

УДК: 524.3—7

ФИЗИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ТЕЧЕНИЯ ЗВЕЗДНОГО ВЕТРА  
ГОРЯЧИХ ЗВЕЗД

Э. Я. ВИЛЬКОВИНСКИЙ

Поступила 24 февраля 1986

Принята к печати 20 марта 1987

На основе анализа уравнений истечения вещества под действием давления излучения в линиях, с учетом «кинетического» механизма нагревания плазмы рассмотрены основные свойства течений звездных ветров O—В-звезд.

1. *Введение.* Наблюдения последнего десятилетия в далеком ультрафиолете, инфракрасной области спектра и в радиодиапазоне свидетельствуют о большой потере массы горячими звездами с  $T_{\text{эфф}} \sim 10^4$ — $10^5$  К. Основной причиной истечения вещества этих звезд является лучистое давление в резонансных линиях ионов наиболее распространенных тяжелых элементов (C, N, O, Si и др.), на что впервые указал С. Б. Пикельнер в 1947 г. [1]. Основы теории истечения с учетом этого эффекта были сформулированы в работе Люси и Соломона [2].

В дальнейшем развитие наблюдений стимулировало большое число работ по теории истечения вещества звезд ранних спектральных классов [3—6]. Однако до сих пор отсутствует физическая теория, с достаточной полнотой объясняющая основные данные наблюдений; для их интерпретации предложен ряд конкурирующих моделей — теплового ветра [7], горячей короны в основании холодного ветра [8] и др.

В настоящей работе делается попытка объяснить основные свойства звездных ветров O—В-звезд с единой точки зрения, на основании действия главного фактора — лучистого давления в резонансных линиях, без привлечения добавочных предположений об ударных волнах, корональных магнитных петлях, различии структурных элементов поверхности и т. п. Покажем, что этой основы достаточно по крайней мере для качественной интерпретации таких фактов наблюдений, как появление «сверхионизированных» ионов типа OVI, NV и образование узких линий поглощения на широких крыльях поглощения в профилях линий типа P Cyg.

2. *Взаимодействие излучения звезды с веществом звездного ветра.* Поток излучения звезды взаимодействует с веществом оболочки посредством комптон-эффекта, фотоионизации и резонансного рассеяния в линиях. В общем случае при всех этих процессах происходит изменение импульса и внутренней энергии вещества, однако для О—В-звезд обычно достаточно учитывать при комптоновском рассеянии только передачу импульса, а при ионизации — только нагревание плазмы (давление излучения при ионизации меньше давления вследствие рассеяния на электронах в основной области течения). Передачу импульса при комптоновском рассеянии удобно учитывать, вводя «эффективное ускорение притяжения».

$$g = g_G (1 - \Gamma),$$

где  $g_G = \frac{GM_*}{r^2}$  — ускорение силы тяжести,  $\Gamma = L/L_{\text{Эд}}$  — отношение светимости звезды к ее «эддингтоновской» светимости  $L_{\text{Эд}} \approx 1.3 \cdot 10^{38} M/M_{\odot}$  эрг/с. Величина  $\Gamma$  редко превышает 10% для О-В-звезд. Как показано в работе [4], фотоионизационный нагрев способен обеспечить почти изотермическое течение ветра горячих звезд с электронной температурой  $T_e \sim 0.9 T_{\text{эфф}}$ . Для объяснения наблюдаемых количеств ионов в высокой стадии ионизации (типа О VI, NV) требуется предположение о добавочном нагревании плазмы до температуры  $T_e \gg T_{\text{эфф}}$ .

