АСТРОФИЗИКА

ТОМ 54 НОЯБРЬ, 2011 ВЫПУСК 4

ВЛИЯНИЕ ФЛУКТУАЦИЙ ДОПЛЕРОВСКОЙ ШИРИНЫ НА ЦЕНТР СИЛЬНЫХ ЛИНИЙ ПОГЛОЩЕНИЯ

Н.А.СИЛАНТЬЕВ, Г.А.АЛЕКСЕЕВА, В.В.НОВИКОВ

Поступила 14 июля 2011
Принята к печати 24 августа 2011

Стохастические температура и турбулентность характеризуются средними скоростями u_{th} и $\langle u_{turb}\rangle = u_0$ и флуктуациями u'_{th} и u' ($\langle u'\rangle = 0$). Поэтому доплеровская ширина линии также имеет флуктуационную компоненту $\Delta\lambda'_D$. Наблюдаемые спектры соответствуют усредненным по времени и поверхности звезды значениям потока излучения $\langle H_\lambda\rangle$. В моделях фотосфер обычно учитывают только средние скорости u_{th} и u_0, которые обычным образом определяют доплеровскую ширину линии $\Delta\lambda_D^{(0)}$. Флуктуации $\Delta\lambda'_D$ приводят к тому, что вблизи центра линии средний коэффициент поглощения $\langle\alpha_\lambda\rangle$ оказывается больше обычного коэффициента α_λ, зависящего только от средних скоростей u_{th} и u_0. Это приводит к добавочному усилению линии поглощения вблизи центра и не объясняется моделями фотосфер. Этот новый статистический эффект зависит от длины волны линии. Сравнение наблюдаемых линий с модельными профилями позволяет оценить среднюю степень флуктуаций доплеровской ширины $\eta = \langle|\Delta\lambda'_D|\rangle/\Delta\lambda_D^{(0)}$, которая характеризует среднюю стохастичность фотосферы и важна для понимания физики фотосферы. В синтетических спектрах звезд часто глубины линий находятся выше наблюдаемых. Введение добавочного параметра - степени флуктуаций η - может исправить наблюдающееся несовпадение теоретических глубин линий с реально наблюдаемыми значениями. При этом можно получить оценки параметра η в рассматриваемых звездах.

Ключевые слова: *турбулентность:флуктуации:линии поглощения*

1. *Введение*. Наличие стохастических процессов в фотосферах звезд, обусловленных турбулентностью, конвективными движениями, генерацией и эволюцией магнитных полей и т.п., приводит к стохастичности таких величин как температура, коэффициент поглощения, интенсивность излучения, определяющих наблюдаемый, усредненный по времени и поверхности звезды, поток излучения $\langle H_\lambda\rangle$. Этот поток отличается от потока $H_\lambda^{(0)}$, учитывающего зависимость этих величин от средней температуры T_0 ($T = T_0 + T'$) и средней скорости u_0 мелкомасштабной турбулентности ($u_{turb} = u_0 + u'$), которые учитываются в многочисленных моделях фотосфер (см., например, [1-4]). Как известно, основными задачами теории фотосфер являются определение зависимости T_0 от расстояния z от поверхности звезды и определение зависимости от z источника излучения S_λ. Вычисленные затем потоки $H_\lambda^{(0)}$ во многих случаях хорошо описывают наблюдаемые потоки $\langle H_\lambda\rangle$, особенно в синтетических спектрах (см. ссылки

в [5,6]). Однако нередко наблюдаемые сильные линии поглощения глубже, чем линии, получаемые из всевозможных моделей фотосфер. Как известно [7], центры линий поглощения имеют гауссовский вид, т.е. определяется доплеровским механизмом уширения. Далее мы будем рассматривать только этот случай.

В работе [8] было показано, что наличие флуктуаций доплеровской ширины линии поглощения приводит вблизи центра линии к увеличению среднего коэффициента поглощения $\langle\alpha_\lambda\rangle$ по сравнению с обычным коэффициентом:

$$\alpha_\lambda = \frac{\alpha_0}{\Delta\lambda_D}\exp\left[-\frac{(\lambda-\lambda_0)^2}{\Delta\lambda_D^2}\right], \tag{1}$$

учитывающим среднюю тепловую скорость $u_{th} = \sqrt{3kT_0/m}$ и среднюю скорость мелкомасштабной турбулентности u_0. Этот статистический эффект приводит к добавочному усилению линии поглощения вблизи центра. Здесь λ_0 - длина волны линии в центре. Как известно [9], доплеровская ширина линии $\Delta\lambda_D$ связана с трехмерными тепловыми скоростями $u_{th}+u'_{th}$ и $u_{turb} = u_0 + u'$ следующим выражением:

$$\Delta\lambda_D = \frac{\lambda_0}{c}\sqrt{\frac{2}{3}}\sqrt{u_{th}^2 + (u'_{th})^2 + u_{turb}^2} \equiv \Delta\lambda_D^{(0)} + \Delta\lambda'_D, \tag{2}$$

где $(u'_{th})^2 = 3kT'/m$ - квадрат флуктуационной тепловой скорости, k - больцмановская константа, c - скорость света, m - масса атома или молекулы с резонансом при $\lambda = \lambda_0$.

