

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 17

МАЙ, 1981

ВЫПУСК 2

УДК 524.31

МЕХАНИЗМ НАГРЕВА ЗВЕЗДНОГО ВЕТРА ЗВЕЗД РАННИХ СПЕКТРАЛЬНЫХ КЛАССОВ

Э. Я. ВИЛЬКОВИСКИЙ

Поступила 10 июня 1980

Принята к печати 4 ноября 1980

Показано, что под действием силы лучистого давления ионы элементов типа C III могут двигаться с высокими скоростями (порядка 10^8 см/с) относительно плазмы звездного ветра. Это приводит к нагреванию внешних областей звездного ветра до температуры $T \sim 2 \cdot 10^5$ К. Определены условия действия указанного механизма нагрева.

Спектры многих звезд классов O—B (I, III), содержат в области далекого ультрафиолета эмиссионные линии ионов углерода, азота, кремния и кислорода. Значительные интенсивности и характерные (типа P-Cyg) профили этих линий свидетельствуют о большой потере массы звездами ранних классов, $\dot{M} \sim (10^{-6} + 10^{-8}) M_{\odot}/\text{год}$. Ширины профилей поглощения (в коротковолновых крыльях линий) указывают на скорость истечения звездного ветра $V_{\infty} \approx (1 + 3) \cdot 10^8$ см/с, [1].

Неожиданным результатом спектральных наблюдений на спутнике «Коперник» оказалось присутствие в спектрах, наряду с линиями ионов C III, C IV, N III и др., также линий ионов с высокими потенциалами ионизации — NV и O VI. Этот факт потребовал специальных объяснений, поскольку при температуре истекающего вещества, близкой к эффективной температуре излучения звезд ($T \sim T_{\text{eff}}$, так называемый «холодный ветер»), количество таких ионов должно быть ничтожно малым. Объяснить их присутствие удастся лишь предполагая нагревание истекающего вещества до более высоких температур, $T \sim 2 \cdot 10^5$ К $\gg T_{\text{eff}}$. При этом допускаются два типа моделей: 1. Комбинированная модель с тонкой, порядка десятой доли звездного радиуса «горячей» короной ($\Delta R \sim 0.1 R_*$; $T \approx$

$\approx 5 \cdot 10^6$ К) расположенной в основании «холодного ветра» [2]. 2. «Теплый ветер» с температурой $T \sim 2 \cdot 10^5$ К [3, 4].

В обоих случаях источником нагревания звездного ветра считается диссипация потока газодинамических возмущений (ударных волн), возбуждаемого большим потоком излучения звезды (в отличие от Солнца, конвективный источник шума исключен для звезд ранних классов). Идея такого механизма нагрева оболочек звезд ранних классов была предложена Хирном [5] и развита в работах других авторов. Однако расчеты мощности генерации звука потоком излучения содержат много неопределенностей, так что выбор между моделями типов 1—2 затруднен.

В настоящей работе рассмотрен иной механизм нагревания оболочек звезд с большим лучистым давлением, который можно назвать кинетическим. Обычно считают, что направленная скорость ионов элементов, сильно взаимодействующих с излучением звезды, мала по сравнению с их тепловыми скоростями вследствие большой силы трения, обусловленной столкновениями с положительными ионами в плазме. Более подробный анализ позволяет определить условия, при которых скорость ионов относительно плазмы резко возрастает, так что рассеиваемая ими мощность способна нагревать плазму звездного ветра до высокой температуры.

На ион в потоке излучения действует средняя сила лучистого давления

$$F_L = \frac{1}{c} \Phi(\nu) f_{\nu} \frac{\pi e^2}{m_e c}, \quad (1)$$

$\nu \Phi(\nu)$ — спектральная плотность потока излучения на частоте перехода иона, f_{ν} — сила осциллятора для электронного перехода иона, c — скорость света. Оценка силы лучистого давления и эффективного радиационного ускорения g_L (силы, действующей на грамм вещества) была сделана в пионерских работах Люси и Соломона [6]; более точно, с учетом многих переходов в различных ионах величина g_L была рассчитана в работе Мак Грегора и др. [7]. В этой работе показано, что величина g_L для В—О звезд превосходит гравитационное ускорение g на 1—3 порядка при температуре плазмы $T \sim (10^4 - 10^5)$ К, однако быстро падает при $T > 2 \cdot 10^5$ К, поскольку резонансные линии соответствующих ионов оказываются далеко вне максимума спектральной плотности энергии излучения. Теория генерации звездного ветра под действием силы лучистого давления учитывает также образование глубоких линий поглощения на частотах переходов соответствующих ионов. Эффективная сила лучистого давления при этом определяется величиной оптической толщины в линии, которая зависит от плотности и ускорения вещества, $\tau = \tau(\rho, dV/dr)$ [8].