Рассмотрим теперь более подробно основной процесс взаимодействия излучения звезды с плазмой звездного ветра О—В-звезд — резонансное рассеяние излучения в линиях ионов, при котором могут быть существенны как передача импульса, так и нагревание вещества. Коэффициент поглощения (на грамм вещества) при резонансном рассеянии на частоте  $\nu_j$  (соответствующая длина волны  $\lambda_j = c/\nu_j$ ) есть

$$K_j = \frac{\pi e^2}{m_e c} g_j f_j N_j / \rho,$$

где  $g_j$  и  $f_j$  — фактор Гаунта и сила осциллятора,  $N_j = N_{H^+} n_i n_j$  — плотность ионов атома  $A$  в нижнем состоянии перехода  $\lambda_j$ ,  $\rho$  — плотность плазмы,  $n_i$  — доля ионов в нижнем состоянии  $\lambda_j$ ; более точное выражение для  $K_j$  должно учитывать кроме поглощения также вынужденное излучение, здесь мы его для простоты приводить не будем. Важной особенностью лучистого давления при резонансном рассеянии в линиях является его зависимость от градиента скорости течения плазмы  $dv/dr$ , поскольку от этой величины зависит перенос излучения в резонансных линиях. В приближении В. В. Соболева [9], оптическая толща в линии

$$\tau_j = K_j / \Delta \nu_j \cdot \rho v_{Tl} / (dv/dr), \quad (1)$$

где  $v_{Ti} = \sqrt{kT/m_i}$  — тепловая скорость иона,  $\Delta v_j = v_j \frac{v_{Ti}}{c} = v_{Ti}/\lambda_j$  — доплеровская ширина линии  $v_j$ , отсюда  $\tau_j = K_j \lambda_j \rho / (dv/dr)$ .

Доля потока излучения, поглощаемого граммом вещества при произвольной величине  $\tau_j$ , выражается в теории Соболева приближенной формулой

$$\Delta F(v_j) \simeq K_j B_j(r) \cdot (1 - e^{-\tau_j})/\tau_j, \quad (2)$$

где  $B_j(r)$  — поток излучения фотосферы в точке  $r$  на частоте  $v_j$ . Отсюда для лучистого ускорения вследствие рассеяния излучения в линии  $\lambda_j$  имеем

$$G_j = \Delta F/c \simeq K_j B_j/c \cdot (1 - e^{-\tau_j})/\tau_j. \quad (3)$$

Заметим, что выражение (3) не учитывает конечных размеров диска звезды (приближение радиальности потока излучения), многократного рассеяния и перекрытия различных линий. Соответствующие поправки сильно усложняют анализ проблемы. Поскольку эти поправки не слишком велики и не могут изменить сущности явления, мы их рассматривать здесь не будем.

Полное ускорение вследствие резонансного рассеяния есть сумма ускорений в отдельных линиях,  $G_R = \sum_{j=1}^N G_j$ . Среди большого числа резонансно рассеивающих линий плазмы часть из них,  $N_0$ , оптически тонки ( $\tau_j \ll 1$ ), а другие  $N_\tau = N - N_0$  — оптически толсты. Соотношение  $N_0/N_\tau$  зависит от ряда параметров, в частности — от градиента скорости течения  $dv/dr$ . Используя приближенные выражения для лучистого ускорения при больших и малых  $\tau_j$ , можно представить полное ускорение в виде суммы  $G_R = G_0 + G_\tau$ , где

$$G_0 = 1/c \sum_{j=1}^{N_0} B_j K_j \text{ для } \tau_j \ll 1,$$

$$G_\tau = (dv/dr)/c \rho \cdot \sum_{j=1}^{N_\tau} B_j/\lambda_j \equiv A dv/dr \text{ для } \tau_j \gg 1.$$

Выражение

$$G_R = G_0 + A dv/dr \quad (4)$$

имеет приближенный характер; легко учесть соответствующую поправку для линий с  $\tau_j \sim 1$ .

