

АНАЛИЗ ВОДОРОДНЫХ ЛИНИЙ ПЕКУЛЯРНЫХ ЗВЕЗД
 α^2 CVn и γ Lyr

Ю. В. ГЛАГОЛЕВСКИЙ, К. И. КОЗЛОВА

Поступила 28 февраля 1967

Исправлена 22 мая 1967

Построены контуры водородных линий α^2 CVn и γ Lyr, получены эквивалентные ширины (W_λ) и электронные плотности ($\lg n_e$). Контуры водородных линий пекулярных звезд более узкие, чем у звезд сравнения α Peg и θ Aql. Зависимости $T(\tau)$ для α^2 CVn и γ Lyr, вычисленные по контуру H_γ , отличаются от таковой для звезд сравнения.

В работе [1] было показано, что аномальное распределение энергии в непрерывных спектрах магнитных, пекулярных, а возможно и металлических звезд наиболее естественно объяснить, предположив в их атмосферах уменьшенный температурный градиент. Нарушение распределения температуры в атмосферах звезд должно сказываться не только на распределении энергии в непрерывном спектре, но и на интенсивностях спектральных линий и в первую очередь водородных. Крылья линий образуются в самых глубоких слоях звездных атмосфер, откуда идет непрерывное излучение, а центральные части линий из-за большого коэффициента поглощения на поверхности. Нарушение физических условий в любой точке между этими двумя слоями сразу должно сказываться на форме контура линии. Поэтому было бы интересно вычислить распределение температуры с глубиной в атмосферах пекулярных звезд, пользуясь контурами их водородных линий.

Для исследования нами были выбраны две пекулярные звезды α^2 CVn и γ Lyr. В работах [2, 3] отмечается, что α^2 CVn имеет контуры водородных линий серии Бальмера, отличающиеся от контуров звезд сравнения того же спектрального типа и класса светимости. Линии водорода звезды γ Lyr имеют аналогичные свойства. Для того,

чтобы выяснить различие в контурах водородных линий изучаемых и нормальных звезд, нами были выбраны звезды сравнения того же спектрального класса и класса светимости. При выборе звезд сравнения мы приняли следующие условия; 1) спектральный класс изучаемых пекулярных и нормальных звезд должен быть по возможности одинаковым. Это необходимо для того, чтобы устранить влияние на контуры линий различия эффективных температур, 2) абсолютные величины M_v изучаемых звезд и звезд сравнения должны быть также близкими, чтобы исключить влияние эффекта светимости. На практике последнее условие осуществить обычно трудно из-за недостаточной точности тригонометрических параллаксов для многих звезд.

1. *Наблюдательный материал.* В программу наблюдений были включены две пекулярные звезды $\alpha^2 CVn$, γLyr и две звезды сравнения αPeg , θAql . В табл. 1 приведены данные о наблюдаемых звездах, где m — звездная величина, далее даются спектральные классы МК и определенные количественным способом [4] и ошибка определения последнего, M_v — абсолютная величина звезды и ошибка ее определения [5], D — бальмеровский скачок, φ_1 и φ_2 абсолютные спектротометрические градиенты в видимой и ультрафиолетовой области, n — число обработанных спектров. К сожалению, величины M_v для θAql и γLyr неточны и есть основания подозревать у последней несколько большую светимость.

Таблица 1

№	Звезда	m	Спектр		M_v	D	φ_1	φ_2
			МК	колич. [4]				
1	$\alpha^2 CVn$	2 ^m 90	A0p	B9.4±0.31	-0.3 ^m ±0.6	0.32	1.08	1.12
2	γLyr	3.25	B9 III	B9.1±0.11	-1.53±1.1	0.45	1.17	1.18
3	αPeg	2.57	B9.5 V	A0.1±0.14	-0.11±0.34	0.48	0.92	1.38
4	θAql	3.29	B9 V	B9.0±0.20	-2.10±1.1	0.47	0.82	1.22

Наблюдения проводились на спектрографе АСП-21 телескопа АЗТ-8. Дисперсия спектрографа 30 Å/мм, ширина щели 0.03 мм. Калибровка спектрограмм получалась на том же спектрографе с помощью ступенчатого ослабителя. Фотометрическая обработка спектров велась на микрофотометре МФ-4 с записью на ЭПП-09.

Нами проводилось изучение контуров водородных линий наблюдаемых пекулярных и нормальных звезд. Определялись центральные глубины R_0 и эквивалентные ширины W_λ всех линий и с помощью их определялись электронные плотности (Табл. 2 и 3).