Отметим, что в отличие от работы [8], где изложена общая теория влияний флуктуаций на эмиссионные линии и линии поглощения, в данной работе мы ограничимся анализом сильных линий поглощения вблизи центра. Это ограничение позволяет более детально развить проблему и дает простые аналитические выражения для определения уровня флуктуаций η.

Уровень флуктуаций доплеровской ширины определяется выражением:

$$\eta = \frac{\sqrt{\langle(\Delta\lambda'_D)^2\rangle}}{\Delta\lambda_D^{(0)}}, \tag{3}$$

Чтобы качественно понять, как флуктуации доплеровской ширины изменяют средний коэффициент поглощения по сравнению с обычным выражением (1), взятым при $\Delta\lambda_D^{(0)}$, усредним выражение (1) для двух реализаций - с $\Delta\lambda_D = \Delta\lambda_D^{(0)} + \Delta\lambda'_D$ и $\Delta\lambda_D = \Delta\lambda_D^{(0)} - \Delta\lambda'_D$. При этом ограничимся малыми значениями параметра $\eta = |\Delta\lambda'_D|/\Delta\lambda_D^{(0)}$. В результате получаем:

$$\langle\alpha_\lambda\rangle = \alpha^{(0)}(x)e^{-3x^2\eta^2}\left[(1+\eta^2)\cos h(2x^2\eta) - \eta\sin h(2x^2\eta)\right]. \tag{4}$$

Здесь мы ввели обозначения

$$\alpha^{(0)}(x)=\frac{\alpha_0}{\Delta\lambda_D^{(0)}}\exp\left(-x^2\right), \quad x=\frac{\lambda-\lambda_0}{\Delta\lambda_D^{(0)}}, \tag{5}$$

где x - безразмерная разность длин волн, а $\alpha^{(0)}(x)$ - коэффициент поглощения (1) со средним доплеровским уширением. Из выражения (4) сразу видно, что в центре линии ($x=0$) усредненный коэффициент поглощения больше обычного коэффициента:

$$\langle\alpha_\lambda\rangle\simeq\alpha^{(0)}(0)\left(1+\eta^2\right), \tag{6}$$

т.е. стохастическая атмосфера в центре линии оптически толще, чем не стохастическая.

Нахождение среднего коэффициента поглощения производится по формуле (см. [8]):

$$\langle\alpha(x,\eta)\rangle=\frac{1}{N}\int_{-1}^{\infty}dy\left[\exp\left(-\frac{y^2}{2\eta^2}\right)-\exp\left(-\frac{(y+2)^2}{2\eta^2}\right)\right]\times$$
$$\times\frac{\alpha_0}{\Delta\nu_D^{(0)}(1+y)}\exp\left[-\frac{x^2}{(1+y)^2}\right], \tag{7}$$

т.е. используется функция Грина уравнения диффузии (гауссовский процесс) для полубесконечной среды (см., например, [10]). Как известно, среднее значение квадрата отклонения от среднего значения одномерной случайной величины равно $\left\langle X^2\right\rangle=2D\cdot(t_2-t_1)$. Величина D является коэффициентом диффузии. Использование этого выражения в функции Грина приводит к формуле (7). Для $\eta\approx0.2\div0.3$ можно пренебречь вторым членом в этой формуле и получить обычно используемое выражение для гауссовского процесса на бесконечной прямой. Величина N является нормировочной постоянной. Для гауссовского процесса на бесконечной прямой $N=\sqrt{2\pi}\eta$. Интересно отметить, что приближенная формула (4) сравнительно неплохо представляет точные значения $\langle\alpha_\lambda\rangle$ вплоть до $\eta=0.3$.

В табл.1 мы представили точные значения для выражения $\langle\alpha(x,\eta)\rangle/\alpha^{(0)}(x)$.

Заметим, что реально гауссовский вид профиля практически не

Таблица 1

ЗНАЧЕНИЯ $\langle\alpha(x,\eta)\rangle/\alpha^{(0)}(x)$

η	0	0.1	0.2	0.3	0.4	0.5
x = 0	1	1.010	1.046	1.137	1.270	1.340
0.25	1	1.007	1.028	1.050	1.050	1.032
0.5	1	0.998	0.987	0.951	0.902	0.864
0.75	1	0.988	0.947	0.885	0.828	0.795
1	1	0.980	0.928	0.869	0.826	0.810
1.5	1	1.001	1.014	1.044	1.092	1.163
2	1	1.126	1.421	1.786	2.180	2.617

реализуется для длин волн, соответствующих $x > 1$, - сказываются другие механизмы уширения, кроме доплеровского.

Наша дальнейшая задача состоит в том, чтобы показать, что добавочное усиление коэффициента поглощения вблизи центра линии, вызванное наличием флуктуаций доплеровской ширины, действительно приводит к образованию более глубоких линий поглощения, чем в отсутствии флуктуаций, а также представить простой способ оценки степени флуктуаций. Для этой цели удобно рассматривать центры сильных линий поглощения, где блендирование соседними линиями минимально, и можно не учитывать вклад в линию коэффициента поглощения в непрерывном спектре (см. [7]). В результате разрабатываемая ниже теория приобретает сравнительно простой вид.

