, температурой $T \sim 10^4$ К и функцией охлаждения

$\Lambda \sim 10^{-24}$ [24] условие (10) эквивалентно $r \gg 3 \times 10^{-4}$ пк. Из сравнения полученных ограничений с характерными размерами галактического ветра ($r > 10$ кпк) или сверхкомпактных областей НП ($r \sim 0.1$ пк) легко видеть, что для этих течений конденсация разреженного газа в облака существенна и может быть описана в приближении гомогенного стока. В противоположность этому, звездный ветер в среде с невозмущенной плотностью $n = 1 \text{ см}^{-3}$ без дополнительных источников массы за счет испарения облаков имеет слишком малую концентрацию газа и высокую температуру (как в зоне свободного расширения, так и в зоне сжатого ветра) (см. [31]), так что условие (10) оказывается эквивалентным $r \gg 3 - 10$ пк в зоне свободного расширения (размер которой составляет 5-7 пк) и $r \gg 10$ пк в зоне сжатого ветра (размером 15-20 пк). Таким образом, в этом случае эффекты, связанные с тепловой неустойчивостью оказываются несущественными. Что касается второго условия $l_R \ll r$, то здесь все определяется спектром возмущений. Заметим в этой связи, что возмущение течений в двухфазных средах может быть связано кроме прочих причин собственно с присутствием облаков. При испарении облаков или при их разрушении за счет гидродинамических неустойчивостей поступающая от них масса вызывает перераспределение плотности и скорости в непосредственном окружении, которое и может послужить начальным возмущением, способным развиться затем под действием тепловой неустойчивости. Вообще говоря, даже в отсутствие потери массы облаками они своим движением возбуждают движения и в межоблачной фазе. В таких условиях, очевидно $l_R \sim l_c$, где l_c - характерное расстояние между облаками.

Другим существенным предположением, принятым в уравнениях (7)-(9), является предположение о мгновенном (т.е. на временах, значительно меньших характерных времен задачи) перемешивании вещества, поступающего от источников с веществом разреженной фазы. В том случае, если интенсивное перемешивание отсутствует, источники массы приводят к локальному увеличению плотности. Хотя в этом случае течение нагружается дополнительной массой, однако его описание должно осуществляться уравнениями, учитывающими значительные (нелинейные) флуктуации плотности. Предполагается обычно, что эффективное перемешивание осуществляется турбулентными движениями, присутствующими в той или иной мере в двухфазной среде. В этой связи важно отметить, что сам процесс разрушения облака под действием гидродинамических неустойчивостей сопровождается развитием нерегулярных движений вблизи границы облака [7,17], которые затем переносятся в окружающее пространство. При тепловом испарении облаков в переходной области между облаком и межоблачным газом могут развиваться сильные движения с числом Маха порядка единицы [16], затухающие на масштабах, значи-

тельно (в 3-10 раз) превышающих размеры облака. Совокупность таких облаков, движущихся друг относительно друга, способны поддерживать турбулентные движения в межоблачной фазе. Следует отметить кроме этого, что в сверхзвуковых течениях двухфазных смесей с обменом массы между фазами развивается присущая таким течениям гидродинамическая неустойчивость [26,32], способная инициировать развитие турбулентности. Это может служить основанием для использования нами приближения мгновенного перемешивания, хотя строгое обоснование в настоящее время отсутствует (см. также обсуждение в [9]).

При рассмотрении течений без учета радиационных потерь уравнение состояния, дополняющее систему (7)-(9), принимается адиабатическим с показателем адиабаты $\gamma = 5/3$. Коль скоро мы рассматриваем в настоящей работе течения с возможной конденсацией разреженного газа, то радиационные потери по определению являются существенными (см. оценки выше). В общем случае это требует явного решения уравнения энергии (см., например, [11]), однако при определенных условиях система быстро релаксирует к тепловому балансу, который часто соответствует изотермическому режиму (см. подробное обсуждение в [8]). С учетом этого, мы будем пользоваться далее уравнением состояния

$$P = c_s^2 \rho, \quad (11)$$

где $c_s = \text{const}$ - скорость звука.

