

УДК 533.6.011:523

**РАСЧЕТ ОБТЕКАНИЯ РЕНТГЕНОВСКОГО ИСТОЧНИКА
ЗВЕЗДНЫМ ВЕТРОМ**

КРАСНОБАЕВ К. В., СЮНЯЕВ Р. А.

В нашей Галактике открыто около ста двойных рентгеновских источников, представляющих собой двойные звездные системы. При этом одна из компонент — нормальная звезда, а вторая обычно является нейтронной звездой. Часто нормальная звезда теряет массу посредством сверхзвукового звездного ветра. Некоторая доля вещества звездного ветра оказывается в зоне гравитационного влияния нейтронной звезды и выпадает на поверхность объекта. Характерный размер зоны $R_c = 2GM/u_0^2$ оценивается из условия, что на расстоянии R_c кинетическая энергия газа по порядку величины сравнивается с потенциальной, т. е. $u_0^2/2 \sim GM/R_c$ (G — гравитационная постоянная, M — масса нейтронной звезды, u_0 — скорость звездного ветра).

Процесс выпадения вещества (аккреция) сопровождается мощным энерговыделением, так как радиус нейтронной звезды мал (~ 10 км), а наблюдаемый темп поступления массы достаточно велик ($\sim 10^{16} - 10^{18}$ г/с). В результате скорость энерговыделения L при падении газа составляет $\sim 10^{36} - 10^{38}$ эрг/с. Это намного больше, чем, например, энергия, ежесекундно излучаемая Солнцем ($\approx 4 \cdot 10^{33}$ эрг/с).

Энергия отводится с поверхности нейтронной звезды жестким рентгеновским излучением (энергия квантов $\sim 5 - 70$ кэВ). Нагрев плазмы таким излучением происходит за счет эффекта отдачи при комптоновском рассеянии квантов с $h\nu > 4kT$ на электронах [1] (h — постоянная Планка, ν — частота фотона, k — постоянная Больцмана, T — температура электронов).

Представляет интерес вопрос о взаимодействии жесткого рентгеновского излучения нейтронной звезды с потоком звездного ветра, так как радиационный нагрев может, уменьшая плотность и повышая температуру плазмы вблизи нейтронной звезды, сказаться на темпе аккреции и на светимости источника в рентгеновском диапазоне.

Ниже будет показано, что из-за нагрева течение звездного ветра вблизи источника становится дозвуковым, а плотность газа ρ может уменьшиться более чем на порядок. Это означает, что должен существенно измениться темп аккреции, который в дозвуковом режиме, согласно [2], не превосходит величины, близкой к $\pi G^2 M^2 \rho / a^3$ (a — адиабатическая скорость звука в газе). Данные расчетов указывают также на возможность колебательного режима аккреции, когда ρ уменьшается столь значительно, что светимость рентгеновского источника резко падает. Через некоторое время, достаточное для сноса полости, занимаемой разреженным нагретым газом, вновь создаются условия, благоприятные для аккреции (достаточно высокая плотность и низкая температура газа), и процесс повторяется.

1. Постановка задачи и основные уравнения. В системе координат, связанной с источником, гидродинамические уравнения, описывающие двумерное стационарное течение полностью ионизованной плазмы, состоящей из протонов и электронов, имеют вид

$$\operatorname{div} \rho \mathbf{V} = 0$$

$$\frac{d\mathbf{V}}{dt} = -\frac{1}{\rho} \nabla p, \quad p = \frac{2\rho kT}{m_p}$$

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{1}{\gamma - 1} \frac{p}{\rho} \right) + \frac{p}{\rho} \operatorname{div} \mathbf{V} = q(T, z, r) \tag{1.1}$$

$$q = \frac{Q_+(T_+ - T)}{r^2 + z^2} \tag{1.2}$$

Здесь V — вектор скорости, u , v — его составляющие соответственно по осям z и r , p — давление газа, m_p — масса протона, $\gamma = 5/3$ — показатель адиабаты. Ось z параллельна вектору скорости невозмущенного потока u_0 . Количество энергии, подводимой к единице массы газа в единицу времени, обозначено через $q(T, z, r)$. Постоянные Q_+ и T_+ характеризуют взаимодействие рентгеновского излучения с газом [3].

