

СПЕКТРОФОТОМЕТРИЯ F-ЗВЕЗД.

IV. КОНТУРЫ ЛИНИЙ В СПЕКТРАХ σ Boo, ν Her и 41 Cyg

Т. А. КИППЕР

Поступила 15 апреля 1968

Исправлена 30 мая 1968

В работе описана программа для расчета контуров линий $H\gamma$ и $K\ Ca\ II$ на основе моделей атмосфер. С помощью этой программы вычислены контуры линий, которые соответствуют 9 моделям атмосфер F-звезд. Проведено сравнение вычисленных контуров с наблюдаемыми контурами в спектрах σ Boo, ν Her и 41 Cyg. Выяснено, что бальмеровские линии мало чувствительны к изменению ускорения силы тяжести. По контурам линии $K\ Ca\ II$ определено содержание кальция в атмосферах σ Boo, ν Her и 41 Cyg.

На основе моделей атмосфер можно вычислять теоретические контуры спектральных линий. В настоящей работе вычислены контуры бальмеровских линий ($H\gamma$) и линии $\lambda 3933\ Ca\ II$ (K), так как эти контуры можно легко сравнивать с наблюдаемыми нами контурами в спектрах σ Boo, ν Her и 41 Cyg [1, 2]. Контуры линий остальных элементов сравнивать трудно, так как эти на наших спектрограммах почти инструментальные.

1. *Вычисление контуров.* а) *Водородные линии.* В большинстве астрофизически важных случаев расширение водородных линий обусловлено главным образом линейным эффектом Штарка, и другие типы расширения можно не учитывать, кроме доплеровского расширения для центрального несмещенного компонента [3, 4]. Поэтому можно для коэффициента поглощения в линии написать упрощенное выражение, избегая обычного свертывания функций, описывающих расширение.

$$I_{\lambda} = \text{const} \cdot \varepsilon_H (gf_{\pm} \lambda) \cdot \left(\frac{N_i}{g_i N_H} \right) \cdot [1 - \exp(-2.859 \cdot 10^4 \theta / \lambda)] \times \quad (1)$$

$$\times (83.82/\theta + \xi^2)^{-1/2} \cdot \left[\frac{\sqrt{\pi} \lambda}{c} (83.82/\theta + \xi^2)^{1/2} S(\alpha, p) \frac{d\alpha}{d(\Delta\lambda)} + \frac{f_0}{f_{\pm}} H(\alpha, \nu) \right].$$

В формуле (1) α — расстояние от центра линии в единицах эффективной силы поля F_0 .

$$F_0 = 1.25 \cdot 10^{-9} N^{2/3}, \quad (2)$$

где N — число расширяющих частиц в см^3 , $f_0 = 0.006989$ — сила осциллятора несмещенного компонента, $f_{\pm} = 0.037498$ — суммарная сила осциллятора смещенных компонентов [5], ε_H — содержание водорода относительно суммы содержаний всех элементов ($\varepsilon_H \approx 0.86$).

Функция $S(\alpha, p)$ описывает штарковское расширение. Расширение центрального несмещенного компонента описывается функцией Фойгта $H(\alpha, \nu)$. В формуле (1) сомножители $[1 - \exp(-2.859 \cdot 10^4 \theta / \lambda)]$ и $(83.82/\theta + \xi^2)^{1/2}$ выражают соответственно долю индуцированного излучения и наиболее вероятную скорость атомов водорода.

Для $S(\alpha, p)$ используем таблицы, которые основаны на графиках из работы [4]. Полученные с графиков значения $S(\alpha, p)$ могут иметь случайную ошибку $\sim 3 - 6\%$, но это не должно иметь значительного влияния на результаты, так как при интегрировании по оптическим глубинам эти случайные ошибки компенсируют друг друга. Для α больших, чем 0.5, используем приближенную формулу

$$\lg S(\alpha, p) = 5.859 - 2.504 \lg \alpha \quad (\text{для } H\gamma). \quad (3)$$

При вычислении графиков для $S(\alpha, p)$ в работе [4] учитывались эффекты корреляции и экранирования. Для всего контура использовалось квазистатическое приближение, хотя для $\Delta\lambda$ меньших, чем

$$\Delta\lambda_L = 9.12/\theta \quad (\text{для } H\gamma) \quad (4)$$

это приближение должно быть заменено ударным приближением. Чтобы использовать одно приближение для всего контура, введена процедура эмпирической коррекции [4]. В настоящее время данное представление дает лучшее согласие с экспериментами, которые проведены при температурах и давлениях, встречающихся в звездных атмосферах [4].