3. *Стационарный ветер с однородными источниками.* При рассмотрении течений в зонах III или звездного ветра с нагружением ролью гравитации от центрального тела обычно пренебрегается (см. [2,8]): для центральной звезды с массой $M \approx 10 M_\odot$ и скоростью звука в газе $c_s \geq 15 \text{ км с}^{-1}$ гравитация существенна только на расстояниях $r \leq 2GM/c_s^2 \leq 10^{15}$ см, значительно меньших характерного размера компактной зоны III, ~ 0.1 пк. Чтобы качественно понять свойства такого течения, остановимся вначале на анализе случая, когда источник и сток массы не зависят от радиальной переменной, т.е. $S = \text{const}$ и $Q = \text{const}$. (Заметим, что при этом формально полное производство массы во всем объеме $\int_0^\infty r^2(S-Q)dr$, расходится, если только $S \neq Q$). В этом случае система уравнений (7)-(9) с учетом (11) может быть сведена в безразмерном виде к уравнению

$$(m^2 - 1) \frac{dm}{d\xi} = \frac{2m}{\xi} - \frac{3a(m^2 + 1 - \chi)m\xi^2}{3 - (1 - \chi)a + (1 - \chi)a\xi^3}, \quad (12)$$

где $m = u/c_s$ - число Маха, $\xi = r/r_0$, r_0 - радиус звезды, $a = 4\pi Sr_0^3/M$, M - скорость истечения массы из звезды, $\chi = Q/S \geq 0$. (Заметим, что случай $\chi = 1$, когда в правой части уравнения непрерывности полный приток массы равен нулю $Q - S = 0$, не эквивалентен тождественному

отсутствию обмена массой между фазами). При этом решение для потока массы имеет вид

$$\rho u = \frac{M}{4\pi r_0^2 \xi^2} \left[\frac{1}{3}(1-\chi)a\xi^3 - \frac{1}{3}(1-\chi)a + 1 \right], \quad (13)$$

откуда видно, что при $\chi \leq 1$ поток массы не обращается в нуль нигде в области $\xi > 1$. Это достаточно очевидный вывод, означающий, что непрерывные решения могут существовать только в том случае, если скорость конденсации в каждом элементе объема не превосходит скорости поступления массы. При $\chi > 1$ стационарные решения нефизичны, поскольку они соответствуют наличию бесконечно тонкого слоя с бесконечной массой при

$$\xi_0^3 = 1 + \frac{3}{|1-\chi|a}. \quad (14)$$

Положение критической точки, т.е. точки, в которой решение переходит из дозвукового режима в сверхзвуковой или наоборот, определяется равенством нулю правой части уравнения (12) при $m = 1$

$$\xi_c = \left[\frac{6 - 2(1-\chi)a}{(4-\chi)a} \right]^{1/3}. \quad (15)$$

Легко видеть из (15), что при $a = 0$, т.е. в отсутствие нагружения, $\xi_c = \infty$, так что течение является всюду либо дозвуковым, либо сверхзвуковым в зависимости от граничных условий. При $a \neq 0$ критическая точка находится за пределами звезды, $\xi_c > 1$, если $a < 2/(2-\chi)$. Это означает, что существует предельное нагружение, при котором еще возможно критическое стационарное течение. При больших значениях параметра a стационарные течения не пересекают звуковую точку. Следует подчеркнуть, что с формальной точки зрения задача некорректна при $\chi \neq 1$ (в том числе и в случае простого нагружения, т.е. $\chi = 0$), поскольку при этом поток массы ρu расходится при $\xi \rightarrow \infty$. Однако в реальной ситуации течения всегда ограничены поверхностью их взаимодействия с окружающим невозмущенным газом, что позволяет включать в рассмотрение и случаи с $\chi \neq 1$.

Разлагая уравнение (12) в окрестности критической точки $(m, \xi) = (1, \xi_c)$, найдем уравнение для производной числа Маха m' при $\xi = \xi_c$ ($a \neq 0$)

$$m' = \frac{1+\chi}{4(2-\chi)\xi_c} \pm \frac{1}{\xi_c} \sqrt{\frac{(1+\chi)^2}{16(2-\chi)^2} - \frac{(4-\chi)}{(2-\chi)}}, \quad (16)$$

откуда видно, что при $\chi \leq 1$ критическая точка является фокусом. Типичные интегральные кривые представлены на рис.1 для двух значений χ .

