

СКОРОСТЬ ПОТЕРИ МАССЫ ДОЛГОПЕРИОДИЧЕСКИМИ ПЕРЕМЕННЫМИ ЗВЕЗДАМИ

О. В. Федорова

Исследована зависимость скорости потери массы долгопериодическими переменными от скорости конденсации пыли в околозвездной оболочке. Получено, что скорости потери массы ($10^{-6} \div 10^{-7}$) M_{\odot} /год возможны, если ускорение газа под действием лучевого давления на пыль уравнивает гравитационное ускорение на расстоянии не более 10^{13} см от уровня начала конденсации пыли.

A dependence is studied of the mass loss rate in long period variables on the rate of dust condensation in the circumstellar envelope. It is found that mass loss rates of ($10^{-6} \div 10^{-7}$) M_{\odot} /year are possible if acceleration of gas caused by the action of radiation pressure on grains balances gravitation acceleration at a distance no larger than 10^{13} cm from the level of dust condensation start.

Уже давно установлено, что определенная часть гигантов и сверхгигантов поздних спектральных классов теряет массу. В последние годы интерес к этой проблеме растет благодаря новым данным, полученным в инфракрасном и радиодиапазонах. Данные об околозвездных оболочках красных гигантов и сверхгигантов можно получить в настоящее время по трем каналам. Первый из них — свидетельства истечения вещества из звезды в оптической области спектра: присутствие в ядрах сильных резонансных линий поглощения узких компонент с профилями типа P Cyg [1—5] либо, в том случае, если звезда, теряющая массу, входит в двойную систему, присутствие околозвездных линий в спектре компонента [6,7]. Эти наблюдения дают возможность вычислить скорость потери массы звездой, однако такой расчет опирается, как правило, на ряд предположений, которые не всегда могут быть обоснованы.

В спектре долгопериодических переменных околозвездные компоненты линий поглощения наблюдались мало [8, 9]. Это объясняется сложностью спектров и присутствием эмиссионных компонент, что затрудняет выделение околозвездных деталей.

Другой важный источник информации об околозвездных оболочках — наблюдения в радиодиапазоне излучения молекул OH, H₂O, SiO, CO (например, обзор [10]). Среди источников излучения в радиодиапазоне молекул, связанных со звездами, большинство представляет собой околозвездные оболочки долгопериодических переменных. Наблюдения излучения молекул дают возможность определить скорость расширения оболочки [11] в предположении сферически-симметричной структуры источника. Но следует отметить, что наблюдения околозвездных оболочек методом сверхдальней интерферометрии показывают пятнистую структуру [12—14].

Околозвездные оболочки красных гигантов и сверхгигантов проявляют себя также в инфракрасной области спектра — создают инфракрасные избытки, которые приписываются обычно излучению пыли, содержащейся в околозвездной оболочке. Инфракрасные избытки встречаются у представителей всех типов звезд-гигантов поздних спектральных классов,

но в спектрах полуправильных переменных и непериодических гигантов они во всех случаях существенно меньше, чем у долгопериодических переменных и M -сверхгигантов [15].

Сделана оценка скорости потери массы долгопериодическими переменными на основе наблюдений инфракрасных избытков, дающая цифру $10^{-6} M_{\odot}/\text{год}$ [16]. В работе [9] для долгопериодической переменной R Leo получена нижняя граница скорости потери массы $1.4 \cdot 10^{-8} M_{\odot}/\text{год}$ на основе наблюдений в оптическом и инфракрасном диапазонах.

Имеющиеся наблюдательные данные и оценки скорости потери массы красными гигантами позволяют сделать вывод, что скорость потери массы у долгопериодических переменных, как правило, больше, чем у других типов красных гигантов, и сравнима со скоростью потери массы M -сверхгигантами. Оценки [16] показывают, что потеря массы долгопериодическими переменными является важным источником возвращения вещества в межзвездную среду.

Следует отметить, что инфракрасные избытки и радиоизлучение в линиях молекул наблюдаются лишь у части долгопериодических переменных. Согласно оценкам [17], вероятность того, что долгопериодическая переменная с периодом в интервале $100-600^{\text{a}}$ излучает в линиях OH, равна 0.21.