Эффекты корреляции и экранирования учитываются параметром p ,

$$p = 0.0898 N^{1/3} / T^{1/2}.$$

Число расширяющихся частиц N является функцией $\Delta\lambda$ и меняется в пределах

$$N_* \leq N(\Delta\lambda) \leq 2N_* \quad (6)$$

Для параметра p выбор N не имеет большого значения ввиду малого показателя степени у N в формуле (4), а также ввиду слабой зависимости $S(z, p)$ от p . Зато более сильное влияние имеет этот выбор на эффективную силу поля F_0 .

В работе [4] предложен чисто эмпирический способ для выбора N .

Число расширяющихся частиц выражается в виде функциональной зависимости

$$N = N(\Delta\lambda) = N_* \left(1.5 + 0.5 \frac{z-1}{z+1} \right) \quad (7)$$

Хорошее согласие с наблюдениями получается при

$$z = 7 \Delta\lambda / \Delta\lambda_L \quad (8)$$

В этом случае

$$S(z, p) \frac{dz}{d(\Delta\lambda)} = S(p[N^*], \alpha[N]) g(\Delta\lambda) / F_0(N), \quad (9)$$

где

$$g(\Delta\lambda) = 1 - 2/3 \frac{N_*}{N(\Delta\lambda)} \frac{z}{(z+1)^2} \quad (10)$$

Как уже сказано, N^* может быть выбрано произвольно в пределах, указанных в формуле (5).

Контур линии в выходящем потоке можно вычислить по формуле

$$R(\Delta\lambda) = \frac{\int_0^{\infty} S_{\Delta\lambda}(\tau_{\Delta\lambda}) E_2(\tau_{\Delta\lambda}) d\tau_{\Delta\lambda}}{\int_0^{\infty} S_{\lambda}(\tau_{\lambda}) E_2(\tau_{\lambda}) d\tau_{\lambda}}, \quad (11)$$

где $S_{\Delta\lambda}$ и S_{λ} — функции источника соответственно в линии и в непрерывном спектре, а E_2 — интегральная показательная функция 2-го порядка.

Бальмеровские линии как субординатные линии возникают главным образом по схеме „чистого поглощения“, хотя в таком случае получаются некоторые неувязки в центральных областях линий. Учитывая неточности моделей и теории расширения, это предположение

достаточно хорошее при сравнении с наблюдениями [6]. Если принять схему „чистого поглощения“, то можно функцию источника заменить функцией Планка

$$\begin{aligned} S_{\lambda}(\tau_{\lambda}) &= B_{\lambda}(T[\tau_{\lambda}]) \\ S_{\Delta\lambda}(\tau_{\Delta\lambda}) &= B_{\lambda}(T[\tau_{\Delta\lambda}]) \end{aligned} \quad (12)$$

б) *Линии $\lambda 3933$ Ca II.*

Линия К ($\lambda 3933$) Ca II является одной из самых сильных линий в спектрах F-звезд. Расширение крыльев этой линии описывается теорией дискретных соударений. Для далеких крыльев линии ($v \geq 8$) коэффициент поглощения можно написать в форме [7]

$$I_{\lambda} = \frac{16.5 \cdot 10^{-26}}{m_H \mu_0} \cdot \varepsilon_{Ca} \cdot (gf)_{\lambda} \cdot \left(\frac{N_i}{g_i N} \right) \left[1 - \exp \left(-2.859 \cdot 10^4 \frac{\theta}{\lambda} \right) \right] \cdot \frac{\lambda}{\Delta\lambda^2} \cdot \frac{\Gamma}{\gamma_{\lambda}} \quad (13)$$

Здесь коэффициент поглощения (с учетом индуцированного излучения) выражен для 1 грамма звездного вещества (в наших моделях $\mu_0 = 1.67$). Для линии K Ca II написанное выражение коэффициента поглощения можно использовать, ввиду очень большой ширины этой линии, практически для всей линии, за исключением очень узкой центральной области, где расширение обусловлено эффектом Доплера.