Легко показать, что ни при каких значениях начального числа Маха не существует решений, которые имели бы асимптотику $m \rightarrow 0$ при

$\xi \rightarrow \infty$. Это видно из того факта, что кривая $m_0(\xi)$, на которой правая часть уравнения (12) меняет знак (от отрицательного над кривой $m_0(\xi)$ к

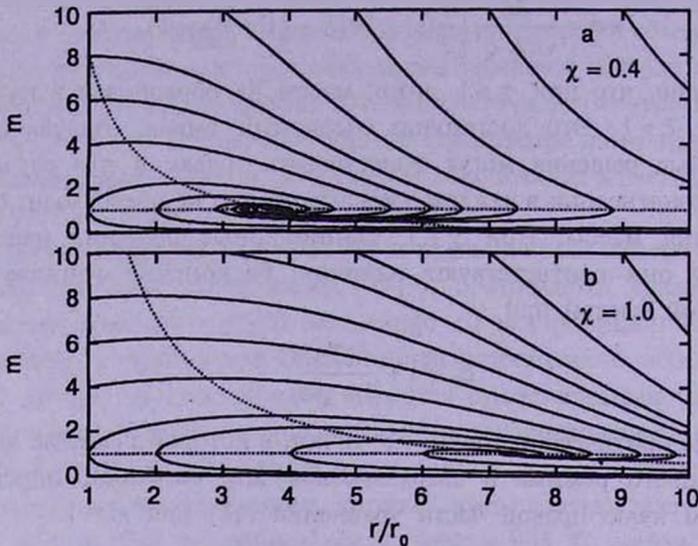


Рис.1. а) Интегральные кривые для $\chi = 0.4$; б) для $\chi = 1.0$, штриховой линией показана зависимость $m' = 0$.

положительному под ней), пересекает ось абсцисс при конечном значении

$$\xi_{\pm} = \left[\frac{6 - 2(1 - \chi)a}{(1 - \chi)a} \right]^{1/3} \quad (17)$$

Асимптотически, $m \propto \xi$ при $\xi \rightarrow \infty$. Лишь при $\chi = 1$ $\xi_{\pm} = \infty$. Поэтому любая кривая, выходящая из критической точки, возвращается затем в начало координат $\xi = 1$ через сверхзвуковую область. Таким образом, нагруженные стационарные течения с постоянным источником массы $S = \text{const}$ во всем пространстве не имеют решений как непрерывных, так и разрывных (с переходом с одной интегральной кривой на другую с образованием ударной волны), связывающих покоящуюся межзвездную среду на бесконечности с ветром в окрестности звезды.

4. Стационарный ветер с неоднородными источниками.

Рассмотрим теперь более общий случай течений с источником и стоком, зависящими от радиальной переменной степенным образом: $S = Ar^{\alpha}$ и $Q = Br^{\beta}$. Уравнение стационарного ветра имеет в этом случае вид

$$(m^2 - 1) \frac{dm}{d\xi} = \frac{2m}{\xi} - a(m^2 + 1 - \chi \xi^{\beta - \alpha}) \left[1 + a \frac{\xi^{3 + \alpha} - 1}{3 + \alpha} - a\chi \frac{\xi^{3 + \beta} - 1}{3 + \beta} \right]^{-1} m \xi^{2 + \alpha}, \quad (18)$$

где $a = 4\pi r_0^3 S(r_0)/M_0$, $\chi = Q(r_0)/S(r_0)$.

Очевидно, что стационарные решения существуют только в том

случае, если поток массы нигде не обращается в нуль

$$\rho u = r^{-2} \int_{r_0}^r (Ar^\alpha - Br^\beta) r^2 dr^2 + \rho_0 u_0 r_0^2 r^{-2} > 0. \quad (19)$$