2. *Выражения для наблюдаемого потока* $\langle H_\lambda \rangle$. Обычное выражение для потока излучения в линии $H_\lambda^{(0)}$, как известно (см. [1]), имеет вид:

$$H_\lambda^{(0)} = 2\pi \int_0^1 d\mu\mu\, I_\lambda^{(0)}(0,\mu) = 2\pi \int_0^\infty d\tau_\lambda^{(0)} \int_0^1 d\mu\, e^{-\tau_\lambda^{(0)}/\mu} S_\lambda\left(\tau_\lambda^{(0)}\right) =$$
$$= 2\pi \int_0^\infty d\tau_\lambda^{(0)}\, E_2\left(\tau_\lambda^{(0)}\right) S_\lambda\left(\tau_\lambda^{(0)}\right), \tag{8}$$

где S_λ - функция источников, которая не обязательно совпадает с функцией Планка $B_\lambda\left(T_0\left(\tau_\lambda^{(0)}\right)\right)$, $I_\lambda\left(\tau_\lambda^{(0)},\mu\right)$ - интенсивность излучения, μ - косинус угла между направлением распространения излучения и нормалью к фотосфере, $\tau_\lambda^{(0)}$ - оптическая глубина, отсчитываемая от поверхности фотосферы. Она не зависит от флуктуаций. Интегральная показательная функция $E_n(\tau)$ (см. [1,2]) по определению имеет вид:

$$E_n(\tau) = \int_0^1 d\mu\mu^{n-2}\, e^{-\tau/\mu} = \int_1^\infty \frac{dx}{x^n} e^{-\tau x} \tag{9}$$

и удовлетворяет соотношениям:

$$nE_{n+1}(\tau) = e^{-\tau} - \tau E_n(\tau), \qquad \frac{dE_n(\tau)}{d\tau} = -E_{n-1}(\tau). \tag{10}$$

При больших значениях τ функция $E_n(\tau) \to \exp(-\tau)/\tau$.

В выражении (8) средняя температура T_0 считается заданной функцией оптической глубины $\tau_\lambda^{(0)}$. Нахождение связи между температурой T_0 и оптической глубиной $\tau_\lambda^{(0)}$ является одной из главных задач создания модели фотосферы. Формула (8) не учитывает влияния флуктуаций температуры и флуктуаций скорости мелкомасштабной турбулентности.

Для нахождения наблюдаемого потока излучения $\langle H_\lambda \rangle$ в стохастической фотосфере необходимо использовать уравнение переноса для средней интенсивности $\langle I_\lambda(z,\mu)\rangle$. Это уравнение было выведено в работе [11]. Затем это уравнение было использовано для оценок влияния флуктуаций температуры на эффективный источник S_λ^{eff} (см. [12]).

Уравнение переноса для средней интенсивности $\langle I_\lambda(z,\mu)\rangle$ имеет вид:

$$(\mathbf{n}\nabla)\langle I_\lambda\rangle = -\langle\alpha_\lambda\rangle\langle I_\lambda\rangle + S_\lambda^{eff}. \qquad (11)$$

Эффективный источник S_λ^{eff} выражается в виде среднего значения произведения коэффициента поглощения α_λ и обычного источника S_λ, которые в стохастической атмосфере сами являются стохастическими величинами:

$$S_\lambda^{eff} = \langle\alpha_\lambda S_\lambda\rangle. \qquad (12)$$

Все величины в результате усреднения приобретают зависимость от степени флуктуаций η.

Из выражений (11) и (12) вытекает следующая формула для наблюдаемого потока излучения $\langle H_\lambda\rangle$, учитывающая вклад флуктуаций температуры и мелкомасштабной турбулентности:

$$\langle H_\lambda(\eta)\rangle = 2\pi\int_0^1 d\mu\,\mu\langle I_\lambda(0,\mu)\rangle = 2\pi\int_0^\infty d\langle\tau_\lambda\rangle\, E_2(\langle\tau_\lambda\rangle)\frac{\langle\alpha_\lambda S_\lambda\rangle}{\langle\alpha_\lambda\rangle}. \qquad (13)$$

Средние значения $\langle\alpha_\lambda\rangle$ вычисляются по формуле (7).

Заметим, что ансамбли стохастических величин, по которым необходимо усреднять, могут не совпадать для коэффициента поглощения α_λ и для функции источников S_λ. Ансамбль для $\Delta\lambda_D$ зависит от случайных температур и случайных уровней мелкомасштабных турбулентных скоростей. Функция же источников зависит, кроме ансамбля температур, от многих других факторов - давления, химического состава и т.п. При статистическом усреднении важна корреляция всех величин. В нашем случае, по-видимому, этой корреляции нет, или она слаба. Так, например, если турбулентные флуктуации сравнимы с флуктуациями тепловой скорости, то очевидно, что флуктуации функции источников практически не связаны с флуктуациями $\Delta\lambda'_D$. Это означает, что выражение $\langle\alpha_\lambda S_\lambda\rangle$ разбивается на произведение $\langle\alpha_\lambda\rangle\langle S_\lambda\rangle$, где каждый из сомножителей усредняется по своему ансамблю случайных величин. Далее мы будем использовать это разделение ансамблей. Кроме того, будем рассматривать случай малых флуктуаций $\eta^2 \ll 1$ и учитывать только первый член разложения по η^2.