В формуле (13) ε_{Ca} — относительное содержание Ca по отношению к водороду, Γ — постоянная затухания, γ_{λ} — классическая постоянная затухания

$$\gamma_{\lambda} = \frac{2.22}{\lambda^2} \cdot 10^{15} = 1.44 \cdot 10^8 \text{ сек}^{-1} \quad (\text{для } \lambda 3933). \quad (14)$$

Так как линия $\lambda 3933$ Ca II — резонансная линия, надо при расчете величины $N_i/g_i N$ использовать только формулу Саха. Если учитывать нейтральные, однократно и двукратно ионизованные атомы, то

$$\frac{N_i}{g_i N} = \frac{1}{U_1} \cdot \frac{1}{\frac{N_0}{N_1} + 1 + \frac{N_2}{N_1}} \quad (15)$$

Остается найти выражение для Γ , которое является суммой постоянной затухания излучением и числа соударений в секунду.

$$\Gamma = \Gamma_{\text{rad}} + 2S. \quad (16)$$

Для постоянной затухания излучением имеем в случае $\lambda 3933$ Ca II

$$\Gamma_{\text{rad}} = 3 \sum \frac{g_n}{g_m} f_{nm} \gamma_{\nu} = 1.19 \gamma_{\lambda}. \quad (17)$$

Для числа соударений в секунду можем написать

$$S = \pi v \frac{P_f}{kT} \rho_0^2, \quad (18)$$

где v — средняя относительная скорость излучающего и расширяющегося атомов:

$$v = \left[\frac{8\pi T}{\pi m_H} \left(\frac{1}{\mu_1} + \frac{1}{\mu_2} \right) \right]^{1/2}. \quad (19)$$

В нашем случае главную роль расширяющихся частиц играют нейтральные атомы водорода [7]. В этом случае $\mu_1 = 1$, $\mu_2 = 40$. Через ρ_0^2 отмечено сечение ударного расширения. В случае, если расширяющиеся частицы — атомы водорода, соударения характеризуются силами ван-дер-ваальсовского типа [7] и

$$\rho_0 = \left(12 \cdot 15 \frac{C}{v} \right)^{1/3}. \quad (20)$$

Для линии К Ca II константа ван-дер-ваальсовского взаимодействия $C = 1.51 \cdot 10^{32}$ [7]. Если учесть формулы (12)–(16), можно после некоторых преобразований получить удобную для численных расчетов формулу

$$\frac{\Gamma}{\Gamma_\lambda} = 1.083 + 10^{(-3.886 + \lg P_f + 0.7 \lg \nu)}. \quad (21)$$

Сильные резонансные линии, вроде линии, $\lambda 3933$ Ca II, не возникают по схеме „чистого поглощения“. Для таких линий доля рассеяния гораздо больше истинного поглощения. В случае $\lambda 3933$ Ca II величина ϵ , которая показывает долю истинного поглощения, порядка 0.001 [3]. Поэтому при использовании формулы (11) для нахождения контура нужно вычислять функцию источника для линии, которая учитывает рассеяние. Но, как показывают многочисленные исследования [3, 8, 9], рассеяние имеет важное значение лишь для центральных областей линии. Вычисленные по схеме „чистого поглощения“ крылья сильных резонансных линий дают хорошее согласие с наблюдаемыми контурами. Поэтому с формальной точки зрения мы можем для крыльев линии $\lambda 3933$ Ca II использовать в качестве функции источника функцию Планка.

По описанной схеме была написана программа для ЭЦВМ „Минск-2“ на алгоритмическом языке МАЛГОЛ [10]. В качестве моделей атмосфер использовались приближенные модели атмосфер для F-звезд, рассчитанные автором [11]. При составлении программы пред-

положено, что суммы по состояниям для S_a зависят только от температуры, зависимость от P_0 не учтена. Значения сумм по состояниям находятся путем интерполяции из таблиц, составленных на основе работ Клааса [12] и Аллера [13].

2. Результаты вычислений. а) Линия $H\gamma$.

Численные результаты применения описанной схемы приведены в табл. 1.

