

УДК 524.3

К.Г. ДЖАКУШЕВА

ИССЛЕДОВАНИЕ ГАЗОВОЙ СОСТАВЛЯЮЩЕЙ ОБОЛОЧЕК ЗВЕЗД С ЯРКИМИ ЭМИССИОННЫМИ ЛИНИЯМИ

Детально рассмотрены условия образования бальмеровских линий вблизи звезд с эмиссионными линиями и инфракрасными избыtkами.

Эмиссионные бальмеровские линии наиболее ярко выражены в спектрах звезд с достаточно сильно истечением вещества ($M > 10^{-7} M_{\odot} / \text{год}$), например, типов Be, НАЕВЕ, B[e], LBV, T Tau ($w_{\lambda} H_{\alpha} \geq 50 A$). Поскольку в спектрах выбранных объектов по нашей программе не наблюдаются признаки Т Тельца звезд (эмиссии FeI4063A и др.), будем рассматривать условия образования бальмеровских линий (БЛ) вблизи горячих звезд.

Согласно [1], они возникают в околовзвездном газе на расстояниях не далее $50 R_{\star}$. Их основные характеристики: центральные интенсивности, профили и эквивалентные ширины (ЭШ) зависят от параметров центральной звезды (ее температуры и светимости). А также от физических условий в ее окрестности (распределение плотности и скорости вещества). Эмиссионные линии образуются в истекающих, и в аккрецирующих оболочках. Профили БЛ ТTau звезд лучше объясняются в рамках акреционной модели [2]: они имеют меньшие ширины, чем линии горячих звезд [3] и, довольно часто, обратный профиль P Сyg. Ширина БЛ объектов нашей программы превышает 1000 км/с, а многие линии имеют обычный профиль P Сyg, что указывает на их образование в звездном ветре. Рассмотрим некоторые результаты теоретических исследований звездного ветра.

Причиной звездного ветра является давление излучения в спектральных линиях, ускоряющее вещество вблизи звездной поверхности. С удалением от звезды ускоряющая сила убывает и скорость ветра стабилизируется. Такова кинематика ветров большинства горячих сверхгигантов [4]. Эмиссионные БЛ в их спектрах слабы ($w_{\lambda} H_{\alpha} \leq 10 A^{\circ}$), так как плотность вещества в ус-

коренных течениях быстро падает с увеличением расстояния от звезды. Из уравнения неразрывности в предположении, что темп потери массы не изменяется со временем можно получить:

$$n(r) \sim v(r)^{-4} r^{-2}, \quad (1)$$

где $n(r)$, $v(r)$ - концентрация и скорость вещества в звездном ветре на расстоянии r от звезды.

Если в ветре существуют зоны замедления [4], то концентрация вещества будет медленнее падать с ростом r и центральные интенсивности БЛ станут больше по сравнению с образующими в чисто ускоренных течениях. Согласно [1]:

$$\bar{v} = \frac{c}{2\lambda} \frac{w_{\lambda}}{I_{\max}} \quad (2)$$

где \bar{v} - средняя скорость вещества, I_{\max} - центральная интенсивность линии в единицах непрерывного спектра, w_{λ} - ЭШ линии, выраженная в единицах длины волны. Значения w_{λ}, I_{\max} зависят от оптической толщины в линии. Исследования профилей БЛ НАЕВЕ звезд показывают, что они оптически толсты и образуются в замедляющихся ветрах: $v(r) \sim r^{-0.5}$. Согласно [1] особенностями таких сферически-симметричных ветров является: а) длинноволновый обрыв эмиссии, положение которого зависит от закона изменения скорости ветра;

б) положение абсорбционной особенности на

$v = -v_c$, где

$$v_c = \left[\frac{l}{l+1} \right]^{l/2} \left[\frac{1}{l+1} \right]^{1/2} v_o, v(r) = v_o (R_{\star}/r)^l; \quad (3)$$

в) увеличение абсорбционной и эмиссионной компонент линии с ростом оптической толщины.