В качестве дополнительного условия, ограничивающего параметры α , β , A и B , потребуем сходимость интегралов в правой части (19) при $r = \infty$

$$\alpha < -3, \quad \beta < -3. \quad (20)$$

Условие (19) выполняется всегда, если сохраняется полная масса межзвездного газа

$$\int_{r_0}^{\infty} (Ar^\alpha - Br^\beta) r^2 dr = 0, \quad (21)$$

эквивалентное равенству

$$\chi = \frac{|\beta| - 3}{|\alpha| - 3}. \quad (22)$$

В области положительных α и β условия (19) и (21) выполняются тождественно, если $\alpha = \beta$ и $A = B$. Этот случай соответствует локальному детальному балансу массы, при котором правая часть уравнения (18) принимает вид

$$\frac{2m}{\xi} - am^3 \xi^{2+\alpha}, \quad (23)$$

так что условие существования критической точки $\xi_c > 1$ соответствует ограничению $a > 2$ при $\alpha < -3$ и $a < 2$ при $\alpha > -3$. В противном случае стационарное течение может существовать либо всюду дозвуковым, либо всюду сверхзвуковым.

Течения с источником и стоком, удовлетворяющим полученным здесь ограничениям, принципиально отличаются от течений, рассмотренных в разделе 3, а также в работах [8,9], где вопрос о сохранении массы межзвездного газа во всем объеме не принимался во внимание. (С этой точки зрения полученные в разделе 3 и в [8,9] результаты могут рассматриваться только как локальные, т.е. имеющие место в ограниченном объеме). Чтобы убедиться в этом, рассмотрим поведение кривой $m_0(\xi)$, вдоль которой производная m' , т.е. правая часть уравнения (18), меняет знак

$$m_0^2(\xi) = \left(\chi + \frac{2}{|\alpha| - 3} \right) \xi^{|\alpha| - 3} + \frac{2}{a} \xi^{-1/\chi} - \frac{2}{|\alpha| - 3} - 1. \quad (24)$$

Кривая $m_0^2(\xi)$ имеет минимум при ξ_0 , определяемым уравнением

$$\xi_0^{|\alpha| - 3 + 1/\chi} = \frac{2[2 + \chi(|\alpha| - 3)]}{a\chi}. \quad (25)$$

На рис.2 показана зависимость значения функции $m_0^2(\xi)$ в точке минимума

ξ_0 от параметра χ для нескольких значений a . Как видно из рисунка, при a , превышающем некоторое критическое значение a_c (при $\alpha = -4$ $a_c = 2.6$), кривая $m_{min}(\xi)$ остается всюду ниже звуковой линии $m=1$. В

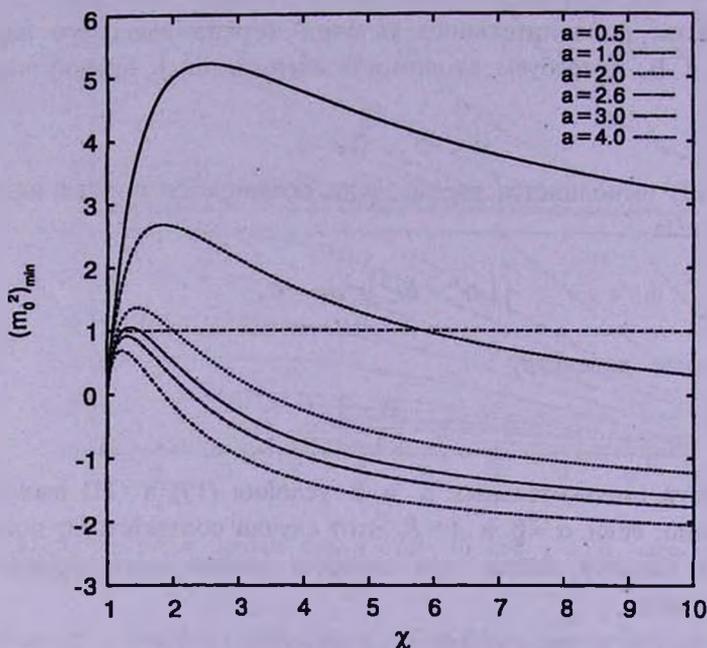


Рис.2. Значение $m_0^2(\xi_0)$ в точке минимума ξ_0 как функция χ для разных значений a .

этом случае существуют две критические точки на фазовой плоскости, и решения представлены семейством интегральных кривых, ограниченных двумя сепаратрисами, см. рис.3а.