Формула (1.2) описывает приток энергии к плазме только за счет эффекта комптоновского рассеяния. Однако в звездном ветре всегда присутствует некоторое количество тяжелых элементов. Они не влияют на плотность ρ и давление p из-за своей низкой по сравнению с протонами концентрации. Но вклад тяжелых элементов в энергетический баланс может быть заметным, так как при их фотоионизации газ приобретает энергию, а теряет ее путем высвечивания в линиях ряда ионов. Ясно, что если достаточно велики поток излучения и энергия квантов (она пропорциональна T_+), то даже элементы с высоким потенциалом ионизации почти полностью ионизованы и формула (1.2) справедлива. Оценки, основанные на рассмотрении вклада конкретных ионов в энергетический баланс [4], показывают, что комптоновское рассеяние доминирует на расстоянии R от источника, если $c\rho R^2/(LT_+\sqrt{T}) < 1$, где $c = 1,5 \cdot 10^{38}$ — размерная постоянная. Всюду ниже (за исключением последнего параграфа) это неравенство предполагается выполненным.

Обозначим через ρ_0 плотность газа при $z \rightarrow -\infty$. Соответственно число Маха M_0 в набегающем потоке определим выражением

$$M_0^2 = \frac{u_0^2}{\gamma(2kT_0/m_p)}$$

В дальнейшем принимается $M_0 > 1$.

Согласно [3], в области с характерным размером $R_0 = \pi Q_+ m_p / (6ku_0)$, температура плазмы $T \approx T_+$. Для расстояния R_h , на котором растущая под влиянием радиационного нагрева тепловая энергия плазмы по порядку величины сравнивается с кинетической, из [3] имеем оценку

$$R_h = \frac{2Q_+ T_+}{u_0^3} = \frac{12kT_+}{\pi m_p u_0^3} R_0$$

Обычно $R_0 \ll R_h$ и $R_c \ll R_h$.

Таким образом, задача об обтекании рентгеновского источника звездным ветром сводится к решению системы уравнений (1.1) с граничными условиями

$$\begin{aligned} \rho = \rho_0, u = u_0, v = 0, p = p_0 \quad (z \rightarrow -\infty) \\ v = \frac{\partial u}{\partial r} = \frac{\partial \rho}{\partial r} = 0 \quad (r = 0) \end{aligned} \quad (1.3)$$

На расстояниях, превышающих R_h , приток энергии к газу за счет взаимодействия с излучением невелик и слабо возмущает движение. Вместе с тем для численных расчетов важно знать погрешность, возникающую при постановке граничных условий на конечном расстоянии от источника. В связи с этим обратимся к нахождению поля течения при $R \gg R_h$.

2. Течение газа вдали от рентгеновского источника. Вдали от источника состояние газа слабо возмущено, так что можно положить

$$\begin{aligned} \rho = \rho_0 + \rho', u = u_0 + u', v = v', T = T_0 + T' \\ \rho' \ll \rho_0, u' \ll u_0, v' \ll u_0, T' \ll T_0 \end{aligned}$$

Линеаризуя систему уравнений (1.1) и вводя потенциал скорости φ , получим уравнение

$$(M_0^2 - 1)\varphi_{zz} = \varphi_{rr} + \frac{\varphi_r}{r} - \frac{\alpha}{r^2 + z^2} \quad (2.1)$$

$$\alpha = \frac{m_p Q_+ T_+}{5kT_0}, \quad u' = \varphi_z, \quad v' = \varphi_r$$

В (2.1) учтено, что при $R_0 \ll R_h$ в рассматриваемой области течения $T \ll T_+$.

Производя замену переменной $z = -\sqrt{M_0^2 - 1}x$, из (2.1) будем иметь

$$\varphi_{xx} = \varphi_{rr} + \frac{\varphi_r}{r} - \frac{\alpha}{r^2 + (M_0^2 - 1)x^2} \quad (2.2)$$

Решение (2.2) ищем в виде $\varphi = A \ln x + f(\xi)$, $\xi = r/x$, где постоянная A и функция $f(\xi)$ подлежат определению.

Учитывая, что при $\xi \rightarrow 1$ возмущения скорости должны быть конечными, после интегрирования получим

$$f' = \frac{1}{\xi} \left[A - \frac{\alpha}{M_0 \sqrt{\xi^2 - 1}} \operatorname{arctg} \frac{\sqrt{\xi^2 - 1}}{M_0} \right] \quad (\xi^2 \geq 1)$$

$$f' = \frac{1}{\xi \sqrt{1 - \xi^2}} \left[\frac{\alpha}{2M_0} \ln \left(\frac{M_0 + 1}{M_0 - 1} \frac{M_0 - \sqrt{1 - \xi^2}}{M_0 + \sqrt{1 - \xi^2}} \right) + A \sqrt{1 - \xi^2} \right] \quad (\xi^2 \leq 1) \quad (2.3)$$