Абсорбционная особенность с коротковолни-

вой стороны от центра линии (особенность типа P Cyg) возникает как в ускоренных, так и в замедляющихся оболочках. Расчет профиля эмиссионной линии в движущихся оболочках связан с учетом населенностей уровней рассматриваемого атома, которые, в общем случае, могут быть неравновесными. Последний производится в приближении В.В. Соболева. В газовой среде, не прозрачной в линиях и движущейся с некоторым градиентом скорости, кванты на частотах этих линий могут выходить из нее вследствие эффекта Доплера с вероятностью, зависящей от плотности, температуры и кинематики вещества. При этом энергия, излучаемая в линии, будет равна:

$$E = A_{nn'} h \nu_{nn'} \int N_n \beta_{nn'} d\nu, \quad (4)$$

$$N_n = b_n n_e n^+ \frac{n^2 h}{(2\pi m k T_e)^{3/2}} e^{-\frac{\chi_n}{k T_e}}, \quad (5)$$

где $A_{nn'}$ - эйнштейновская вероятность перехода между уровнями n, n' , N_n - населенность уровня n , χ_n - потенциал ионизации с него; b_n - мензеловский множитель для уровня n , выражающий отклонение его населенности от равновесной, $\beta_{nn'}$ - вероятность выхода кванта в данной линии; T_e - электронная температура газа. Отношение правых частей в уравнении (4), полученных для разных БЛ, дает теоретическое значение декремента. С другой стороны:

$$E = 4\pi R_*^2 \pi I_\lambda^* w_\lambda, \quad (6)$$

где I_λ^* - интенсивность изучения звезды в непрерывном спектре вблизи линии nn' , w_λ - ЭШ последней.

Приравнивая правые части (4) и (6) с учетом (5), получаем:

$$\langle b_n \beta_{nn'} \rangle \int n_e n^+ dV = \frac{4\pi^2 R_*^2 I_\lambda^* W_\lambda}{A_{nn'} h \nu_{nn'} \phi(n)}, \quad (7)$$

где $\langle b_n \beta_{nn'} \rangle$ усреднено по всей области образования линии, $\int n_e n^+ dV$ - мера эмиссии ветра (будем обозначать ее через ε).

Крылья БЛ могут быть искажены влиянием электронного рассеяния уже при оптических толщинах τ_e порядка нескольких десятых. Оценить τ_e можно по следующей формуле:

$$\tau_e = \int_{R_*}^{R_\infty} \sigma_e n_e dr, \quad (8)$$

где R_∞ - внешний радиус ветра, $\sigma_e = 6.65 \cdot 10^{-25} \text{ cm}^2$. На ЭШ линии электронное рассеяние влияет мало, но поднимает ее крылья, в основном, с длинноволновой стороны [5].

Излучение ветра в континууме и линиях влияет на РЭС объекта и, следовательно, на его фотометрические характеристики. В частности, зная ЭШ эмиссионной линии и, можно вычислить ее вклад в наблюдаемый поток излучения в данной фотометрической полосе:

$$\Delta m = -2.5 \lg [1 - \frac{I_\lambda^* w_\lambda \bar{s}}{\int I_\lambda s_\lambda d\lambda}], \quad (9)$$

де \bar{s}_λ - кривая реакции рассматриваемой полосы, \bar{s} - ее значение в длине волны линии, I_λ - РЭС объекта, I_λ^* - интенсивность излучения в континууме вблизи линии.

РЭС звезды с газовой оболочкой, оптически тонкой в континууме, рассчитывается следующим образом:

$$L_\lambda = 4\pi R_*^2 \pi I_\lambda^* + 4\pi (j_{bf} + j_{ff}) \varepsilon, \quad (10)$$

где j_{bf}, j_{ff} - коэффициенты излучения атома водорода для свободно-связанных и свободно-свободных переходов.