При этом одна из критических точек (внутренняя) оказывается фокусом, другая (внешняя) - седлом, через нее проходит сепаратриса (рис.3б). В этом случае сепаратриса описывает непрерывное (безударное) течение, связывающее внутренний сверхзвуковой режим с покоящимся на бесконечности межзвездным газом. Однако возможны в принципе и течения, в которых внутренний сверхзвуковой ветер отделен от окружающего газа разрывом - ударной волной, как схематически показано на рис.3б. Мы не останавливаемся в настоящей работе на обсуждении локализации разрыва. В настоящее время этот вопрос далек от понимания. Среди возможных подходов можно отметить два: первый [1] основан на предположении, что разрыв устанавливается в точке, в которой внешнее и внутреннее решения соответствуют соотношениям Гюгонио на фронте ударной волны, во втором [9] предполагается, что ударная волна возникает в точке с числом Маха, равным 2, в которой в магнитогидродинамических течениях с массовым нагружением развивается

неустойчивость [33]. Заметим в этой связи, что чисто газодинамические плоские течения с нагружением неустойчивы при переходе через издозвукового в сверхзвуковой режим [32], поэтому распространение свойств нагруженных МГД течений на простые газодинамические кажется недостаточно обоснованным.

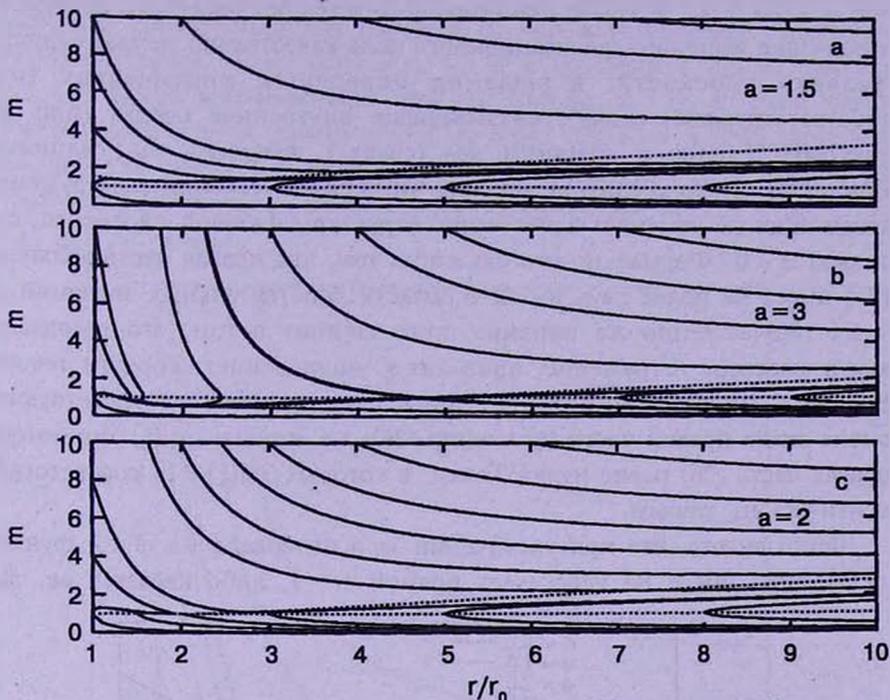


Рис.3. Семейства интегральных кривых для случая, когда $m_0^2(\xi_0) > 1$ (а); $m_0^2(\xi_0) < 1$ (б); $m_0^2(\xi_0) = 1$ (с).

При $a < a_c$ существует ограниченный интервал значений χ (например, при $\alpha = -4$, $a = 1.5$, $1.2 < \chi < 3$), в котором кривая $m_0(\xi)$ остается всюду выше звуковой линии $m = 1$. В этом случае решения представлены тремя семействами интегральных кривых: всюду сверхзвуковые течения ($m > 1$), течения, проходящие через звуковую точку с разрывом производной, либо всюду дозвуковые ($m < 1$), рис.3а. Для χ вне этого интервала решения аналогичны решениям, показанным на рис.3б. В граничных точках интервала (а также при $a = a_c$, когда этот интервал вырождается в точку) кривая $m_0(\xi)$ касается линии $m = 1$.

В этом случае решения представлены семейством интегральных кривых, касающихся звуковой точки (которая является седлом) и разделенных сепаратрисами, рис.3с.