Считая флуктуации доплеровской ширины малыми ($\eta^2 \ll 1$), разложим выражения под знаком усреднения (7) в ряд по степеням $y = \Delta\lambda'_D/\Delta\lambda_D^{(0)}$:

$$\alpha_\lambda\left(\Delta\lambda_D^{(0)}\cdot(1+y)\right) = \alpha_\lambda^{(0)} + \Delta\lambda_D^{(0)}\frac{\partial\alpha_\lambda^{(0)}}{\partial\left(\Delta\lambda_D^{(0)}\right)}y + \frac{1}{2}\left(\Delta\lambda_D^{(0)}\right)^2\frac{\partial^2\alpha_\lambda^{(0)}}{\partial\left(\Delta\lambda_D^{(0)}\right)^2}y^2\ldots \qquad (14)$$

и произведем усреднение, учитывая, что $\langle y\rangle = 0$ и $\langle y^2\rangle = \eta^2$. Кроме того, используя явный вид коэффициента поглощения (5), производные по $\Delta\lambda_D^{(0)}$ удобно выразить через производные по разности длин волн $\Delta\lambda = \lambda - \lambda_0$, которую часто обозначают просто λ, перенеся начало отсчета длин волн в центр линии. Мы также воспользуемся этим простым обозначением.

В итоге, средний коэффициент поглощения принимает вид:

$$\langle\alpha_\lambda\rangle = \alpha_\lambda^{(0)} + \left[\alpha_\lambda^{(0)} + 2\lambda\frac{\partial\alpha_\lambda^{(0)}}{\partial\lambda} + \frac{\lambda^2}{2}\frac{\partial^2\alpha_\lambda^{(0)}}{\partial\lambda^2}\right]\eta^2\,, \tag{15}$$

а средняя оптическая глубина $\langle\tau_\lambda\rangle$ вычисляется по формуле:

$$\langle\tau_\lambda\rangle = \int_0^z dz\langle\alpha_\lambda(z)\rangle = \tau_\lambda^{(0)} + \left[\tau_\lambda^{(0)} + 2\lambda\frac{\partial\tau_\lambda^{(0)}}{\partial\lambda} + \frac{\lambda^2}{2}\frac{\partial^2\tau_\lambda^{(0)}}{\partial\lambda^2}\right]\eta^2\,, \tag{16}$$

где мы используем то же определение $d\tau_\lambda^{(0)} = \alpha_\lambda^{(0)}dz$, что и при вычислении потока $H_\lambda^{(0)}$ (см. уравнение (8)). Напомним, что величины $\alpha_\lambda^{(0)}$ и $\tau_\lambda^{(0)}$ являются средними величинами, вычисленными без учета флуктуаций $\Delta\lambda_D'$.

Учитывая предыдущие выражения и предположение о независимости ансамблей для α_λ и S_λ, получаем для наблюдаемого потока $\langle H_\lambda(\eta)\rangle$ следующую формулу:

$$\begin{aligned}\langle H_\lambda(\eta)\rangle = H_\lambda^{(0)} + 2\pi\eta^2\int_0^\infty dz\,S_{\lambda_0}(z)\Bigg[E_2\left(\tau_\lambda^{(0)}\right)\left(\alpha_\lambda^{(0)} + 2\lambda\frac{\partial\alpha_\lambda^{(0)}}{\partial\lambda} + \frac{\lambda^2}{2}\frac{\partial^2\alpha_\lambda^{(0)}}{\partial\lambda^2}\right) - \\ -\alpha_\lambda^{(0)}E_1\left(\tau_\lambda^{(0)}\right)\left(\tau_\lambda^{(0)} + 2\lambda\frac{\partial\tau_\lambda^{(0)}}{\partial\lambda} + \frac{\lambda^2}{2}\frac{\partial^2\tau_\lambda^{(0)}}{\partial\lambda^2}\right)\Bigg].\end{aligned} \tag{17}$$

Здесь, как обычно, из-за остроты спектральной линии, источник $S_\lambda(z)$ берется в центре линии λ_0. Напомним, что величины $\tau_\lambda^{(0)}$ и $\alpha_\lambda^{(0)}$ зависят от расстояния z от поверхности фотосферы. Обычно это расстояние выражают в росселандовских оптических величинах. Наше обозначение более удобно, так как менее громоздко и сохраняет симметрию выражения (17). Отрицательный член в этом выражении возник при разложении по параметру η^2 экспоненты $\exp(-\langle\tau_\lambda\rangle)$ (см. формулу (16)). Выражение (17) можно несколько упростить, если использовать соотношения (10):

$$\begin{aligned}\langle H_\lambda\rangle = H_\lambda^{(0)} + T_\lambda\,\eta^2 + 2\lambda\frac{\partial H_\lambda^{(0)}}{\partial\lambda}\eta^2 + \\ + 2\pi\eta^2\int_0^\infty dz\,S_{\lambda_0}(z)\frac{\lambda^2}{2}\left[E_2\left(\tau_\lambda^{(0)}\right)\frac{\partial^2\alpha_\lambda^{(0)}}{\partial\lambda^2} - \alpha_\lambda^{(0)}E_1\left(\tau_\lambda^{(0)}\right)\frac{\partial^2\tau_\lambda^{(0)}}{\partial\lambda^2}\right],\end{aligned} \tag{18}$$