Таблица 1

θ_{eff}	0.75	0.78	0.81	0.72	0.735	0.75	0.70	0.72	0.74
$\lg g$	2.49	2.49	2.49	3.4	3.4	3.4	4.35	4.35	4.35
$\Delta\lambda$									
0.00	0.264	0.245	0.235	0.270	0.264	0.258	0.279	0.270	0.262
0.25	0.280	0.275	0.292	0.286	0.285	0.291	0.296	0.299	0.309
0.50	0.447	0.478	0.519	0.398	0.418	0.439	0.373	0.394	0.417
1.0	0.562	0.591	0.626	0.502	0.524	0.548	0.467	0.494	0.522
2.0	0.674	0.695	0.726	0.612	0.635	0.654	0.574	0.604	0.631
3.0	0.737	0.757	0.786	0.674	0.697	0.713	0.640	0.663	0.691
4.0	0.785	0.798	0.828	0.717	0.736	0.757	0.687	0.707	0.727
5.0	0.815	0.832	0.855	0.750	0.770	0.787	0.714	0.739	0.763
6.0	0.842	0.853	0.879	0.777	0.794	0.813	0.742	0.766	0.790
7.0	0.861	0.872	0.899	0.797	0.816	0.834	0.767	0.787	0.811
10	0.903	0.917	0.939	0.847	0.861	0.876	0.817	0.836	0.853
15	0.946	0.956	0.968	0.901	0.913	0.926	0.869	0.888	0.905
20	0.967	0.973	0.980	0.935	0.944	0.953	0.908	0.924	0.938
25	0.978	0.982	0.987	0.956	0.962	0.968	0.934	0.948	0.957
30	0.985	0.987	0.991	0.968	0.972	0.976	0.952	0.960	0.967

Наши результаты показывают, что в спектральных классах F2—F4 ($\theta_{\text{eff}} = 0.70 \div 0.80$) контуры бальмеровских линий очень слабо зависят от ускорения силы тяжести, если последнее изменяется в пределах $\lg g = 3.0 \div 4.5$. У сверхгигантов ($\lg g = 2.5$) контур линии $H\gamma$ несколько уже. Но при несколько низшей температуре эффект абсолютной величины почти отсутствует и для $\lg g = 2.5 \div 3.0$. В то же время контуры $H\gamma$ весьма чувствительны к изменениям температуры (у сверхгигантов это наблюдается при $\theta_{\text{eff}} > 0.78$).

Причина такого результата в том, что для F-звезд коэффициент непрерывного поглощения определяется главным образом отрицательными ионами водорода

$$k_v = \alpha (H^-) \frac{P_e}{m_H \mu}, \quad (22)$$

где α , H^- зависит только от температуры. Коэффициент поглощения в линии пропорционален $I_\nu \sim P_e^{2/3}$. Так как при вычислении контура используется отношение I_ν/k_ν , то контур мало зависит от P_e , а следовательно и от $\lg g$. У сверхгигантов доля отрицательных ионов в непрерывном поглощении при $\theta_{\text{eff}} < 0.8$ еще мала [7], поэтому для них контур зависит от $\lg g$.

Интенсивность бальмеровских линий заметно растет с ростом температуры. Это связано с тем, что населенность уровня $n=2$ весьма малая и растет быстро с ростом температуры, а роль ионизации в то же время еще незначительная. Недостаточная чувствительность бальмеровских линий к P_e указывает, что для нахождения P_e в спектральном классе F нельзя пользоваться известной формулой Унзольда.

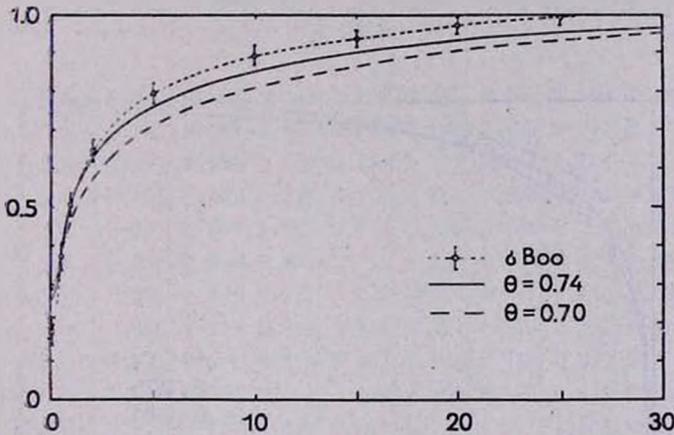


Рис. 1.