Рассмотрим изменение внутренней (тепловой) энергии плазмы при рассеянии излучения в резонансных линиях. Импульс поля излучения непосредственно передается главным образом ионам тяжелых элементов, составляющих малую добавку в водородно-гелиевой плазме ветров О—В-звезд. Эти ионы затем передают импульс плазме в целом вследствие столкновений, действие которых может быть описано в форме силы трения со стороны положительных ионов и электронов плазмы, тормозящих движение иона. Повтому существует некоторый «ток» резонансно рассеивающих ионов относительно плазмы и связанная с ним диссипация энергии (нагревание плазмы). Мощность этого нагрева  $Q_1$  невелика, пока скорость ионов мала по сравнению с тепловой скоростью протонов плазмы  $v_{Tp}$ , но резко растет ( $Q_2 \gg Q_1$ ), если скорость ионов превосходит  $v_{Tp}$  и становится близкой к тепловой скорости электронов. Как показано в работе [10], во внешней части ветров О—В-звезд обычно реализуется последний случай, что может привести к нагреву ветра до  $T_e \approx (2 \div 3) \cdot 10^5$  К.

Соответствующая объемная мощность нагрева

$$Q_2 \approx \sum_i v_{2i} \cdot N_{2i} \cdot f_{Ri} \quad (5)$$

где  $N_{2i}$  — плотность ионов данного типа в состоянии с высокой скоростью  $v_{2i}$ ,  $f_{Ri}$  — сила давления излучения на данный ион.

Заметим, что такое нагревание плазмы полем излучения не противоречит законам термодинамики вследствие «двуступенчатого» механизма передачи энергии: вначале образуется направленный поток ионов со скоростью  $v_{2i}$ , а затем энергия его направленного движения диссипирует в тепловую энергию плазмы.

Вследствие малости примеси тяжелых элементов, образование быстрых ионов воздействует на динамику потока не прямо, а косвенно — через изменение температуры течения.

3. Уравнения течения. Рассмотрим систему уравнений течения стационарного, сферически-симметричного звездного ветра с учетом определенных выше процессов взаимодействия излучения и вещества. В общей форме уравнения неразрывности, динамики и энергетики течения запишем в виде

$$\left. \begin{aligned} 4\pi\rho v r^2 &= \dot{M}, \\ v \frac{dv}{dr} &= -\frac{1}{\rho} \frac{dP}{dr} - g + G_R, \\ \operatorname{div} F_B &= Q, \end{aligned} \right\} \quad (6)$$

где  $\rho(r)$  и  $v(r)$  — плотность и скорость плазмы;  $P = NkT$  — газовое

давление ( $N = \sum_A N_A$  — полное число всех сортов частиц плазмы в единичном объеме);  $g$  — эффективное ускорение притяжения,  $G_R$  — ускорение лучистого давления в линиях,  $F_B$  — полный поток энергии вещества ветра,  $Q$  — разность объемных мощностей источников нагрева и охлаждения плазмы. Система (6) содержит величины ( $G_R$ ,  $Q$  и др.), зависящие от состояния ионизации плазмы, поэтому ее следует дополнить уравнениями ионизационного баланса и переноса ионизирующей радиации. Для простоты мы этих уравнений здесь выписывать не будем. Обычно ионизационный состав плазмы меняется слабо, и в первом приближении зависящие от него величины можно считать постоянными — кроме случая сильного нагрева ветра. Вводя обозначение  $a^2 = kT \cdot \sum_A N_A / \sum_A m_A N_A = \frac{kT}{\mu} \approx \frac{2kT}{m_p}$  ( $\mu$  — средняя масса частиц,  $m_p$  — масса протона) и объединяя уравнение Эйлера с уравнением неразрывности, запишем систему уравнений течения в виде

$$\left. \begin{aligned} \frac{dv}{dr} &= \frac{v}{v^2 - a^2} \left( \frac{2a^2}{r} - \frac{da^2}{dr} - g + G_R \right) \\ \frac{da^2}{dr} &= -\frac{2}{3} a^2 \left( \frac{1}{v} \frac{dv}{dr} + \frac{2}{r} \right) + \frac{2}{3\rho v} (\chi(T, \rho) + Q_2 + \text{div } F_\tau), \end{aligned} \right\} \quad (7)$$

где  $\chi(T, \rho)$  — разность объемных мощностей нагрева ионизацией и охлаждения излучением,  $F_\tau \approx 10^{-6} T_e^{5/2} \nabla T_e$  — поток электронной теплопроводности,  $Q_2$  — мощность дополнительных источников нагрева.