Проблема строения и происхождения околозвездных оболочек звезд поздних спектральных классов в настоящий момент еще не решена. В рамках гипотезы квазистационарной потери массы рассматриваются три механизма образования оболочек. Один из них, специфический для долгопериодических переменных — периодический выброс вещества под действием ударных волн (например, [18]). Возможность этого процесса исследована еще недостаточно. Второй механизм — звездный ветер, возникающий вследствие потока акустической энергии из внешней конвективной зоны красного гиганта [19]. Наиболее широко обсуждается третий механизм потери массы — истечение газа из атмосферы звезды под действием давления излучения. В качестве поглощающего фактора рассматриваются молекулы [20, 21] либо пыль. Для истечения газа под действием давления излучения на пыль имеется несколько моделей околозвездных оболочек, включающих решение системы уравнений газодинамики [22—25], однако окончательное решение этой проблемы пока не достигнуто, так как расчет подобной модели неизбежно включает в себя приближенное рассмотрение ряда важных задач. Главные из них следующие: условия начала конденсации и скорость конденсации пылевых частиц, передача импульса и энергии от пылевой компоненты оболочки к газовой, энергетический баланс газовой компоненты и скорость образования молекул. Современное состояние теории конденсации силикатной пыли таково, что строгое описание процесса конденсации еще невозможно [26]. Информация об условиях начала конденсации основана на расчетах, сделанных в предположении равновесия, что может быть неприменимо в случае расширяющейся околозвездной оболочки [27]. Имеющиеся в моделях оболочек описание процесса конденсации содержат, как правило, существенные упрощения. Две из моделей [24, 25] включают решение уравнения переноса излучения в оболочке, однако при этом нет единой трактовки обмена энергией между газовой и пылевой компонентами.

Постановка задачи. В настоящей работе ставится следующая задача — исследовать зависимость скорости потери массы красным гигантом от скорости конденсации пыли в околозвездной оболочке. Следует отметить, что условие стационарности может не выполняться для долгопериодических переменных вследствие периодического изменения состояния их атмосфер. Однако в настоящей работе, как и во всех имеющихся моделях, мы предполагаем стационарную потерю массы. Влияние переменности звезды на процесс образования околозвездной оболочки составляет предмет дальнейших исследований.

Параметры звезды приняты следующие: масса $M=2M_{\odot}$, светимость $L=6 \cdot 10^{37}$ эрг/с. Будем рассматривать красный гигант кислородной последовательности. Согласно теоретическим представлениям и общепринятой интерпретации данных наблюдений инфракрасных избытков в этом случае в околосветной оболочке конденсируются силикатные частицы.

В качестве основания околосветной оболочки рассматривается атмосфера, параметры которой соответствуют расширенной атмосфере долгопериодической переменной: радиус $R=6 \cdot 10^{13}$ см, плотность $\rho_0=10^{-13}$ /см³, температура $T_0=2000$ К. Это значение температуры не совпадает с эффективной температурой звезды, а определяет кинетическую температуру газа в основании потока. В случае долгопериодической переменной структура атмосферы усложняется вследствие воздействия периодических ударных волн [28], и судить о законе падения температуры в атмосфере трудно, поэтому величина T_0 может быть задана лишь с большой степенью неопределенности. Такой же неопределенности подвержено и значение плотности на внутренней границе потока. Ниже обсуждается вопрос о влиянии на результаты изменений в значениях ρ_0 и T_0 .