где

$$\begin{aligned}T_\lambda = 2\pi\int_0^\infty d\tau_\lambda^{(0)}\,S_{\lambda_0}\left(\tau_\lambda^{(0)}\right)\left[2E_2\left(\tau_\lambda^{(0)}\right) - e^{-\tau_\lambda^{(0)}}\right] \equiv \\ \equiv -2\pi\int_0^\infty d\tau_\lambda^{(0)}\tau_\lambda^{(0)}\,E_2\left(\tau_\lambda^{(0)}\right)\frac{dS_{\lambda_0}\left(\tau_\lambda^{(0)}\right)}{d\tau_\lambda^{(0)}}.\end{aligned} \tag{19}$$

Второе выражение в формуле (19) получается из первого интегрированием по частям с использованием соотношений (10).

Используя различные модели фотосфер, можно найти зависимость средней доплеровской ширины $\Delta\lambda_D^{(0)}$ от глубины z, а затем вычислить потоки $H_\lambda^{(0)}$ и $\langle H_\lambda(\eta)\rangle$. Сравнения этих потоков при различных уровнях флуктуаций доплеровской ширины η позволяют узнать, насколько сильно наличие флуктуаций искажает спектр линии поглощения. Значения функции $[2E_2(x)-\exp(-x)]\equiv f$ представлены в табл.2. Для больших значений x функция $f\simeq(-x^2+2x-4)/x^2\exp(-x)$.

Таблица 2

ЗНАЧЕНИЕ ФУНКЦИИ $f=2E_2(x)-e^{-x}$

x f	0 1	0.05 0.7040	0.10 0.5402	0.15 0.4213	0.20 0.3297	0.25 0.2566
x f	0.30 0.1974	0.35 0.1489	0.40 0.1085	0.45 0.0750	0.50 0.0467	0.60 0.0036
x f	0.70 -0.0268	0.80 -0.0477	0.90 -0.0618	1 -0.0709	1.1 -0.0763	1.2 -0.0790
x f	1.3 -0.0797	1.4 -0.0788	1.5 -0.0769	1.6 -0.0743	1.7 -0.0711	1.8 -0.0677
x f	1.9 -0.0640	2 -0.0603	2.5 -0.0425	3 -0.0285	3.5 -0.0187	4 -0.0119
x f	5 -0.0048	5.5 -0.0030	6 -0.0018	6.5 -0.0011	7 -0.0007	8 -0.0003

Члены с λ и λ^2 при $\lambda=0$, что соответствует центру линии, равны нулю. В этом случае выражение (18) переходит в формулу:

$$\langle H_0(\eta)\rangle = H_0^{(0)}+\eta^2\left[2H_0^{(0)}-2\pi I_0^{(0)}(0,1)\right] \equiv H_0^{(0)}+\eta^2 T_0 . \tag{20}$$

Здесь $I_\lambda^{(0)}(0,1)$ - интенсивность выходящего излучения перпендикулярно к поверхности фотосферы ($\mu=1$). Выражение T_λ можно записать в виде:

$$T_\lambda = 2H_\lambda^{(0)}-I_\lambda^{(0)}(0,1)=4\pi\int_0^1 d\mu\mu\left[I_\lambda^{(0)}(0,\mu)-I_\lambda^{(0)}(0,1)\right]\equiv-\gamma_\lambda H_\lambda^{(0)}, \tag{21}$$

где параметр γ_λ введен для удобства в дальнейших вычислениях. В этих обозначениях вблизи центра линии выражение для наблюдаемого спектра приобретает вид:

$$\langle H_\lambda(\eta)\rangle = H_\lambda^{(0)}\left(1-\gamma_\lambda\eta^2\right). \tag{22}$$

В силу закона потемнения к краю ($I_\lambda^{(0)}(0,\mu)<I_\lambda^{(0)}(0,1)$) функция T_λ отрицательна. Это означает, что флуктуации доплеровской ширины усиливают линию поглощения в центре линии и вблизи него. Данный вывод, строго говоря, доказан только для сильных линий поглощения, когда можно пренебречь коэффициентом поглощения в континууме по сравнению с коэффициентом поглощения в спектральной линии: $\alpha_c(\lambda)<<\alpha_\lambda$ (см. [2]).