Численное решение системы (7) совместно с уравнениями ионизации требует громоздких расчетов параметров плазмы на каждом шаге интегрирования, что ведет к большим затратам машинного времени. Поэтому ниже будет представлен качественный анализ свойств течения ветров О—В-звезд, отчасти основанный на нашем опыте численных решений упрощенных, «макетных» вариантов системы (7).

Предварительно сделаем некоторые замечания об отличии течения под действием силы давления излучения в линиях (зависящей от градиента скорости) от изученных ранее течений типа солнечного ветра. Для этого рассмотрим уравнение изотермического течения ( $a^2 = \text{const}$ ).

$$\frac{dv}{dr} = \frac{v}{v^2 - a^2} \left[ \frac{2a^2}{r} - g + G_R \left( \frac{dv}{dr} \right) \right]. \quad (8)$$

Для течений паркеровского типа  $G_R \left( \frac{dv}{dr} \right) = 0$  уравнение содержит особую точку, при которой числитель и знаменатель правой части уравнения обращаются в нуль:  $v^2 = a^2$ ,  $\frac{2a^2}{r} = g$ . Эту особую точку

(типа „седла“) принято называть звуковой точкой, хотя величина  $a$  и не равна строго скорости звука.

Наличие в правой части силы, зависящей от градиента скорости, меняет характер течения в звуковой точке. Действительно, при  $v = a$  условие  $G_R \left( \frac{dv}{dr} \right) = g - \frac{2a^2}{r}$  однозначно определяет значение  $dv/dr$  в этой точке. Особая же точка (в которой  $dv/dr$  не определена) смещается в область большей скорости. Наглядно это смещение видно в случае аппроксимации величины  $G_R$  линейным выражением (3)

$$G_R = G_0 + A \cdot dv/dr,$$

позволяющим разрешить уравнение (8) относительно  $dv/dr$ :

$$\frac{dv}{dr} = \frac{v}{v^2 - a^2 - Av} \cdot \left( \frac{2a^2}{r} - g + G_0 \right). \quad (9)$$

В звуковой точке  $a = v$ ,  $\frac{dv}{dr} = -(2a^2/r - g + G_0)/A$ . Особая точка возникает при  $v_k = A/2 + \sqrt{A^2/4 + a^2}$ . Для физической интерпретации такого положения особой точки требуется, по-видимому, анализ нестационарных течений (уравнений в частных производных, содержащих время). Аббот [11] трактует  $v_k$  как скорость волн, возникающих под действием силы  $G_R (dv/dr)$ . На уровне обыкновенных дифференциальных уравнений мы лишь констатируем появление новой характерной величины скорости  $v = v_k$ . Напомним, что величины  $G_0$  и  $A$  в выражении (4) неявно зависят от величины  $dv/dr$ , которая входит в  $\tau_j$  и определяет соотношение чисел оптически тонких и оптически толстых линий.

4. Анализ общих свойств течений, ускоряемых резонансным рассеянием излучения в линиях. Запишем уравнение (9) в виде

$$\frac{dv}{dr} = \frac{2a^2/r + G_0 - g}{B - A}, \quad (10)$$

где  $B = v(1 - a^2/v^2)$ .

В общем случае величина  $A = dG_R/d \left( \frac{dv}{dr} \right)$ ;  $G_0 = G_R - A \cdot \frac{dv}{dr}$ .