В настоящей работе мы будем интересоваться группами ионов, направленные скорости которых больше среднеквадратичных значений ско-

рости ионов данного типа, так что их доплеровские сдвиги больше ширины линии поглощения, и поэтому поглощением будем пренебрегать.

Среднюю силу давления радиации на один ион удобно выразить через величину радиационного ускорения g_L , рассчитанную в работе Мак Грегора и др. [7] для различных значений эффективной температуры звезды T_{eff} и температуры плазмы T (величина g_L рассчитана для расстояния $R = 1.7$ радиуса звезды R_*).

$$F_L(R) = \frac{g_L A}{\sum \alpha_i} \left(\frac{R}{1.7 R_*} \right)^{-2},$$

где $A \approx 2 \cdot 10^{-24}$ — средний атомный вес, α_i — обилие наиболее распространенных элементов (кроме гелия и водорода), $\sum \alpha_i \approx 10^{-3}$. Получим в численном выражении:

$$F_L(r) \approx 5.8 \cdot 10^{-17} g_4 r^{-2}, \quad (2)$$

где $r = R/R_*$ — расстояние от центра звезды, выраженное в звездных радиусах, $g_4 = g_L/10^4$.

Сила трения при движении иона с зарядом Z со скоростью v в водородной плазме может быть приближенно записана в виде

$$F_T \approx v m_e \nu_{ez} \left(1 + \sqrt{\frac{m_p}{m_e}} \frac{1}{1 + (v/v_{tr})^3} \right), \quad (3)$$

где m_e и m_p — массы электрона и протона; v_{tr} — средняя тепловая скорость протонов, $\nu_{ez} = \frac{4}{3} \sqrt{2\pi} \frac{Z^2 e^4 N \ln \Lambda}{m_e^{1/2} (kT)^{3/2}}$ — частота соударений тепловых электронов с ионом Z ; N — электронная плотность, $\ln \Lambda$ — кулоновский логарифм.

Второй член в скобках описывает вклад силы трения со стороны протонов плазмы. Эта сила в $\sqrt{m_p/m_e} \sim 43$ раза больше силы электронного трения ($F_e = v m_e \nu_{ez}$) при $v \ll v_{tr}$, однако резко падает (как $(v_{tr}/v)^3$) при $v > v_{tr}$, и тогда сила трения определяется электронами. Как впервые отмечено А. В. Гуревичем [9], рассмотревшим движение многозарядных ионов в плазме в электрическом поле, переход ионов в состояние с высокой скоростью $v \gg v_{tr}$ возможно непосредственно из состояния $v < v_{tr}$ вследствие своеобразного „туннельного эффекта“, обусловленного видом функции распределения скоростей ионов Z (рис. 1). На рис. 1 кривая изображает ход силы трения (3), стационарные значения \bar{v}_1 , \bar{v}_2 средней скорости ионов Z определяются равенством $F_L = F_T$. При $F_L > F_1$ становится возможным переход $\bar{v}_1 \rightarrow \bar{v}_2$.

(пунктир), при $F_L \gg F_k$ большинство ионов Z переходит в состояние с высокой направленной скоростью \bar{v}_2 . Хотя природа регулярной силы, действующей на ионы Z , в нашем случае иная, основные результаты работы Гуревича [9] справедливы, и мы получим $F_k \approx 1.2 F_1$,

$$F_1 \approx \left(\frac{3m_e}{2\pi M_z} \right)^{1/3} Z^2 \frac{4\pi e^4 N \ln \Lambda}{kT},$$

где M_z — масса иона Z .

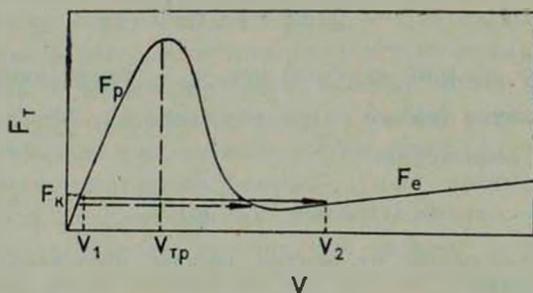


Рис. 1. Переход ионов в состояние с большой направленной скоростью под действием регулярной силы.