$$A = -\frac{\alpha}{2M_0} \ln \frac{M_0 + 1}{M_0 - 1}$$

Воспользовавшись (2.3), можно найти ρ' , u' , v' , T' (а значит, и ρ , u , v , T). Например, на оси симметрии $r = 0$ имеем

$$\begin{aligned} \frac{u'}{u_0} &= \left[\frac{M_0}{6} \ln \left(\frac{M_0 + 1}{M_0 - 1} \right) \right] \frac{R_h}{z}, \quad \frac{p'}{\rho_0 u_0^2} = -\frac{u'}{u_0} \\ \frac{T'}{T_0} &= -\left(\gamma M_0^2 \frac{u'}{u_0} + \frac{\rho'}{\rho_0} \right), \quad \frac{\rho'}{\rho_0} = M_0^2 \left(\frac{1}{3} \frac{R_h}{z} - \frac{u'}{u_0} \right) \end{aligned} \quad (2.4)$$

Последние три равенства в (2.4) являются следствием уравнений энергии и движения в проекции на ось z .

Из (2.4) видно, что в сверхзвуковой области подвод тепла сопровождается торможением газа. Давление в потоке растет. С ростом z увеличиваются также температура и плотность газа. В самом деле, согласно (2.4), $\rho' > 0$, если

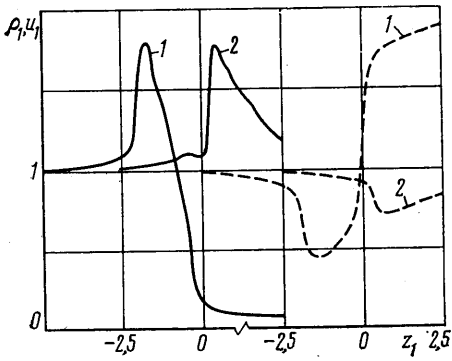
$$F(M_0) = \frac{2}{M_0} - \ln \left(\frac{M_0 + 1}{M_0 - 1} \right) < 0 \quad (2.5)$$

Когда $(M_0 - 1)$ достаточно мало или $M_0 \gg 1$, $F(M_0) < 0$. Но в интервале $1 < M_0 < \infty$ $F'(M_0) > 0$, откуда и следует (2.5). Аналогично можно получить $T' > 0$.

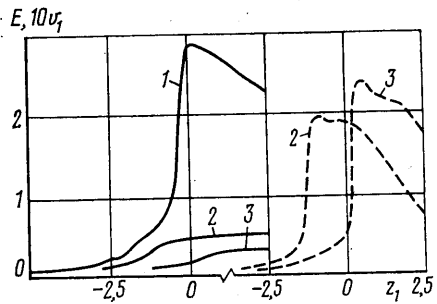
Поскольку $u' < 0$ и $T' > 0$, то число Маха в потоке уменьшается. Характерным является медленное ($\sim z^{-1}$) уменьшение амплитуд возмущений с увеличением расстояния от источника. Следовательно, область численного интегрирования системы гидродинамических уравнений должна иметь характерный размер порядка нескольких R_h .

3. Результаты численных расчетов. Если в (1.1)–(1.3) перейти к безразмерным переменным

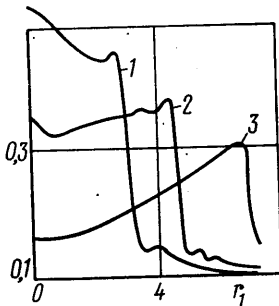
$$z_1 = \frac{z}{R_h}, \quad r_1 = \frac{r}{R_h}, \quad \rho_1 = \frac{\rho}{\rho_0}, \quad u_1 = \frac{u}{u_0}, \quad v_1 = \frac{v}{u_0}, \quad E = \frac{p}{(\gamma - 1)\rho_0 u_0^2}$$



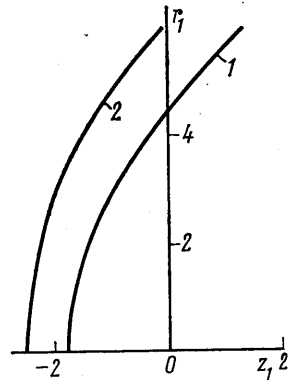
• Фиг. 1



Фиг. 2



Фиг. 3



Фиг. 4

то для определения ρ_1 , u_1 , v_1 , E получим систему уравнений, содержащую только один параметр $2kT_+/m_p u_0^2$, пропорциональный R_h/R_0 . В граничные условия войдет еще один безразмерный параметр M_0 .