Величины  $A$  и  $G_0$  являются непрерывными функциями оптических толщ в линиях  $\tau_j = k_j \lambda_j \rho / (dv/dr)$ ; удобно определить не зависящую от параметров линий величину  $\tau \propto \rho / (dv/dr)$ , от которой зависят  $A$  и  $G_0$ . Далее для простоты мы будем пользоваться приближенным выражением (4), в котором  $A$  и  $G_0$  являются „ступенчатыми“ функциями  $\tau$ ,

но при построении графиков будем их трактовать как непрерывные функции.

Рассмотрим свойства решений уравнения (10) в зависимости от величины темпа потери массы звезды  $M$ . На рис. 1 представлено поведение величин  $B$  и  $A$ , входящих в знаменатель правой части (10).

Величина  $A = \frac{1}{c\rho} \sum_{j=1}^{N_2} B_j/\lambda_j \propto \frac{v}{M} \cdot \sum(\tau)$ , зависит от скорости  $v$  и  $M$  явно

( $\rho = M/4\pi r^2 v$ ) и неявно через  $\sum B_j/\lambda_j \equiv \sum(\tau)$ . Поэтому величины  $A(v, \tau)$  при различных (фиксированных) значениях  $\tau$  изобразятся пучком прямых, выходящих из начала координат  $(A, v)$ . При уменьшении  $\tau$ , угол между прямой  $A(v, \tau)$  и осью  $v$  уменьшается. Тангенсы углов наклона всех прямых  $A(v, \tau)$  уменьшаются также с ростом  $M$ , поскольку  $A \propto v \cdot \sum(\tau)/M$ .

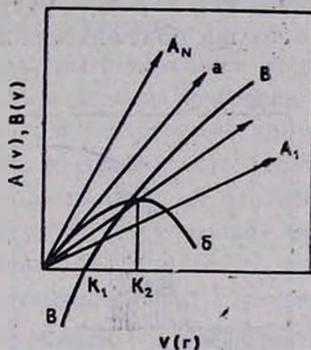


Рис. 1. Зависимость величин  $A$  и  $B$  от скорости (пояснения в тексте).

Из наблюдений известно, что звуковая и особая точки течений ветров  $O$ — $V$ -звезд расположены вблизи фотосферы, при  $r_k/R_* < 2$ . Поскольку величина  $2a^2/r_k$  в числителе правой части (10) мала по сравнению с  $g$  и  $G_0$ , условие равенства числителя нулю в особой точке практически определяет величину  $\tau_k$  в этой точке ( $G_0(\tau_k) \simeq g$ ), а значит и единственную прямую  $A(v, \tau_k)$ , пересекающую линию  $B(v)$  в особой точке. Поскольку наклон этой линии зависит от  $M$ , возможны три случая поведения решений уравнения (10):

1) При достаточно малых  $M$ , линия  $A(v, \tau_k)$ , определенная условием  $G_0 \simeq g$ , не пересекает  $B$  (линия  $a$  на рис. 1). Это означает, что нет решений (10) с особой точкой вблизи фотосферы. Существуют решения без особой точки (точнее, с особой точкой, удаленной на  $r_k > 100 R_*$ , где „срабатывает“ зависимость величин  $g$ ,  $G_0$ ,  $\tau$  от  $r$ ). Градиент скорости всюду мал, предельная скорость  $v_\infty$  мала

2) При увеличении потока массы  $\dot{M}$ , линия  $A(v, \tau_k)$  (при  $G_0 \simeq g$ ) пересекает линию  $B$ , через эту особую точку проходит трек б (рис. 1), изображающий решение уравнения (10). На оси  $v$  точками  $K_1$  и  $K_2$  отмечены соответственно звуковая и особая точки. Поскольку величина  $\tau_k \propto M / \left( 4\pi r_k^2 v \frac{dv}{dr} \right)$  фиксирована условием  $G_0 \simeq g$ , увеличение  $\dot{M}$  ведет к увеличению  $dv/dr$  в особой точке, которая приближается к звуковой, а та, в свою очередь, приближается к фотосфере. При умеренных значениях  $\dot{M}$ , решение (10) всегда существует и устойчиво при  $v \leq v_k$ , однако выше особой точки, при  $v > v_k$  может возникнуть „градиентная“ неустойчивость течения, определяемая зависимостью  $G_R(dv/dr)$ . Если числитель (10) растет быстрее знаменателя (величины числителя и знаменателя показаны вертикальной штриховкой на рис. 2 а, б),  $dv/dr$  резко растет и  $G_R$  приближается к максимуму; оптические толщи большинства линий малы, предельная скорость  $v_\infty$  велика.