Принята следующая модель для пылевой компоненты оболочки: коэффициент поглощения пылью, определяющий эффективность лучевого давления, равен нулю до определенного уровня в потоке, затем он задается как функция расстояния. Примем, что конденсация пыли начинается на уровне, где температура газа падает до 1200 К. Согласно расчетам, сделанным в предположении термодинамического равновесия [29—31], температура конденсации различных видов силикатных частиц равна 1000—1400 К и слабо зависит от плотности газа. Параметром, определяющим зависимость от расстояния коэффициента поглощения $k(r)$, является разность $r_0-r(1200)$, где $r(1200)$ — расстояние, соответствующее температуре 1200 К, а r_0 — расстояние, на котором ускорение газа под действием лучевого давления уравновешивает гравитационное ускорение. Рассматривается степенная зависимость $k(r)$ от расстояния — линейная, квадратичная и кубическая функции. В случае линейной функции коэффициент поглощения задается следующим образом:

$$k(r) = \begin{cases} k(r_0) \frac{r-R}{r_0-R}, & r < r_1; \\ k(r_1), & r > r_1. \end{cases} \quad (1)$$

Аналогично вид $k(r)$ определяется в случае квадратичной и кубической зависимостей.

Формулу для коэффициента поглощения можно записать следующим образом:

$$k = \frac{1}{4} \delta \frac{Q(T_*, a)}{a}, \quad (2)$$

где δ — доля по массе сконденсировавшегося вещества; $Q(T_*, a)$ — фактор эффективности лучевого давления, зависящий от температуры излучения звезды T_* , радиуса пылинки a и химического состава пыли. При написании (2) принято, что плотность пылевого вещества равна 3 г/см³. Пример зависимости функции $Q(T_*, a)/a$ от радиуса пылинки a для оливина при $T_*=2500$ К по данным [32] показан на рис. 1. Рост коэффициента поглощения пылью определяется ростом функции $Q(T_*, a)/a$ при увеличении радиуса пылинки и ростом доли сконденсировавшегося вещества δ .

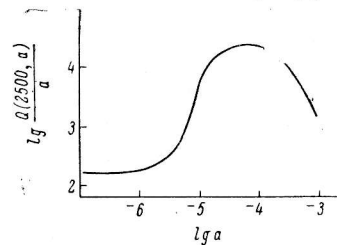


Рис. 1. Зависимость функции $Q(2500, a)/a$ от радиуса пылинок для оливина по данным [32].

Оценим на примере данных рис. 1 ограничения, налагаемые на свойства пылинок в точке $r=r_0$. При принятых значениях M и L имеем:

$$\left[\delta \frac{Q(T_*, a)}{a} \right]_{r=r_0} \approx 6.7. \quad (3)$$

Предполагая максимально возможную степень конденсации $\delta \approx 0.01$, получаем $a \approx 3 \cdot 10^6$ см. Если $a \approx 3 \cdot 10^{-5}$ см, то (3) выполняется при $\delta \approx 4 \cdot 10^{-4}$. Обычно принимаемые размеры пылинок в оболочках звезд поздних спектральных классов — от $5 \cdot 10^{-6}$ до $3 \cdot 10^{-5}$ см. Если пылинки успевают достигнуть размера порядка 10^{-5} см к уровню $r=r_0$, то условие равенства ускорений обеспечивается при наличии небольшого числа относительно крупных частиц, в то время как основная масса пыли может конденсироваться в более удаленных областях оболочки.

При написании уравнения движения газа используется обычное предположение о полной передаче импульса от пылевых частиц газовой компоненте.

При записи уравнения энергии газа используется упрощающее предположение адиабатического расширения оболочки. Детальное рассмотрение энергетического баланса газа явилось бы достаточно сложной задачей и было бы возможным лишь при наличии надежной теории конденсации пыли, так как следовало бы учесть нагрев при взаимодействии с пылью, перенос излучения, охлаждение при возбуждении молекул и вследствие химических реакций образования молекул.

Таким образом, система уравнений движения, неразрывности и энергии имеет вид:

$$\begin{aligned} v \frac{dv}{dr} &= -\frac{1}{\rho} \frac{dp}{dr} - \frac{GM}{r^2} + \frac{k(r)L}{4\pi br^2}; \\ \rho v r^2 &= \text{const}; \\ \frac{dE}{dr} + \rho \frac{d(1/\rho)}{dr} &= 0, \end{aligned} \quad (4)$$