Радиоизлучение околозвездного газа при звездном ветре и акреции можно оценить из соотношений [6]:

$$F_\nu = 1.97 \left[\frac{\nu}{5 \text{ GHz}} \right]^{0.6} \left[\frac{T_e}{10^4 \text{ K}} \right]^{0.1} \left[\frac{\varepsilon}{10^{60} \text{ cm}^{-3}} \right] \times \\ \left[\frac{V_\infty}{V} \right]^{\frac{4}{3}} \left[\frac{R_*}{5R_\odot} \right]^{\frac{2}{3}} \left[\frac{D}{1 \text{ кпк}} \right] mJy, \quad (11)$$

$$F_\nu = 8.18 \left[\frac{\nu}{10\text{GHz}} \right]^{-0.1} \left[\frac{T_e}{10^4 \text{K}} \right]^{-0.35} \times$$

$$\left[\frac{\dot{M}_{accr}}{10^{-7} M_\odot / \text{год}} \right] \left[\frac{M_*}{M_\odot} \right]^{-1} \left[\frac{D}{1\text{kpc}} \right]^{-2} \text{mJy},$$

где V_∞ - скорость звездного ветра на больших расстояниях от звезды, D - расстояние до объекта, M_* , \dot{M}_{accr} - масса звезды и темп акреции.

Наконец, r_c - радиус, на котором радиальная оптическая толщина равна 3/4, r_∞ - внешняя граница аккрецирующей оболочки, можно оценить по формулам:

$$r_\infty = 2,65 \cdot 10^{16} \left[\frac{M_*}{M_\odot} \right] \left[\frac{V_{turb}}{1\text{km/c}} \right] \text{см},$$

$$r_c = 3.66 \cdot 10^{14} \left[\frac{\nu}{10\text{GHz}} \right]^{-1.05} \left[\frac{T_e}{10^4 \text{K}} \right]^{-0.68} \times$$

$$\left[\frac{\dot{M}_{accr}}{10^{-7} M_\odot / \text{год}} \right] \left[\frac{M_*}{M_\odot} \right]^{-1} \left[\frac{\mu_e}{1.2} \right]^{-1} \text{см}, \quad (12)$$

где V_{turb} - турбулентная скорость облака, в котором возникает акреция.

Сопоставление результатов теоретических исследований настоящей работы с наблюдениями, выполненными синхронно в УФ-, видимом и ИК-диапазонах спектра, показало достаточно высокую эффективность. Например, определенные таким образом физические характеристики и эволюционный статус MWC 314 указывают, что объект не обычный сверхгигант, а звезда типа

LBV (Luminous Blue Variable), что было окончательно подтверждено дальнейшими наблюдениями [7]. В частности, LBV известно только 5, в северном полушарии это вторая звезда. Подобные звезды находятся на этапе эволюции от Главной последовательности к области красных сверхгигантов, однако наиболее массивные из них заканчивают этот путь в области предела стабильности Humphrey-Davison.

Работа выполнена в рамках ПФИ, шифр Ф-0351.

ЛИТЕРАТУРА

1. Kuan P., Kuh L.V. P Cygni stars and mass loss. // Aph.J. 1975 V.199. P. 148-165.
2. Calvet N., Hartmann L. Balmer line profiles for infalling T Tauri envelopes. // Aph. J. 1992 V.386.P. 239-247.
3. Garrison L.M., Anderson C.M. Observational studies of the HAEBe stars. I. High resolution H-alpha profiles. // Aph. J. 1977. V.218. P. 438-443.
4. Нуғис Т. А., Вильковский Е. Я. Звездный ветер: наблюдения и теория. // Итоги науки и техники. Серия астрономия. 1990. Т.40. С.3-84.
5. Hutsemek D., Van Drom E. HR Car: a bimino blue variable surrounded by an arc-shaped nebula. // Prepr. ESO.1991. No.745.
6. Panagia N. Radio and infrared properties of young stars. // Space Tel. Sci. Inst. Prepr. 1987. No.203.
7. Miroshnichenko F.S., Fretay Y., Houziaux L., Andrlatt Y., Chenson E.L., Klochkova V.G. High resolution spectroscopy of the galactic candidate LBV MWC 314. A & AS. 1998. V. 131. P.469-478.

Резюме

Жұлдыздардың эмиссиялық сыйкытарымен және инфрақызыл артықтарымен бальмер сыйкытарын жасауырып шарттар көрсетіледі.

Summary

The conditions of the Balmer lines's forming near the emission-line stars with IR excess are considered.

Астрофизический институт
им. В.Г.Фесенкова г.Алматы Поступила 20 апреля 2008 г.