5. Роль гравитации. Для выявления качественной роли гравитации мы рассмотрим здесь для простоты случай внешнего гравитационного

поля, создаваемого точечной массой: $\Phi = GM/r$. Уравнение стационарного ветра имеет в этом случае вид

$$(m^2 - 1) \frac{dm}{d\xi} = \frac{2m}{\xi} - \omega \frac{m}{\xi^2} - a(m^2 + 1 - \chi \xi^{\beta-\alpha}) \left[1 + a \frac{\xi^{3+\alpha} - 1}{3+\alpha} - a \chi \frac{\xi^{3+\beta} - 1}{3+\beta} \right]^{-1} m \xi^{2+\alpha}, \quad (26)$$

где $\omega = GM/c_s^2 r_0$. В задаче стационарного ветра без массового нагружения включение внешнего гравитационного поля качественно меняет структуру фазовой плоскости: в решении появляется критическая точка (соответствующая седлу), связывающая внутреннее сверх- (или до-) звуковое течение с внешним до- (сверх-) звуковым, см., например, обзор [34]. Легко убедиться, однако, что в случае течений с нагружением гравитация не изменяет качественно структуры фазовой плоскости, если только $a \neq 0$. Формально это связано с тем, что правая часть уравнения (26) имеет не более двух нулей в области действительных значений для $\omega \geq 0$. Качественно же причина этого состоит в том, что гравитация, как и массовое нагружение, приводит к уменьшению скорости течения. На рис.4 на плоскости (ξ, m) приведены кривые, соответствующие смене знака правой части уравнения (26), т.е. кривые $m_c(\xi)$, на которых правая часть (26) равна нулю. Точки, в которых $m_c(\xi) = 1$, соответствуют критическим точкам.

Легко видеть, что при увеличении ω в интервале $0 < \omega \leq 2$ функция $m_c(\xi)$ либо нигде не пересекает прямой $m = 1$, либо касается ее, либо

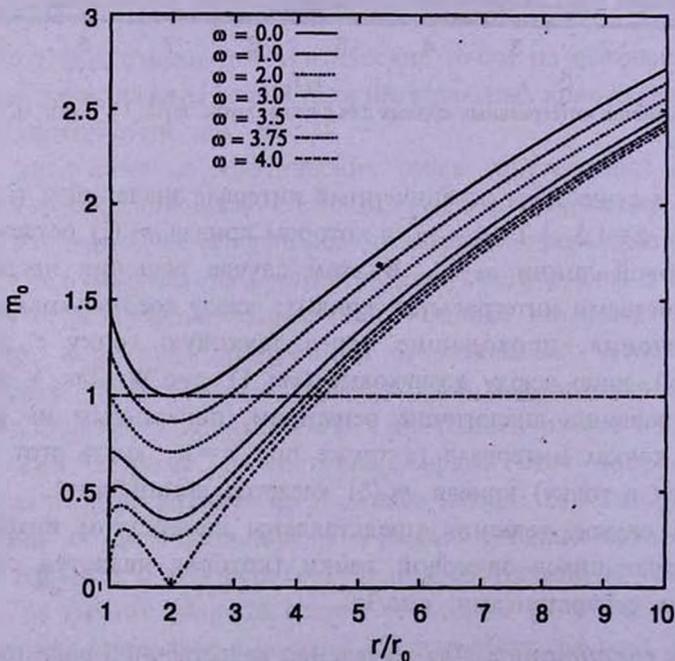


Рис.4. Кривые $m_c(\xi)$, на которых правая часть уравнения (14) меняет знак для значений $\omega = 0, 0.5, 1, 1.5, 2, 2.5, 3, 3.5, 4$ сверху вниз.

пересекает в двух точках. При $\omega > 2$ меньший корень уравнения $m_c(\xi) = 1$ оказывается за пределами области течения $\xi_{min} < 1$, и при последующем увеличении ω в области течения $\xi \geq 1$ существует только один корень. Таким образом, при увеличении роли гравитации, т.е. $\omega > 0$, структура интегральных кривых на плоскости (ξ, m) претерпевает изменения, качественно соответствующие переходу от меньших значений параметра a без критической точки (рис.3а, $a=1.5$) к большим с одной (рис.3с, $a=2$) и с двумя критическими точками (рис.3б, $a=3$), и затем опять к решениям с одной критической точкой, близких к стандартному решению для ветра без массового нагружения, см. [34]: типичный фазовый портрет показан на рис.5, где представлена модель с $\omega = 3.75$, $a = 2$, $\chi = 2$, $\alpha = -4$.