Сравнение вычисленных и наблюдаемых контуров H_γ приведено на рис. 1—3. Наблюдаемые контуры δ Boo и ν Her слишком узкие. Это является, наверно, результатом того, что положение непрерывного спектра несколько занижено. В отличие от сверхгиганта 41 Cyg у δ Boo и ν Her металлические линии весьма широкие и имеют малые центральные интенсивности, поэтому ошибка в проведении непрерывного спектра больше именно у них. Несовпадение в центрах линий обусловлено неточностью моделей для самых поверхностных слоев, а также тем, что в центральных областях даже таких линий, как

бальмеровские, значительное влияние имеет рассеяние. Поэтому вычисленные по схеме „чистого поглощения“ контуры имеют слишком высокие центральные интенсивности.

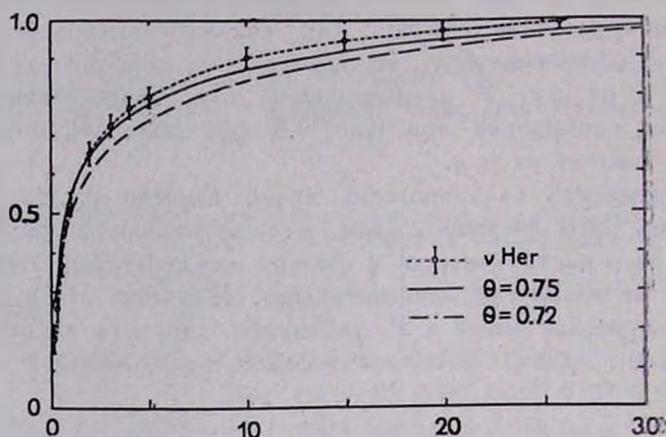


Рис. 2.

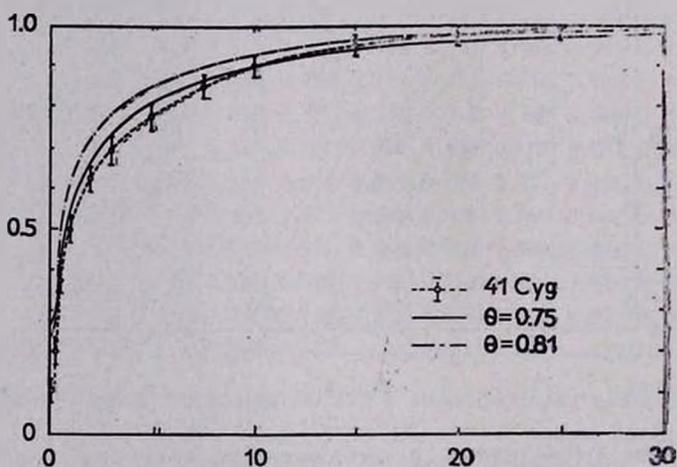


Рис. 3.

Так как контуры бальмеровских линий более чувствительны к θ_{eff} , чем к $\lg g$, то в спектральном классе F их можно использовать для определения эффективной температуры θ_{eff} . По рис. 1—3 можно заключить, принимая во внимание указанные замечания о наблюдаемых контурах, что θ_{eff} должно быть в пределах.

$$\delta \text{ Воо} \quad \theta_{\text{eff}} = 0.74 - 0.76$$

$$\nu \text{ Нer} \quad \theta_{\text{eff}} = 0.74 - 0.76$$

$$41 \text{ Cyg} \quad \theta_{\text{eff}} = 0.70 - 0.75.$$

Определение θ_{eff} для 41 Cyg неуверенное, так как в этом случае выбор $\lg g$ имеет тоже заметное влияние.

б) Линия $\lambda.3933 \text{ Ca II}$.

Вычисленные контуры линии $\lambda.3933 \text{ Ca II}$ для различных значений ϵ_{Ca} приведены в табл. 2.