Коэффициент T_λ, определяющий влияние флуктуаций доплеровской ширины, согласно выражению (19), находится численным интегрированием произведения функции источников $S_\lambda(z)$ и функции $f\left(\tau_\lambda^{(0)}\right)$ по всей глубине фотосферы, если модель фотосферы построена или взята из литературы. Для грубых оценок этого коэффициента, по-видимому, можно использовать одну из самых простых моделей, когда предполагается, что выполняется ЛТР и функция источников S_λ линейно зависит от оптической глубины $\tau_\lambda^{(0)}$ (см. [1]). В этой модели выполняется:

$$T_\lambda = -H_\lambda^{(0)} \frac{(2/3)\left(\alpha/\alpha_\lambda^{(0)}\right)\beta_\lambda}{1+(2/3)\left(\alpha/\alpha_\lambda^{(0)}\right)\beta_\lambda} = -\gamma_\lambda H_\lambda^{(0)} . \qquad (23)$$

Здесь α - среднее значение коэффициента поглощения (включая и непрерывный спектр) в окрестности наблюдаемой линии, коэффициент $\beta_\lambda = (3/8)(h\nu/kT)/(1-\exp(-h\nu/kT))$ определяет наклон линейного возрастания функции источников (здесь T - температура на поверхности фотосферы).

В предельном случае для этой простой модели, когда числитель выражения (23) много больше единицы, получаем $T_\lambda = -H_\lambda^{(0)}$, т.е. $\gamma_\lambda = 1$. Этот предельный случай чаще всего соответствует Виновскому случаю, когда коэффициент $\beta_\lambda >> 1$. Здесь требуется наименьшая величина флуктуаций η, чтобы дотянуть модельный поток $H_\lambda^{(0)}$ до совпадения с наблюдаемым потоком $\langle H_\lambda(\eta)\rangle$. Обратный предел, когда числитель выражения (23) много меньше единицы ($\gamma_{\lambda_0} << 1$), потребует большей величины флуктуаций для объяснения разницы между глубинами наблюдаемого спектра и его модельной аппроксимации.

Конечно, наиболее точная оценка параметра η^2 требует нахождения T_λ с использованием наиболее точной модели фотосферы исследуемой звезды. Далее мы будем приводить значения $\gamma_\lambda\eta^2$, соответствующие реальным сравнениям наблюдаемой глубины линии с теоретическим значением, использующим все параметры, кроме степени флуктуаций η. В настоящее время, по-видимому, такой моделью является синтетическая модель спектра звезды (см. ссылки в [5,6]).

3. *Некоторые примеры оценок степени флуктуаций*. Во многих случаях уровень непрерывного спектра практически невозможно определить с достаточной точностью. В этих случаях поток излучения в линии нормируют с использованием какого-либо потока, близкого по величине к среднему потоку в непрерывном спектре. Для нас важно, что во всех случаях нормировка наблюдаемого и модельного спектров одна и та же. Поэтому для нахождения степени флуктуаций η достаточно найти отношение (см. формулу (22)):

$$\frac{\langle H_{\lambda_0}(\eta)\rangle}{H_{\lambda_0}^{(0)}} = 1 - \gamma_{\lambda_0}\eta^2 , \qquad (24)$$

взятое в центре линии поглощения.

Рассматривая ЛТР модели раннего периода, можно заметить, что они дают сильное занижение глубины линии в центре по сравнению с реально наблюдаемыми значениями. Характерным примером является линия Hγ ($\lambda_0 = 0.434$ мкм) в субгиганте θ Leo ($T_e \simeq 9300$ K. $\log(g) \simeq 3.6$) (см.[2]). Использование ЛТР модели привело к неплохому совпадению модельного спектра с наблюдаемым в крыльях линии, но сильному отличию в центре ($\langle H_{\lambda_0}(\eta)\rangle / H_{\lambda_0}^{(0)} \simeq 0.4$), Это дает $\gamma_{\lambda_0}\eta^2 \simeq 0.6$, что, по-видимому, слишком велико.

Не ЛТР модели для ряда значений T_e и g, (см. [13]), совпадая с ЛТР моделями в крыльях линии, дают увеличение глубины линии на $\approx 40\%$ по сравнению с ЛТР моделями. В работе [14] даны многочисленные примеры спектров поглощения для O-звезд и их сравнение с не ЛТР моделями фотосфер. Хотя это спектры средней глубины, но во многих спектрах видно, что наблюдаемые спектры глубже теоретических. Особенно сильно этот эффект проявляется для звезды 10 Lac ($T_e \simeq 35000$ K, $\log(g) \simeq 4$) для линий Hγ ($\gamma_{\lambda_0}\eta^2 \approx 0.12$) и H$\beta$ ($\gamma_{\lambda_0}\eta^2 \approx 0.12$) и для звезды AE Aur ($T_e \simeq 30000$ K, $\log(g) \simeq 4.3$) для линий Hγ ($\gamma_{\lambda_0}\eta^2 \approx 0.14$) и H$\alpha$ ($\gamma_{\lambda_0}\eta^2 \simeq 0.1$). Для этих же звезд эффект четко проявляется и для линий гелия He II ($\lambda = 0.4686$ мкм и $\lambda = 0.5412$ мкм), хотя эти линии довольно слабые.

Отметим также работы [15,16], где представлены наблюдательный и модельный ультрафиолетовые спектры резонансного дуплета CIV ($\lambda_0 = 0.1548$ мкм и $\lambda_0 = 0.1550$ мкм) в звезде 27 CMa. Здесь также наблюдаемая глубина линий больше модельной. Для $\lambda_0 = 0.1548$ мкм она соответствует в нашей интерпретации $\gamma_{\lambda_0}\eta^2 \simeq 0.3$.