где E — внутренняя энергия газа на единицу массы. Уравнения движения и энергии преобразуются следующим образом:

$$\begin{aligned} \frac{d \ln v}{d \ln r} &= \frac{2\Gamma_1 \frac{p}{\rho} - \frac{1}{r} \left[GM - \frac{k(r)L}{4\pi c} \right]}{v^2 - \Gamma_1 \frac{p}{\rho}}; \\ \frac{d \ln T}{d \ln r} &= -(\Gamma_3 - 1) \left(\frac{2}{r} + \frac{1}{v} \frac{dv}{dr} \right), \end{aligned} \quad (5)$$

где Γ_1 и Γ_3 — определяемые обычным образом адиабатические градиенты:

$$\Gamma_1 = \left(\frac{d \ln p}{d \ln \rho} \right)_{\text{ад}}; \quad \Gamma_3 - 1 = \left(\frac{d \ln T}{d \ln \rho} \right)_{\text{ад}}. \quad (6)$$

Уравнение состояния газа требует особого рассмотрения, так как согласно расчетам диссоциативного равновесия во внутренних областях околозвездной оболочки водород переходит в молекулярное состояние. Такой переход существенно повлиял бы на картину течения, поэтому необходимо оценить скорость образования молекул водорода. Молекулы H_2 образуются главным образом в двух реакциях. Первая из них — реакция тройного столкновения



где A — третье тело, уносящее избыточную энергию. При оценках была принята скорость реакции $5 \cdot 10^{-32}$ см⁶/с [33]. Вторая реакция — реакция с отрицательным ионом водорода:



Ион H^- образуется в реакции



Оценки производились в предположении, что концентрация H^- поддерживается при стационарном значении под действием реакций (7) и (8), а электронная концентрация равновесна. Для скорости реакции (9) принято выражение [34]

$$k(H^-) = 1.83 \cdot 10^{-18} T^{0.88}.$$

Сравнение характерных времен установления равновесной концентрации молекул H_2 и движения элемента газа до звуковой точки показывает, что при значениях скорости потери массы порядка $10^{-7} M_\odot/\text{год}$ и выше

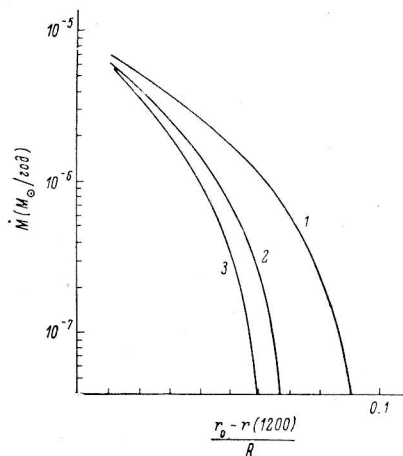


Рис. 2. Зависимость скорости потери массы от параметра $[r_0 - r(1200)]/R$. 1 — для линейной функции $k(r)$; 2 — для квадратичной; 3 — для кубической.

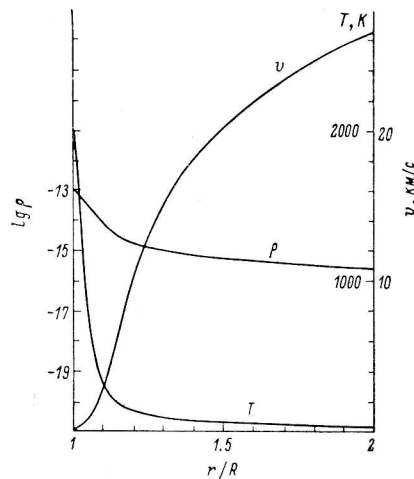


Рис. 3. Модель оболочки для случая линейной функции $k(r)$ и $[r_0 - r(1200)]/R = 0.05$, $[r_1 - r(1200)]/R = 0.15$.

перехода водорода в молекулярное состояние не происходит. Поэтому при расчетах предполагалось, что газ состоит из атомарного водорода и гелия (содержание водорода по массе 0.7).

Скорость потери массы определяется формулой

$$\dot{M} = -4\pi R^2 \rho_0 v_0.$$

Скорость v_0 , соответствующая внутренней границе околозвездной оболочки, находится из условия, что решение системы уравнений проходит через звуковую точку. Отыскание такого решения производилось по обычной методике с использованием правила Лопиталья для вычисления градиента скорости в звуковой точке.