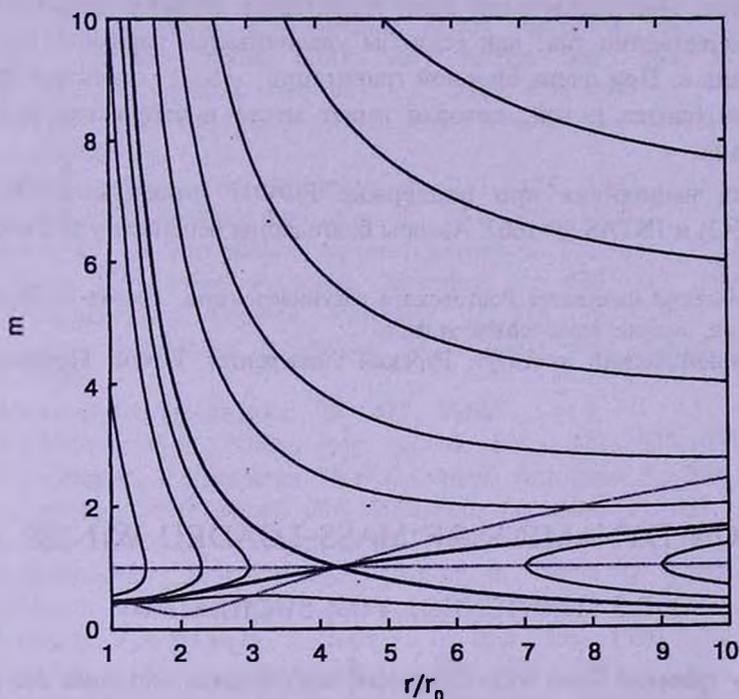


Рис.5. Семейство интегральных кривых для нагруженного течения во внешнем гравитационном поле: $\omega = 3.75$, $a = 2$, $\chi = 2$, $\alpha = -4$.

6. Заключение. Обсуждаемые в работе вопросы можно резюмировать следующим образом:

1. Включение в уравнения движения конденсации (т.е. стока) газа меняет характер стационарных решений. В частности, при постоянных (не зависящих от радиуса) источнике и стоке массы критическая точка смещается тем дальше от центральной звезды, чем эффективнее конденсация.

2. Учет конденсации (стока) газа позволяет описывать физически

корректную задачу о нагруженном ветре, т.е. позволяет избежать расходимости массы нагружения. При степенной зависимости источника и стока от пространственной переменной $S = Ar^\alpha$, $Q = Br^\beta$ это накладывает ограничения на показатели степеней $\alpha < -3$, $\beta < -3$ и устанавливает определенные соотношения между A и B .

3. В зависимости от этого соотношения возможны два типа стационарных решений: первый тип соответствует всюду дозвуковым или всюду сверхзвуковым течениям, не переходящим друг в друга; второй - дозвуковым или сверхзвуковым течениям, отделенным друг от друга сепаратрисами, т.е. критическими течениями.

4. Гравитация не приводит к качественному изменению характера течений в тех случаях, когда $a \neq 0$, т.е. когда существует массовое нагружение. При увеличении роли гравитации характер решений изменяется качественно так, как если бы увеличивался параметр массового нагружения a . При очень сильной гравитации, $\omega \gg 1$, структура фазовой плоскости близка к той, которая имеет место в отсутствие массового нагружения.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проекты 00-02-17689, 02-02-17642) и INTAS 99-1667. Авторы благодарны рецензенту за замечания.

Физический факультет Ростовского госуниверситета, Ростов-на-Дону,
Россия, e-mail: ematvien@phys.rsu.ru
Астрономический институт, Рурский университет, Бохум, Германия

ON DYNAMICS OF MASS-LOADED WINDS

E.E.MATVIENKO, YU.A.SHCHEKINOV

Steady spherical flows with distributed mass sources and sinks are considered: the sources corresponds to mass ejection due to evaporating cloudlets, the sinks to a possible gas condensation through thermal instability. It is shown that three types of flows may exist depending on the efficiency of the mass source: a) either everywhere supersonic or subsonic flows, b) flows with one and c) two critical (sound) points. Gas condensation shifts the critical point (if exists) to outer regions. It is shown that external gravitation does not change qualitatively the flow structure, contrary to the flows without mass sources and sinks.