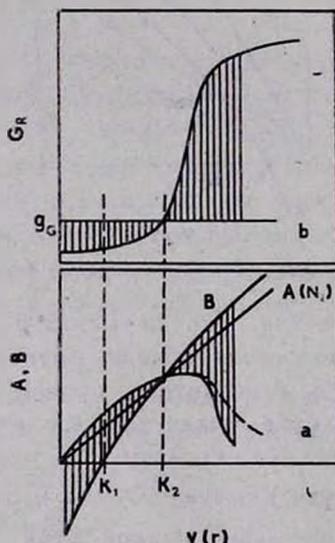


Рис. 2. а — штриховкой показана разность  $A-B$ ; б — штриховкой показана разность ускорений притяжения и лучистого давления в линиях.

3) При чрезмерном увеличении потока массы,  $\dot{M} \geq \dot{M}_k$ , решения (10) в некоторой области выше  $v_k$  не существует: развивается градиентная неустойчивость с обратным знаком,  $dv/dr$  резко падает и становится отрицательным; происходит необратимое торможение и срыв течения. Физически этот предел объясняется ограничением передачи импульса и энергии поля излучения звезды истекающей атмосфере.

Проделанный выше анализ свидетельствует, по нашему мнению, о нестационарном характере механизма, определяющего средний темп потери массы звезды  $\dot{M}$ . При  $\dot{M} < \dot{M}_k$ , решения (10) квазистационарны,  $\dot{M}$  медленно растет (здесь пригодны рассуждения Паркера [12] об установлении критического течения в солнечном ветре). При  $\dot{M} \simeq \dot{M}_k$  происходит срыв течения, поток массы резко падает, и затем события повторяются. Такое поведение течения подтверждается наблюдениями: на широких крыльях поглощения (типа *P Cyg*) сильных линий наблюдаются узкие и более глубокие нестационарные особенности; в некоторых случаях их поведение соответствует как бы последовательному сбросу более плотных «оболочек».

Обратимся теперь к полной системе уравнений (7), учитывающей изменение температуры истекающей плазмы. Пока мощность нагрева «кинетическим» механизмом  $Q_2$  мала, ионизация потоком ультрафиолетового излучения звезды делает течение близким к изотермическому, и справедлив сделанный выше анализ свойств течения.

Слабое падение температуры с удалением от поверхности звезды дает небольшую добавку  $da^2/dr$  в первом уравнении (7), которая несколько тормозит течение при  $v < v_k$  и ускоряет его при  $v > v_k$ . Это обстоятельство усиливает градиентную неустойчивость (рост  $dv/dr$ ) выше критической точки. Возрастание скорости (падение плотности) и уменьшение оптических толщ линий способствует «включению» механизма нагрева вследствие ускорения ионов с сильными линиями и резкому росту мощности нагрева  $Q_2$ . В результате величина  $da^2/dr$  становится большой и положительной, что (вместе с изменением  $G_R$  при изменении ионного состава плазмы вследствие нагревания) приводит к уменьшению градиента скорости течения  $dv/dr$ . Соответственные изменения величин  $A$  и  $B$  показаны на рис. 3. Качественно характер зависимости скорости течения  $v$  от расстояния  $r$  показан на рис. 4; точками  $K_3, K_4$  обозначены координаты начала и прекращения быстрого нагревания плазмы. Заметим, что торможение потока на участке  $K_3-K_4$  создает подобие «плато» на профиле скорости, что также ведет к появлению узкой линии поглощения на широком крыле поглощения профиля линии типа *P Cyg*. Торможение потока при нагревании вероятно сказывается и на добавочном ограничении величины темпа потери массы  $\dot{M}$ , а рост  $T_e$  — к появлению ионов типа  $O\ VI, N\ V$ .