Большое число синтетических спектров Веги в интервале 0.1284-0.3000 мкм представлено в работе [5]. Здесь также значительное число теоретических линий имеют глубину выше наблюдаемой.

Иногда встречаются случаи, когда теоретические спектры лежат ниже наблюдаемых, как, например, спектры в близком инфракрасном диапазоне 2.34-2.41 мкм в работе [17]. По-видимому, такие спектры должны учитывать вклад континуума. Более сложная теория, учитывающая вклад коэффициента поглощения в непрерывном спектре α_c, приводит к следующему выражению для T_λ (см. формулу (19)):

$$T_\lambda = -2\pi \int_0^\infty d\tau_\lambda \frac{dS_{\lambda_0}(\tau_\lambda)}{d\tau_\lambda} E_2(\tau_\lambda) \int_0^{\tau_\lambda} d\tau'_\lambda \left(\eta^2 \frac{\alpha_\lambda^{(0)}(\tau'_\lambda)}{\alpha_\lambda^{(0)}(\tau'_\lambda) + \alpha_c^{(0)}(\tau'_\lambda)} + \right.$$
$$\left. + \eta_T^2 \frac{\alpha_c^{(0)}(\tau'_\lambda)}{\alpha_\lambda^{(0)}(\tau'_\lambda) + \alpha_c^{(0)}(\tau'_\lambda)} a_\lambda(\tau'_\lambda) \right), \tag{25}$$

где $d\tau_\lambda = dz\left(\alpha_\lambda^{(0)} + \alpha_c^{(0)}\right)$, а $\eta_T^2 = \left\langle (T')^2 \right\rangle / T_0^2$ - квадрат степени флуктуаций температуры (мы считаем, что коэффициент поглощения в непрерывном спектре α_c в основном зависит от температуры). Величина a_λ определяет усиление коэффициента α_c флуктуациями температуры:

$$\langle\alpha_c\rangle = \alpha_c^{(0)}(T_0)\left(1 + a_\lambda(T_0)\eta_T^2\right). \qquad (26)$$

Эта формула получается аналогично выражению (15). Коэффициент $a_\lambda(T_0)$ равен:

$$a_\lambda(T_0) = \frac{T_0^2}{2\alpha_c^{(0)}(T_0)} \frac{\partial^2 \alpha_c^{(0)}(T_0)}{\partial T_0^2}. \qquad (27)$$

Легко видеть, что в пределе при $\alpha_c \to 0$ формула (25) переходит во второе выражение формулы (19). При $\alpha_\lambda^{(0)} \sim \alpha_c^{(0)}$ (слабая линия) знак коэффициента T_λ зависит от знака и величины коэффициента a_λ, а также от величины флуктуаций температуры η_T^2. Для слабых линий вполне возможен случай, когда центр наблюдаемой линии находится выше модельной аппроксимации (второй член в формуле (25) отрицателен и по величине больше первого). Именно такая ситуация имеет место для звезды Денеб (α Cygni, $T_e \simeq 8400$ K, $\log(g) \simeq 1.5$) для бальмеровских, пашеновских и пфундовских линий в инфракрасном диапазоне (см. [17]).

4. *Заключение.* Наблюдаемые спектры звезд соответствуют усредненным по времени и поверхности звезды значениям потока излучения $\langle H_\lambda \rangle$. Температура $T = T_0 + T'$, турбулентная скорость $u_{turb} = u_0 + u'$ в фотосфере звезды являются стохастическими величинами и характеризуются своими средними по ансамблю реализаций значениями - T_0 и u_0 и флуктуациями - T' и u'. Средние значения этих величин являются усредненными по времени наблюдений и всей наблюдаемой поверхности звезды. Флуктуации этих величин характеризуют отклонения от средних значений и вызваны нестационарностью (за время наблюдений) и неоднородностью распределения температуры и мелкомасштабной турбулентности по поверхности звезды. В обычных моделях фотосфер принимают, что значения T_0 и u_0 однородно распределены по поверхности звезды, и находят распределение средней температуры как функцию глубины в фотосфере (турбулентную скорость обычно считают постоянной). Поток излучения $H_\lambda^{(0)}$, вычисляемый из модели, не учитывает наличия флуктуаций T' и u'. Поэтому этот поток, вообще говоря, не может совпасть с наблюдаемым потоком $\langle H_\lambda \rangle$, который включает в себя и изменения, вызванные наличием флуктуаций. Различие между ними определяется уровнем флуктуаций.

Мы рассмотрели эту проблему для сильных линий поглощения в тех случаях, когда поглощение в центре линии определяется доплеровским уширением $\Delta\lambda_D$, обычным образом связанным с T и u_{turb}. Таким образом, доплеровское уширение также является стохастической величиной и характеризуется средним значением $\Delta\lambda_D^{(0)}$ и флуктуационной частью $\Delta\lambda'_D$. Считая флуктуации малыми, можно получить аналитическое выражение для $\langle H_\lambda \rangle$, т.е. учесть вклад флуктуаций в наблюдаемую линию поглощения.