Система уравнений для ρ_1 , u_1 , v_1 , E интегрировалась численно. Расчеты проводились методом установления по схеме типа Лакса — Вендроффа (см., например, [5]). Для повышения точности счета вблизи источника осуществлялось разбиение области интегрирования на ряд меньших областей, которые взаимно перекрывались. На входной границе ставились условия, соответствующие невозмущенному потоку. На боковой и выходной границах использовались «мягкие» граничные условия типа экстраполяции искомых функций.

Расчеты обтекания с $M_0=3$ и $R_0/R_h=0,05$ (фиг. 1, 2) свидетельствуют о возникновении ударного фронта перед источником и зоны разреженной плазмы за ним.

На фиг. 1 распределение ρ_1 (сплошные линии) и u_1 (штриховые линии) дается кривыми 1, 2 (соответственно $r_1=0,2$; 4,8). Как следует из фиг. 1, при переходе через ударный фронт плотность газа увеличивается примерно в 1,8 раза. Это меньше, чем для прямого скачка с $M_0=3$. Следовательно, газ перед ударной волной достаточно сильно прогревается излучением. Ускорение потока в дозвуковой области течения сопровождается ростом компоненты скорости u до величины $\sim 2u_0$.

Графики функции E на фиг. 2 (сплошные линии) показывают, что температура газа резко возрастает вблизи источника и медленно падает с увеличением z (кривым 1–3 соответствуют $r_1=0,2$; 2,4; 4,8). Из рассмотрения штриховых линий 2, 3 на фиг. 2 видно, что радиальная компонента скорости v в области течения существенно меньше u и составляет около $0,2u_0$.

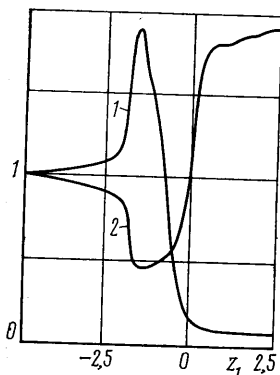
Распределение отнесенного к $\rho_0 u_0^2$ давления по радиусу при различных z_1 иллюстрируется фиг. 3 (кривым 1–3 соответствуют $z_1=-1$; 0; 2). С рос-

том z становится менее выраженным максимум давления на оси симметрии $r=0$ и зависимость $p(r)$ приобретает вид, типичный для одномерных задач о расширении горячего газа.

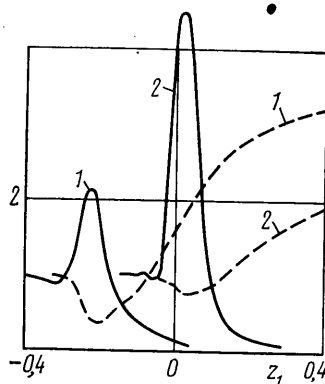
Профиль ударной волны для $M_0=3$ изображен на фиг. 4 (кривая 1). Интересно, что, несмотря на уменьшение наклона ударной волны с ростом z_1 , скачок плотности практически постоянен. Это объясняется тем, что набегающий на ударный фронт газ менее прогрет, чем в лобовой части. Соответственно число Маха в нем выше, чем при малых r_1 .

Данные расчетов показывают, что на расстояниях порядка R_0 $\rho_1 \sim 0,05$, $u_1 \sim 1,5$, $M \sim 0,56$. Эти значения хорошо согласуются с найденными в [3] параметрами газа вблизи источника.

Увеличение M_0 очень слабо сказывается на характеристиках течения (см., например, распределение $\rho_1(z_1)$ и $u_1(z_1)$, представленное на фиг. 5



Фиг. 5



Фиг. 6

соответственно кривыми 1 и 2 для $r_1=0,2$ и $M_0=4$). Это указывает на существование предельного движения в области головной ударной волны при больших M_0 . С уменьшением M_0 , как и следует ожидать, величина отхода ударной волны растет (кривая 2 на фиг. 4; $M_0=1,5$), а интенсивность скачка уменьшается. При достаточно малой температуре T_+ ударная волна вообще не образуется, течение всюду остается сверхзвуковым. Так, при $z_1=0$, $2kT_+/m_p u_0^2=0,2$, $M_0=3$, $r_1=0,4$ число Маха составляет примерно 1,6.

Таким образом, расчеты качественно согласуются с рассмотренной в работе [3] картиной обтекания рентгеновского источника, а для параметров газа вблизи источника имеется и хорошее количественное совпадение.

4. Влияние высвечивания в линиях на обтекание рентгеновского источника. Под действием излучения рентгеновского источника меняется не только температура, но и ионизационный состав звездного ветра. Соответственно изменяется и скорость охлаждения плазмы за счет высвечивания в линиях ионов тяжелых элементов. Детальный расчет процесса весьма сложен, и здесь ограничимся рассмотрением предельного случая остывания горячей плазмы с нормальным космическим обилием элементов, когда скорость высвечивания максимальна.