Key words: *Spherical flows: dynamics*

ЛИТЕРАТУРА

1. *J.E.Dyson, R.J.R.Williams, M.P.Redman*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., **277**, 700, 1995.
2. *S.Lizano, J.Cantó, G.Garay, D.Hollenbach*, Astrophys. J., **468**, 739, 1996.
3. *L.L.Cowie, C.F.McKee, J.P.Ostriker*, Astrophys. J., **247**, 908, 1981.
4. *J.P.Chizé, B.Lazareff*, Astron. Astrophys., **95**, 194, 1981.
5. *J.E.Dyson, N.W.Hartquist*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., **228**, 453, 1987.
6. *R.L.White, K.S.Long*, Astrophys. J., **373**, 543, 1991.
7. *T.W.Hartquist, J.E.Dyson, M.Pettini, L.J.Smith*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., **221**, 715, 1986.
8. *R.J.R.Williams, T.W.Hartquist, J.E.Dyson*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., **446**, 759, 1995.
9. *S.J.Smith*, Astrophys. J., **473**, 773, 1996.
10. *J.M.Pittard, J.E.Dyson, T.W.Hartquist*, Astron. Astrophys., **367**, 1000, 2001.
11. *G.Tabor, J.Binney*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., **263**, 323, 1993.
12. *S.Ikeuchi, C.A.Norman*, Astrophys. J., **375**, 479, 1991.
13. *N.J.Shaviv, A.Dekel*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 2003, submitted, astro-ph/0305527.
14. *L.L.Cowie, C.F.McKee*, Astrophys. J., **211**, 135, 1997.
15. *F.Bertoldi, C.F.McKee*, Astrophys. J., **354**, 529, 1990.
16. *I.Kovalenko, Yu.Shchekinov*, Astron. Astrophys. Transact., **1**, 129, 1992.
17. *R.I.Klein, C.F.McKee, P.Colella*, Astrophys. J., **420**, 213, 1994.
18. *W.G.Mathews, J.N.Bregman*, Astrophys. J., **224**, 308, 1978.
19. *L.L.Cowie, A.C.Fabian, P.E.Nulsen*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., **191**, 399, 1980.
20. *Е.В.Волков*, Астрофизика, **24**, 477, 1986.
21. *P.E.J.Nulsen*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., **221**, 377, 1986.
22. *B.R.McNamara, J.N.Bregman, R.W.O'Connell*, Astrophys. J., **360**, 20, 1990.
23. *C.L.Sarazin, R.W.O'Connell, B.R.McNamara*, Astrophys. J., **397**, L31, 1992.
24. *F.H.Shu, V.Milione, W.Gebel et al.*, Astrophys. J., **173**, 557, 1972.
25. *Е.Е.Матвиеенко, Ю.А.Шекинов*, Астрон. ж., 2004, (в печати).
26. *Н.Камая, Ю.А.Шчekinov*, Astrophys. J., **486**, 840, 1997.
27. *J.C.Houck, J.N.Bregman*, Astrophys. J., **352**, 506, 1990.
28. *G.Einaudi, A.Ferrara*, Astrophys. J., **371**, 571, 1991.
29. *С.А.Каплан, С.Б.Пикельнер*, Физика межзвездной среды, Наука, М., 1979.
30. *L.Spitzer, Jr.*, Physical Processes in the Interstellar Medium, 1978, New York, J.Wiley & S, пер.: Физические процессы в межзвездной среде, Мир, М., 1981.
31. *R.Weaver, R.McCray, J.Castor, P.Shapiro, R.More*, Astrophys. J., **218**, 377, 1977.
32. *Ю.А.Шчekinov*, Geophys. Astrophys. Fluid Dyn., **82**, 69, 1996.
33. *А.А.Галеев, И.Х.Хабибрахманов*, Письма в Астрон. ж., **16**, 468, 1990.
34. *T.E.Holzer, W.I.Axford*, Ann. Rev. Astron. Astrophys., **8**, 31, 1970.