В численном выражении,

$$F_k \approx 7.8 \cdot 10^{-16} q \frac{Z^2 N_{10}}{T_4} \text{ дн}, \quad (4)$$

где $q \sim 1$ меняется слабо (в численных оценках будем ею пренебрегать), N_{10} — электронная плотность в единицах 10^{10} см^{-3} , T_4 — температура плазмы в единицах 10^4 К . Сравнивая (2) и (4), получим, что для перехода в состояние с высокой скоростью необходимо $F_L > F_k$, то есть

$$g_1 \geq 12 \cdot r^2 Z^2 \frac{N_{10}}{T_4}. \quad (5)$$

Характерная величина $g_L \approx 7 \cdot 10^5 \text{ г/см}^2$ при $T_{eff} \sim 3 \cdot 10^4 \text{ К}$. Таким образом, переход в состояние с высокой скоростью возможен при $T \sim T_{eff}$, $N \leq 10^{10} \text{ см}^{-3}$. Считая $T \approx T_{eff}$, мы можем определить условие перехода $\bar{v}_1 \rightarrow \bar{v}_2$ через параметры звездного ветра с помощью уравнения неразрывности течения

$$4\pi R^2 V \rho = \dot{M}, \quad (6)$$

где \dot{M} — скорость потери массы звездой, ρ — плотность, V — скорость течения, $R = r R_*$ — расстояние от центра звезды.

Выражая отсюда электронную плотность $N \simeq \rho/A \equiv \dot{M}/(4\pi R^2 V A)$ и подставляя в (5), получим в численном выражении

$$V_7 > V_7^k \simeq \frac{21}{g_4} \frac{M_6 Z^2}{r_{*5}^2 T_4} \quad (7)$$

где V_7 — скорость потока в единицах 10^7 см/с, M_6 — скорость потери массы в единицах $10^{-6} M_\odot/\text{год}$, r_{*5} — радиус звезды в единицах $50 R_\odot$. При характерных значениях параметров сверхгиганта $M_6 \sim 1$, $r_{*5} \sim 1$, $g_4 \simeq 70$, $T_4 \simeq 3$ и для $Z = 2$ (С III) получим $V \geq 4 \cdot 10^6$ см/с.

Таким образом, условия для перехода ионов во второе состояние достигаются обычно в области сверхзвукового течения и не выполняются нигде, если $V^k > V_-$. Легко видеть, что при выполнении условия (5) и (7) происходит быстрое нагревание плазмы. Для этого рассмотрим уравнение теплового баланса плазмы

$$\frac{d}{dt} (2NkT) = W_+ - W_-, \quad (8)$$

где $W_+ = N_2 F_L v_2$ — мощность, рассеиваемая ионами, движущимися со скоростью v_2 (их плотность $N_2 \simeq \alpha N n_2$); W_- — мощность охлаждения, которую во внешней части звездного ветра (оптически тонкой) можно приближенно считать равной излучательной способности плазмы W_R (при $T > T_{eff}$). В области $T \sim 2 \cdot 10^4 - 2 \cdot 10^5$ К, $W_R \approx \beta T_4 N^2$, ($\beta \approx 10^{-22}$ эрг см³/с); при $T > 2 \cdot 10^5$ К, W_R быстро падает ($W_R \propto T^{-2}$) [10]. Таким образом, уравнение теплового баланса имеет вид

$$\frac{d}{dt} (2NkT) \simeq \alpha N n_2 F_L \bar{v}_2 - \beta T_4 N^2.$$

С учетом $v_2 = F_L / (m_e v_{e2}) \simeq 4.8 \cdot 10^6 T_4^{1/2} F_L / F_k$ см/с (при $F_L > F_k$), $F_L \simeq 5.8 \cdot 10^{-17} g_4 r^{-2}$; $N_{10} \simeq 4.5 \cdot 10^{-3} (g_4 T_4) / (r^2 Z^2)$; $F_k \simeq 7.8 \cdot 10^{-16} Z^2 (T_4 / N_{10}) \times \ln T_1 / N_{10}$, получим в численном выражении

$$\frac{dT}{dt} \simeq 4 \cdot 10^5 \frac{g_4}{r^2} \frac{N_k}{N} \left[2.8 \cdot 10^{-3} n_2 T_4^{1/2} - 0.8 \cdot 10^{-5} \left(\frac{T_{04}}{Z_{eff}} \right)^2 \left(\frac{N}{N_k} \right)^2 \right]. \quad (9)$$

Здесь электронную плотность N в выражении для W_- мы выразили через ее критическое (переход $\bar{v}_1 \rightarrow \bar{v}_2$) значение, поэтому во втором члене в скобках T_{04} — исходное значение температуры холодного ветра, $T_{04} \simeq T_{eff}$; величина Z_{eff} возрастает по мере нагревания и дальнейшей ионизации плазмы. Поскольку исходные значения $T_4 / Z_{eff} \sim 1$, полагая $N / N_k = 1$, найдем из (9), что при переходе ионов во второе состояние ($n_2 \geq 0.3$) всегда происходит разогрев ветра*.

* В силу условия (5) нагревание плазмы способствует переходу $v_1 \rightarrow v_2$.