Для центра линии это выражение наиболее простое и позволяет по разнице между наблюдаемым потоком $\langle H_{\lambda_0} \rangle$ и модельным потоком $H_{\lambda_0}^{(0)}$ дать оценку степени флуктуаций $\eta = \sqrt{(\Delta\lambda'_D)^2} / \Delta\lambda_D^{(0)}$. Для сильной линии можно пренебречь учетом коэффициента поглощения в непрерывном спектре (см. [7]), что сильно упрощает теорию.

Физически степень флуктуаций η интегрально характеризует наличие хаотичности в фотосфере. Для ряда звезд наблюдаемая глубина линий заметно больше глубин, определяемых из не ЛТР моделей, а также из синтетических спектров. Из нашей теории следует, что флуктуации доплеровской ширины увеличивают глубину линий поглощения. Поэтому введение нового параметра η в теоретические модели фотосфер может исправить наблюдающееся несовпадение теории и наблюдений. Конечно, вопрос о единственности такого объяснения остается открытым. Во всяком случае, флуктуации объясняют часть избыточной глубины линии.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ (проект № 07-02-00535а), программ Президиума и ОФН РАН, Президентской программы "Ведущие научные школы" (НШ-6110.2008.2), а также при поддержке ФЦП "Научные и научно - педагогические кадры инновационной России" на 2009-2013 годы (ГК № 02.740.11.0246).

Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН,
Россия, e-mail: nsilant@bk.ru

INFLUENCE OF DOPPLER WIDTH FLUCTUATIONS ON THE CENTER OF STRONG ABSORPTION LINES

N.A.SILANT'EV, G.A.ALEXEEVA, V.V.NOVIKOV

The temperature and turbulence are stochastic processes. They are characterized by mean velocities u_{th} and u_0 and corresponding fluctuations u'_{th} and u'. Clearly, the Doppler width is also the stochastic value, i.e. has the fluctuating component $\Delta\lambda'_D$. The observed spectra correspond to radiation flux $\langle H_\lambda \rangle$ statistically averaged over time and the star surface. The usual models of photospheres take into account only the mean velocities u_{th} and u_0, which determine by usual manner the Doppler width $\Delta\lambda_D^{(0)}$. The existence of fluctuations $\Delta\lambda'_D$ means that near the center of the line the mean extinction factor $\langle \alpha_\lambda \rangle$ is higher than the usual α_λ, depending on the velocities u_{th} and u_0. This gives rise to additional increase of the absorption line near the center.

This new statistical effect depends on wavelength and up to now is not taking into account in photospheric models. The comparison of observed absorption lines with the model profiles allow us to estimate the mean degree of Doppler width fluctuations $\eta = \langle|\Delta\lambda'_D|\rangle / \Delta\lambda_D^{(0)}$, which characterizes the mean stochastisity of photosphere and is of interest for understanding of physical processes in the latter. In synthetic spectra of stars the depths of lines frequently are higher than observed values. Taking into account our new effect, one can improved the situation. As a result, we can estimate the value of parameter η in a number of stars.

Key words: *turbulence:fluctuations:absorbing lines*

ЛИТЕРАТУРА

1. *В.В.Соболев*, Курс теоретической астрофизики, М., Наука, 1967.
2. *Д.Грей*, Наблюдения и анализ звездных фотосфер, М., Мир, 1980.
3. *D.Mihalas*, Astrophys. J., **176**, 139, 1972.
4. *D.Mihalas*, Astrophys. J., **525**, 25, 1999.
5. *E.L.Fitzpatrick*, Astrophys. J., **725**, 2401, 2010.
6. *J.Zverko*, *J.Ziznovsky*, *S.J.Adelman*, *W.W.Weiss* (eds.), IAU Symposium. vol. 224, The A-Stars Puzzle, 2004.
7. *R.G.Athay*, Radiation transport in spectral lines, Reidel Publ. Company, Dordrecht-Holland, 1972.
8. *N.A.Silant'ev*, *E.E.Lekht*, *G.A.Alexeeva*, Astrophys. J., **696**, 1972, 2009.
9. *С.А.Каплан*, *С.Б.Пикельнер*, Межзвездная среда, М., Наука, 1970.
10. *Г.Карслоу*, *Д.Егер*, Теплопроводность твердых тел, М., Наука, 1964.
11. *N.A.Silant'ev*, Astron. Astrophys., **433**, 1117, 2005.
12. *N.A.Silant'ev*, *G.A.Alexeeva*, Astron. Astrophys., **479**, 207, 2008.
13. *L.H.Auer*, *D.Mihalas*, Astrophys. J., **160**, 233, 1970.
14. *L.H.Auer*, *D.Mihalas*, Astrophys. J. Suppl. Ser., **205**, 193, 1972.
15. *M.Ruusalepp*, *A.Sapar*, *L.Sapar*, Tartu publ., **50**, 152, 1984.
16. *В.Е.Панчук*, *В.Г.Клочкова*, *М.В.Юшкин*, Астрофиз. бюллетень САО, **65**, 184, 2010.
17. *J.P.Aufdenberg*, *P.H.Hauschildt*, *E.Baron et al.*, Astrophys. J., **570**, 344, 2002.