Таблица 2

θ_{eff}	0.75			0.78			0.81		
$\lg g$	2.49			2.49			2.49		
ϵ_{Ca}	6.37	6.21	5.91	6.37	6.21	5.91	6.37	6.21	5.91
$\Delta\lambda$									
0.3	0.179	0.180	0.182	0.168	0.169	0.171	0.158	0.159	0.160
0.6	0.183	0.185	0.187	0.172	0.173	0.176	0.161	0.162	0.165
1.0	0.187	0.188	0.192	0.176	0.177	0.179	0.164	0.166	0.168
2.0	0.195	0.202	0.249	0.181	0.185	0.208	0.170	0.172	0.184
3.0	0.277	0.260	0.387	0.195	0.216	0.298	0.178	0.188	0.244
4.0	0.287	0.356	0.556	0.235	0.278	0.438	0.199	0.231	0.341
5.0	0.379	0.483	0.676	0.293	0.369	0.571	0.240	0.291	0.468
6.0	0.485	0.590	0.754	0.371	0.474	0.670	0.292	0.372	0.576
7.0	0.576	0.671	0.810	0.460	0.565	0.738	0.359	0.462	0.661
8.0	0.649	0.730	0.849	0.540	0.640	0.790	0.433	0.542	0.722
9.0	0.704	0.777	0.877	0.607	0.697	0.827	0.505	0.610	0.769
10	0.748	0.813	0.898	0.663	0.742	0.856	0.568	0.666	0.806
12	0.814	0.863	0.927	0.744	0.809	0.896	0.668	0.747	0.858
14	0.858	0.896	0.945	0.801	0.854	0.921	0.737	0.803	0.892
15	0.925	0.946	0.972	0.893	0.923	0.961	0.855	0.894	0.944

θ_{eff}	0.72			0.735			0.75		
$\lg g$	3.4			3.4			3.4		
ϵ_{Ca}	6.37	6.21	5.91	6.37	6.21	5.91	6.37	6.21	5.91
$\Delta\lambda$									
0.3	0.196	0.197	0.200	0.190	0.191	0.194	0.184	0.185	0.187
0.6	0.202	0.203	0.205	0.195	0.197	0.198	0.189	0.190	0.192
1.0	0.205	0.208	0.219	0.199	0.201	0.209	0.192	0.219	0.282
2.0	0.233	0.262	0.360	0.218	0.237	0.315	0.207	0.219	0.282
3.0	0.317	0.388	0.581	0.283	0.335	0.514	0.255	0.298	0.449
4.0	0.445	0.548	0.724	0.382	0.480	0.672	0.334	0.417	0.614
5.0	0.573	0.669	0.807	0.506	0.608	0.767	0.441	0.544	0.722
6.0	0.671	0.748	0.858	0.610	0.700	0.828	0.546	0.645	0.792
7.0	0.738	0.804	0.892	0.689	0.763	0.868	0.632	0.718	0.839
8.0	0.789	0.843	0.915	0.745	0.810	0.896	0.698	0.771	0.872
9.0	0.826	0.872	0.932	0.790	0.844	0.916	0.748	0.811	0.897
10	0.855	0.894	0.944	0.824	0.870	0.930	0.787	0.842	0.915
12	0.895	0.924	0.961	0.871	0.906	0.951	0.843	0.885	0.939
14	0.920	0.943	0.971	0.902	0.929	0.963	0.880	0.913	0.955
20	0.959	0.971	0.985	0.949	0.964	0.982	0.937	0.955	0.977