Максимальная температура $T_m \sim 2 \cdot 10^5$ К достигается за время $t \lesssim 10^3$ с при $g_1 \gtrsim 10$, $r \sim 1.1$. Разогрев приведет к изменению скорости течения, поэтому для получения полной картины изменения параметров плазмы следует решать уравнения течения звездного ветра с условием „включения“ добавочного механизма нагрева при достижении условий $N \leq N_k$ или $V(r) \geq V^*$ (7). Если скорость истечения имеет неоднородности, переход к состоянию v_2 и нагревание происходят преимущественно в зонах высокоскоростного течения.

Сила лучистого давления на ионы с большим зарядом (типа O VI, NV) резко падает, поэтому такие ионы будут находиться обычно в состоянии с малой относительной скоростью \bar{v}_1 , нагревание плазмы уменьшается и рост температуры ограничен величиной $T \lesssim 2 \cdot 10^5$ К.

Обсудим основные выводы работы и сопоставим их с данными наблюдений.

1. Применяя критерий действия кинетического механизма нагрева (7) к звездам, для которых имеются оценки потери массы, найдем, что звездный ветер большинства звезд O—В класса должен быть нагрет до температуры $T \sim 2 \cdot 10^5$ К. Вместе с тем в отдельных случаях anomalно большой поток массы или малая скорость течения исключают переход к состоянию \bar{v}_2 и в этих случаях ветер может остаться «холодным». Такой вывод не противоречит наблюдениям.

2. Поскольку нагревается лишь внешняя область течения, где $N \leq 10^{10}$ см⁻³, оценка меры эмиссии «теплого» ветра не превышает верхнего предела полученного из наблюдений в рентгеновской области спектра ($\epsilon \sim 0.25$ кэВ) (по данным HEAO-B спутника [11]).

3. Скорости ионов относительно плазмы во втором состоянии (v_2) велики,

$$\bar{v}_2 \simeq 4.8 \cdot 10^6 T_4^{1/2} F_L / F_k;$$

при $T \approx 10^5$ К, $F_L \sim (1 \div 10) F_k$, $\bar{v}_2 \approx (1.5 \div 15) \cdot 10^7$ см/с.

Отсюда следует вывод, что оценки скорости потока плазмы по сдвигу линий ионов типа C III, (малые Z , большое лучистое давление) завышены на величину \bar{v}_2 : $v_{CIII} = V + \bar{v}_2$. Вместе с тем, кажущееся ранее парадоксальным уменьшение скорости ионов типа O VI по сравнению с низкотемпературными (типа C III) ионами находит простое объяснение: ионы O VI находятся в состоянии v_1 и, следовательно, сдвиги их линий характеризуют истинную скорость потока ветра,

$$v_{OVI} \approx V.$$

Таким образом, предложенный здесь механизм нагрева способен объяснить основные факты наблюдений горячих звезд в области далекого ультрафиолета. Сказанное не исключает вклада гидродинамического механизма нагрева, поскольку течение под действием лучистого давления заведомо неустойчиво, особенно вблизи звуковой точки. Однако эта неустойчивость (*imperfect flow*) будет проявляться скорее в переменности спектров, а нагревание плазмы обеспечивается кинетическим механизмом при достижении критических условий.

Астрофизический институт
АН Каз. ССР

HEATING MECHANISM FOR STELLAR WINDS OF EARLY-TYPE STARS

E. Ya. VILKOWISKY

It is shown that radiation pressure forces can move C III-type ions with high velocity (about 10^8 km/s) relative to the stellar wind plasma. This leads to the heating of the upper regions of expanding envelopes of early-type stars.

ЛИТЕРАТУРА

1. T. P. Snow, D. C. Morton, *Ap. J.*, Suppl. ser., 32, 429, 1973.
2. J. P. Cassinelli, G. Olson, R. Stallo, *Ap. J.*, 220, 573, 1978.
3. H. J. G. L. M. Lamers, J. B. Rogerson, *Astron. Astrophys.*, 66, 417, 1978.
4. H. J. G. L. M. Lamers, T. P. Snow, *Ap. J.*, 219, 504, 1978.
5. A. G. Hearn, *Astron. Astrophys.*, 40, 355, 1975.
6. L. B. Lucy, P. M. Solomon, *Ap. J.*, 159, 879, 1970.
7. K. B. MacGregor, L. Hartmann, J. C. Raymond, *Ap. J.*, 231, 514, 1979.
8. В. В. Соболев, *Астрон. ж.*, 27, 81, 1950.
9. А. В. Гуревич, *ЖЭТФ*, 40, 1825, 1961.
10. Э. Я. Вильковиский, С. О. Обааев, *Физика корональных структур*, Алма-Ата, 1979.
11. J. P. Cassinelli, J. I. Castor, H. J. G. L. M. Lamers, *P.A.S.P.*, 90, 496, 1978.