Результаты вычислений. Основной результат — зависимость скорости потери массы звездой от параметра $r_0 - r(1200)$ и от вида функции $k(r)$ — показан на рис. 2. На рис. 3 приведены зависимости от расстояния плотности, скорости и температуры газа для случая

$$\frac{r_0 - r(1200)}{R} = 0.05; \quad \frac{r_1 - r(1200)}{R} = 0.15.$$

Легко показать, что в случае, когда молекулы водорода в оболочке не образуются, в систему уравнений входит только относительная плотность ρ/ρ_0 , и, следовательно, скорость потери массы прямо пропорциональна принятому значению плотности на внутренней границе оболочки ρ_0 .

Для оценки влияния на скорость потери массы значения T_0 производился расчет при $T_0=1800$ К. Различие в значениях скорости потери массы получилось того же порядка, что между случаями линейной и квадратичной зависимостей $k(r)$.

Расчеты скорости потери массы и моделей оболочек приводят к следующим выводам. При заданных параметрах на внутренней границе потока основным фактором, определяющим скорость потери массы, является расстояние от уровня в оболочке, где начинается конденсация пыли, до уровня, на котором ускорение газа под действием лучевого давления уравнивает гравитационное притяжение. Для того чтобы скорость потери массы была порядка $10^{-6} M_{\odot}/\text{год}$, это расстояние не должно превышать 10^{13} см. Полученная зависимость скорости потери массы от скорости конденсации пыли подчеркивает значение детального учета кинетики конденсации пыли для построения моделей околозвездных оболочек, хотя в настоящее время такой учет еще затруднен.

Большая скорость потери массы долгопериодическими переменными по сравнению с другими типами красных гигантов может быть объяснена, с одной стороны, большой протяженностью их атмосфер, с другой — достаточно быстрой конденсацией пыли в околозвездной оболочке. Периодическое понижение температуры фотосферных слоев вследствие переменности звезды может способствовать быстрой конденсации пыли. У неправильных и полуправильных переменных и красных гигантов постоянного блеска атмосферы имеют меньшую протяженность, и, по-видимому, пыль в их оболочках конденсируется медленнее, чем у долгопериодических переменных.

В заключение автор приносит искреннюю благодарность В. Г. Горбацкому за постановку задачи и полезные обсуждения.

Список литературы

1. Reimers D. Circumstellar absorption lines and the mass loss from red giants. — Mem. Soc. Roy. Sci. Liege, 1975, 8, p. 369—382.
2. Reimers D. Observational evidence for mass loss from K giants, G and K supergiants. — Astron. and Astrophys., 1977, 57, No 3, p. 395—400.
3. Sanner F. Mass loss in red giants and supergiants. — Astrophys. J. Suppl., 1976, 32, No 1, p. 115—145.
4. Bernat A. P. The circumstellar shells and mass loss rates of four M supergiants. — Astrophys. J., 1977, 213, No 3, p. 756—766.
5. Goldberg L. Circumstellar shells around cool stars. — Mem. Soc. Roy. Sci. Liege, 1976, 9, p. 387—399.
6. Reimers D. On the absolute scale of mass loss in red giants. I. Circumstellar absorption lines in the spectrum of the visual companion of α^1 Her. — Astron. and Astrophys., 1977, 61, No 2, p. 217—224.
7. Kudritzki R. P., Reimers D. On the absolute scale of mass loss in red giants. II. Circumstellar absorption lines in the spectrum of α ScoB and mass loss of α ScoA. — Astron. and Astrophys., 1978, 70, No 1/2, p. 227—239.
8. Sanner F. P Cygni profiles in long-period variables. — Astrophys. J., 1977, 211, No 1, p. L35—L38.
9. Hagen W. The circumstellar envelopes of M giants and supergiants. — Astrophys. J., 1978, 222, No 1, p. L37—L40.
10. Winberg A. Microwave spectra of OH/infrared-sources. — J. Infrared Physics, 1977, 17, No 6, p. 557—563.
11. Reid M. J. On the stellar velocity of long-period variables and OH maser stars. — Astrophys. J., 1976, 207, No 3, p. 784—789.
12. Reid M. J., Muhleman D. O. Very long baseline interferometric observations of OH/IR stars. — Astrophys. J., 1975, 196, No 1, p. L35—L37.
13. Reid M. J., Muhleman D. O., Moran J. M., Johnson K. J., Schwartz P. R. The structure of stellar hydroxyl masers. — Astrophys. J., 1977, 214, No 1, p. 60—77.
14. Reid M. J., Muhleman D. O. Very long baseline interferometric observations of the hydroxyl masers in VY Canis Majoris. — Astrophys. J., 1978, 220, No 1, p. 229—238.
15. Neugebauer G., Becklin E., Hyland A. R. Infrared sources of radiation. — Ann. Rev. Astron. Astrophys., 1971, 9, p. 67—102.