Охлаждение плазмы за счет излучения в линиях можно учесть в системе (1.1), вводя в правую часть уравнения энергии выражение вида $-\rho W(T)$. Функция $W(T)$ находится по известной кривой потерь энергии на высвечивание (см., например, [4]).

Легко видеть, что в представляющем интерес случае $u_0=10^8$ см/с, $\rho_0/m_p=10^{12}$ см $^{-3}$, $R_0=2 \cdot 10^{10}$ см, $kT_+=25$ кэВ охлаждение существенно уменьшает величину отхода ударной волны.

Результаты расчетов для $M_0=3$ представлены на фиг. 6, где кривые 1, 2 отвечают распределениям $\rho_1(z_1)$ (сплошные линии) и $u_1(z_1)$ (штриховые линии) (1 - $r_1=0,02$; 2 - $r_1=0,32$).

Качественная картина обтекания с учетом высвечивания остается такой же, как и выше. Отметим, однако, одно существенное различие. При достаточно мощном охлаждении в расчетах трудно выделить адиабатический скачок. Тем не менее это, по-видимому, не приведет к существенным ошибкам, так как тепловое состояние газа за разрывом определяется из приближенного равенства притока и оттока энергии. В результате соотношения на скачке разрешаются однозначно [6]. Следствием указанной особенности движения является возникновение тонких плотных слоев сжатого газа. Если приток энергии к сжатому газу мал, то образуется изотермическая ударная волна. В таком случае скачок плотности заметно больше, чем это имело бы место даже для сильной адиабатической ударной волны.

В заключение отметим, что рассмотренные выше особенности сверхзвукового обтекания рентгеновского источника (появление головной ударной волны и полости, занимаемой горячим газом, а также ускорение потока) могут оказаться характерными и для других законов энерговыделения в газе. В частности, для одномерной геометрии достаточно хорошо известны эффекты прогрева газа энергичными частицами и оптическим излучением (см., например, монографии [7, 8] и библиографию к ним). Тогда к рассмотренной выше близка задача о боковом выносе газа из зоны энерговыделения.

В самом деле, пусть σ , Φ — соответственно сечение поглощения и плотность потока энергичных частиц или фотонов, а kT_+ — средняя энергия, подводимая к газу при каждом акте поглощения. Тогда энерговыделение в единицу времени в расчете на единицу массы можно представить в виде $\sigma kT_+ \Phi / m_a$ (m_a — масса поглощающего излучения атома).

Часто в лабораторных условиях поперечные размеры зоны энерговыделения значительно меньше продольных и изменения Φ происходят в плоскости, перпендикулярной направлению распространения излучения. В таком случае задача об обтекании источника сводится к решению системы уравнений (1.1)–(1.2) для плоской геометрии и $q = \sigma kT_+ \Phi / m_a$. Подобно тому как это сделано выше, систему (1.1) можно привести к безразмерному виду и течение будет определяться двумя параметрами M_0 и R_0/R_h (необходимо лишь ввести R_0 и R_h с учетом конкретной зависимости Φ от координат). При такой постановке, очевидно, остаются в силе все качественные выводы на основе приведенных выше расчетов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Левич Е. В., Сюняев Р. А. Нагрев газа вблизи квазаров, ядер сейфертовских галактик и пульсаров низкочастотным излучением. — Астрон. ж., 1971, т. 48, № 3, с. 461–471.
2. Bondi H. On spherically symmetrical accretion. — Mon. Not. Roy. Astron. Soc., 1952, v. 112, № 2, p. 195–204.
3. Краснобаев К. В., Сюняев Р. А. Обтекание рентгеновского источника звездным ветром. — Письма в АЖ., 1977, т. 3, № 3, с. 124–128.
4. Sunyaev R. A. Theory of accretion. Physics and Astrophysics of neutron stars and black holes. Soc. Italiana di Fisico — Bologna — Italy. 1978, p. 697–763.
5. Роуч П. Вычислительная гидродинамика. М.: Мир, 1980. 616 с.
6. Баранов В. Б., Краснобаев К. В. Гидродинамическая теория космической плазмы. М.: Наука, 1977. 335 с.
7. Лоусон Дж. Физика пучков заряженных частиц. М.: Мир, 1980. 438 с.
8. Райзер Ю. П. Основы современной физики газоразрядных процессов. М.: Наука, 1980. 415 с.

Москва

Поступила в редакцию
3.III.1982