θ_{eff}	0.70			0.72			0.74		
$\lg g$	4.35			4.35			4.35		
ϵ_{Ca}	6.37	6.21	5.91	6.37	6.21	1.91	6.37	6.21	5.91
$\Delta\lambda$									
0.3	0.212	0.214	0.216	0.202	0.204	0.207	0.194	0.195	0.199
0.6	0.217	0.219	0.224	0.208	0.209	0.213	0.199	0.200	0.203
1.0	0.223	0.228	0.249	0.212	0.216	0.227	0.203	0.205	0.214
2.0	0.273	0.310	0.430	0.240	0.263	0.348	0.221	0.236	0.296
3.0	0.378	0.459	0.648	0.312	0.368	0.541	0.270	0.312	0.450
4.0	0.517	0.616	0.775	0.415	0.508	0.691	0.345	0.419	0.608
5.0	0.640	0.727	0.844	0.533	0.630	0.781	0.442	0.540	0.718
6.0	0.729	0.795	0.886	0.632	0.718	0.838	0.542	0.639	0.787
7.0	0.786	0.841	0.913	0.707	0.778	0.876	0.626	0.713	0.835
8.0	0.829	0.873	0.932	0.761	0.821	0.902	0.693	0.767	0.869
9.0	0.859	0.897	0.946	0.803	0.853	0.921	0.744	0.807	0.893
10	0.883	0.915	0.956	0.834	0.878	0.935	0.783	0.838	0.912
12	0.916	0.939	0.969	0.879	0.912	0.954	0.839	0.882	0.937
14	0.937	0.955	0.977	0.908	0.934	0.966	0.876	0.910	0.953
20	0.968	0.977	0.989	0.953	0.966	0.983	0.935	0.954	0.976

Контур линии $\lambda 3933$ тоже зависит сильнее от температуры, чем от ускорения силы тяжести. Для $\lg g = 4.35$ и $\lg g = 3.40$ контуры почти совпадают. Лишь для $\lg g = 2.50$ контур несколько шире.

Сравнение наблюдаемых и вычисленных контуров приведено на рис. 4—6.

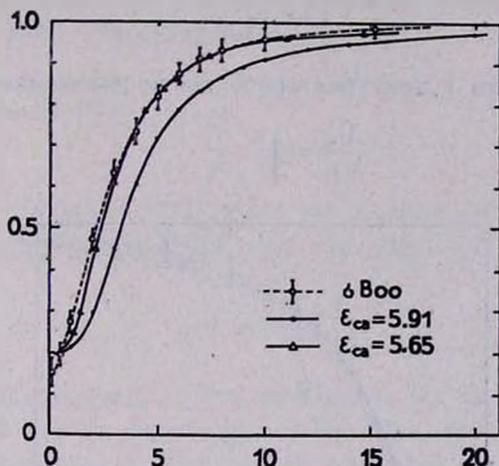


Рис. 4.

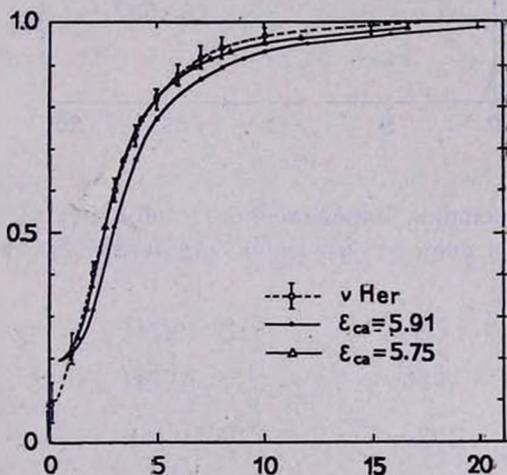


Рис. 5.

Для крыльев линии схема „чистого поглощения“ даст хорошее согласие с наблюдениями. Для центральных областей линии эта схема даст сильно завышенные интенсивности, как и можно было ожидать.

Сравнение контуров позволяет при фиксированном значении θ_{eff} найти относительное содержание кальция ϵ_{Ca} в атмосферах звезд. Если использовать не слишком далекие крылья линии, то есть $l_1/k \gg 1$, то, имея в виду формулу (13), по которой

$$I_{\lambda} \sim \frac{\epsilon_{\text{Ca}}}{\Delta\lambda^2}, \quad (23)$$

можно по различиям в контурах сразу найти различия в содержаниях

$$\frac{\Delta\lambda_2}{\Delta\lambda_1} = \sqrt{\frac{\epsilon_2}{\epsilon_1}}. \quad (24)$$

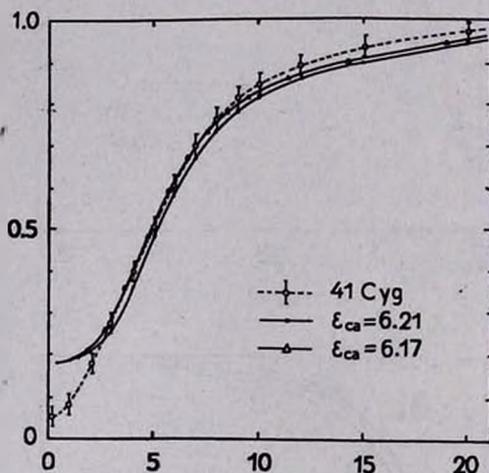


Рис. 6.