16. G e h r z R. D., W o o l f N. J. Mass loss from M stars. — *Astrophys. J.*, 1971, 165, No 2, p. 285—294.
17. B o w e r s P. F., K e r r F. J. OH Mira variables — the light curve shapes and implications for mass loss. — *Astron. and Astrophys.*, 1977, 57, No 1/2, p. 115—123.
18. S l u t z S. On the acceleration of shock waves in the atmosphere of cool Mira variable giants. — *Astrophys. J.*, 1976, 210, No 3, p. 750—756.
19. F u s i - P e c c i F., R e n z i n i A. On mass loss by stellar winds in population II red giants. — *Astron. and Astrophys.*, 1975, 39, No 2, p. 413—419.
20. M a c i e l W. J. Mass loss from Mira variables by the action of radiation pressure on molecules. — *Astron. and Astrophys.*, 1976, 48, No 1, p. 27—31.
21. M a c i e l W. J. Mass loss from Mira variables. — *Astron. and Astrophys.*, 1977, 57, No 1/2, p. 273—277.
22. K w o k S. Radiation pressure on gains as a mechanism for mass loss in red giants. — *Astrophys. J.*, 1975, 198, No 3, p. 583—591.
23. G o l d r e i c h P., S c o v i l l e N. OH-IR stars. I. Physical properties of circumstellar envelopes. — *Astrophys. J.*, 1976, 205, No 1, p. 144—154.
24. L u c y L. B. Mass loss by cool carbon stars. — *Astrophys. J.*, 1976, 205, No 2, p. 482—491.
25. M e n i e t t i J. D., F i x J. D. Models of mass flows from cool luminous stars. — *Astrophys. J.*, 1978, 224, No 3, p. 961—968.
26. D o o n B. Problems of cosmic chemistry. II. Condensation processes in high temperature clouds. — *Mem. Soc. Roy. Sci. Liege*, 1976, 9, p. 499—509.
27. D a y K. J., D o n n B. An experimental investigation of the condensation of silicate grains. — *Astrophys. J.*, 1978, 222, No 1, p. L45—L48.
28. Ф е д о р о в а О. В. О расширении атмосферы пульсирующей звезды под действием периодических ударных волн. — *Астрофизика*, 1978, 14, вып. 2, с. 239—256.
29. G i l m a n R. C. On the composition of interstellar grains. — *Astrophys. J.*, 1969, 155, No 3, p. L185—L187.
30. S a l p e t e r E. E. Nucleation and growth of dust grains. — *Astrophys. J.*, 1974, 193, No 3, p. 579—584.
31. G r o s s m a n L. Condensation in the primitive solar nebula. — *Geochimica et Cosmochimica Acta*, 1972, 36, No 5, p. 597—619.
32. G i l m a n R. C. Planck mean cross-section for four grain materials. — *Astrophys. J. Suppl.*, 1974, 28, No 268, p. 397—403.
33. U n s ö l d A. Über Abweichungen vom lokalen thermodynamischen Gleichgewicht in der Sonnenatmosphäre. — *Zeitschr. für Phys.*, 1963, 171, No 1, p. 44—57.
34. H u t c h i n g s J. B. The thermal effects of H₂ molecules in rotating and Collapsing spheroidal gas clouds. — *Astrophys. J.*, 1976, 205, No 1, p. 103—121.