5. *Заключение.* Выполненный выше анализ физических свойств течения ветров  $O-B$ -звезд имеет качественный характер и не исчерпывает всех свойств течений; наши выводы являются предварительными и требуют проверки более точными численными решениями соответствующих уравнений. Выводы о нестационарном процессе регулирования потока массы  $\dot{M}$  и о нагревании плазмы ускоренными ионами наиболее интересны для дальней-

ших исследований; они указывают на богатство возможностей, заключенных в нелинейном взаимодействии динамики потока с переносом излучения в движущихся атмосферах горячих звезд.

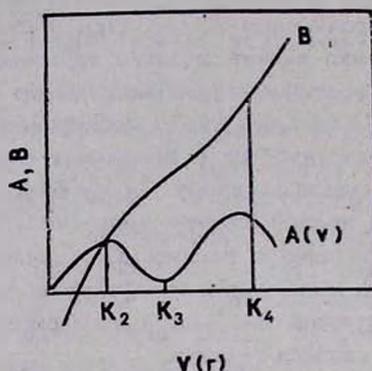


Рис. 3. Зависимость от скорости величин  $A$  и  $B$  с учетом кинетического нагрева верхней части потока.

Приближение В. В. Соболева достаточно точно описывает ситуацию выше «звуковой» точки, где и развиваются основные явления. Снижение точности ниже звуковой точки не повлияет на характер решения, слабо зависящего от резонансного рассеяния в этой зоне.

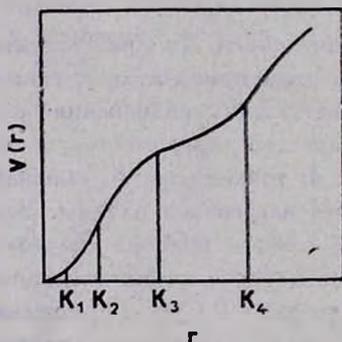


Рис. 4. Качественный ход зависимости скорости потока от расстояния до поверхности фотосферы.

В заключение заметим, что наш анализ неприменим к случаю звезд типа Вольфа—Райе, для которых большую роль играют неучтенные здесь процессы — например, давление ионизирующей радиации на ионы (атомы) гелия.

## PHYSICAL PROPERTIES OF THE HOT STAR WIND

E. YA. VILKOVISKII

On the basis of analysis of the radiation-driven flow equations, taking into account the "kinetic" heat, the principal characteristics of the O—B star winds are considered.

## ЛИТЕРАТУРА

1. С. Б. Ликельнер, *Астрон. ж.*, 24, 3, 1947.
2. L. B. Lucy, P. M. Solomon, *Astrophys. J.*, 159, 879, 1970.
3. T. P. Snow, D. C. Morton, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 32, 429, 1973.
4. G. H. Olson, J. I. Castor, *Astrophys. J.*, 244, 179, 1981.
5. T. P. Snow, *Astrophys. J.*, 251, 139, 1981.
6. J. I. Castor, D. C. Abbott, R. I. Klein, *Astrophys. J.*, 195, 157, 1975.
7. H. J. G. L. Lamers, J. B. Rogerson, *Astron. and Astrophys.*, 66, 417, 1978.
8. J. P. Cassinelli, G. L. Olson, R. Stallo, *Astrophys. J.*, 220, 573, 1978.
9. В. В. Соболев, *Движущиеся оболочки звезд*, изд. ЛГУ, 1947.
10. Э. Я. Вильковиский, *Астрофизика*, 17, 309, 1981.
11. D. C. Abbott, *Astrophys. J.*, 242, 1183, 1980.
12. E. H. Parker, *Солнечный ветер*, Мир, М., 1961.