Содержание кальция, определенное таким путем, для изученных звезд следующее (в скобках отмечена принятая эффективная температура):

$$\delta \text{ Boo} \quad \epsilon_{\text{Ca}} = 5.65 \quad (0.74)$$

$$\nu \text{ Her} \quad \epsilon_{\text{Ca}} = 5.75 \quad (0.74)$$

$$41 \text{ Cyg} \quad \epsilon_{\text{Ca}} = 6.17 \quad (0.75).$$

При вычислении приведенных содержаний кальция принято, что $\lg gf = 0.16$ [14]. Солнечное содержание кальция, определенное Мюллер и Мачлехнером [15] по линиям Ca I, $\epsilon_{\text{Ca}} = 6.05$ (силы осцилляторов по [17]).

В результате можно утверждать, что контуры балмеровских линий, вычисленные с использованием функции $S(\alpha, p)$ [4], описыва-

ющей штарковское расширение, согласуются с наблюдениями удовлетворительно. Бальмеровские линии имеют лишь очень слабый эффект абсолютной величины в спектральном классе F. Использование для $\lambda 3933$ Ca II коэффициента поглощения в виде [13] и планковской функции источника также дает хорошее согласие с наблюдениями. Исключения составляют лишь центральные области линии $\Delta\lambda < 3 \text{ \AA}$, где большое влияние имеет рассеяние.

Институт физики и астрономии
Академии наук Эстонской ССР

SPECTROPHOTOMETRY OF THE F-STARS.

IV. LINE PROFILES IN THE SPECTRA OF δ Boo, ν Her AND 41 Cyg.

T. A. KIPPER

A program for computing the profiles of the Balmer line $H\gamma$ and of the Ca II $\lambda 3933$ line is described. Using this program the profiles for 9 model-atmospheres of F-stars are computed. The computed profiles are compared with the observed ones for δ Boo, ν Her and 41 Cyg. It is found that the profiles of Balmer lines are insensitive to changes in surface gravity. Using the profiles of Ca II $\lambda 3933$ line, the calcium abundance for δ Boo, ν Her and 41 Cyg is found.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Т. А. Киппер, Публ. Тарт. АО, 36, 1968; № 3—4, 235, 1967.
2. Т. А. Киппер, Публ. Тарт. АО, 38, 1969 (в печати).
3. Э. Р. Мустель, Звездные атмосферы, М., 1960.
4. F. M. Edmonds, Jr. H. Schlüter, D. C. Wells III, Mem. R. astr. Soc., 71, 271, 1967.
5. A. B. Underhill, J. H. Wadell, NBS Circular, 603, New York, 1959.
6. D. Mihalas, Ap. J., Suppl. ser., 9, № 92, 1965.
7. L. H. Aller, The Atmospheres of the Sun and Stars, New York, 1953.
8. K. S. Krishna-Swamy, Ap. J., 145, 175, 1966.
9. G. D. Finn, D. Muggleston, M. N., 137, 221, 1967.
10. М. Котли, П. Ханко, АН Эст.ССР, Ин-т. кибернетика, Программы для ЭЦВМ „Мяиск-2“, вып. 4., Таллин, 1966.
11. Т. А. Киппер, Изв. АН Эст.ССР, серия физ.-мат. наук, 17, № 3, 303, 1968.
12. W. J. Claas, Rech. astr. Obs. Utrecht, 12, 1, 1951.
13. А. Х. Аллер, сб. „Звездные атмосферы“, под ред. Дж. Л. Гринстейна, М., 1963.
14. E. Treffitz, L. Biermann, Z. Astrophys., 30, 275, 1952.
15. E. A. Müller, J. P. Mutschlechner, Ap. J., Suppl. ser., 9, № 85, 1964.
16. E. Treffitz, Z. Astrophys., 29, 287, 1951.