Таблица 2

Линия	W_λ				R_0			
	$\alpha^2 CV_n$	γLyg	αPeg	θAql	$\alpha^2 CV_n$	γLyg	αPeg	θAql
H ₄	10.7	10.4	13.0	12.3	0.67	0.69	0.67	0.80
H ₅	9.3	9.4	11.6	12.7	0.74	0.76	0.75	0.82
H ₆	9.8	11.3	12.3	11.9	0.77	0.79	0.77	0.83
H ₇	8.0	8.7	10.4	10.7	0.75	0.80	0.79	0.83
H ₈	8.2	8.0	9.8	8.5	0.76	0.80	0.78	0.84
H ₉	7.4	7.6	9.6	9.1	0.74	0.79	0.78	0.84
H ₁₀	6.6	6.8	8.8	7.8	0.72	0.78	0.77	0.84
H ₁₁	5.2	6.2	6.8	6.5	0.67	0.77	0.73	0.78
H ₁₂	4.1 ^b	4.6	4.7	4.9	0.63	0.73	0.64	0.72
H ₁₃	3.2	3.9	3.7	3.5	0.57	0.69	0.61	0.67
H ₁₄	2.2	3.2	2.4	2.6	0.46	0.64	0.50	0.61
H ₁₅	1.3	2.3	1.7	1.9	0.36	0.57	0.41	0.51
H ₁₆	0.8	1.6	1.0	1.3	0.24	0.48	0.31	0.41
H ₁₇	0.5	0.9	0.5	0.7	0.20	0.43	0.21	0.31
H ₁₈	—	0.7	0.3	—	—	0.32	0.11	—
H ₁₉	—	0.5	—	—	—	0.23	—	—
H ₂₀	—	0.3	—	—	—	0.15	—	—

Таблица 3

Звезда	n_m	δ	n_m	$lg n_e$	$\Delta lg n_e$	$lg n_e$	n
$\alpha^2 CV_n$	18.8	± 0.26	18.9	13.69	-0.24	13.45	11
γLyg	21.9	0.39	22.9	13.05	-0.22	12.83	9
αPeg	19.2	0.20	19.6	13.57	-0.26	13.31	6
θAql	19.5	0.60	19.7	13.55	-0.24	13.31	4

2. *Контуры водородных линий.* Проводится сравнение пяти контуров водородных линий H₃, H₇, H₈, H₁₁, H₁₂ в спектрах пекулярных и нормальных звезд. Задача заключается в том, чтобы выяснить насколько отличаются отдельные части контуров линий. Контуров водородных линий звезд сравнения приведены на рис. 1. Они мало отличаются друг от друга, поэтому был проведен средний контур, который в дальнейшем сравнивается с пекулярными звездами на рис. 2 и 3.

$\alpha^2 CVn$. Сравнение с αPeg и θAql показывает, что контуры линий $H_\beta - H_\epsilon$ совпадают в области крыльев, центральные части линий более узки, чем у звезд сравнения. Крылья линий $H_\beta - H_\epsilon$ у всех рассматриваемых звезд имеют почти одинаковую протяженность.

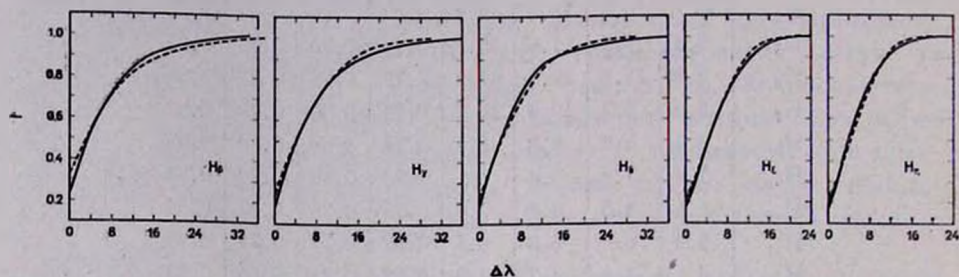


Рис. 1. Контурсы водородных линий звезд сравнения θAql (сплошная линия) αPeg (пунктир).

γLyr . Сравнение со стандартными звездами показывает, что у γLyr контуры линий $H_\beta - H_\epsilon$ значительно уже. Большое различие наблюдается в центральных частях линий, крылья менее протяженные.

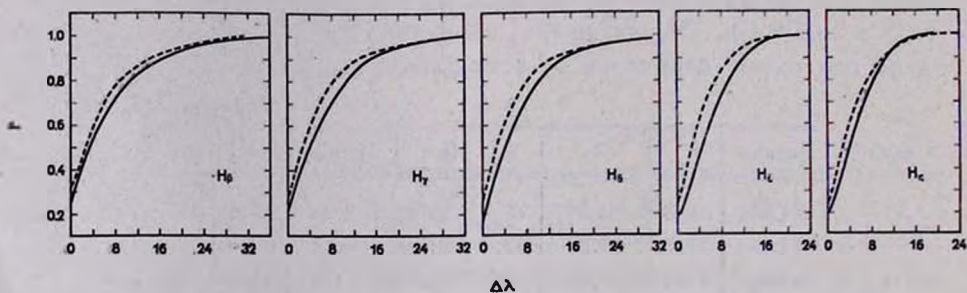


Рис. 2. Сравнение контуров водородных линий $\alpha^2 CVn$ (пунктир), звезд сравнения (сплошная линия).

На основании сравнения, можно сделать вывод, что исследуемые пекулярные звезды имеют контуры водородных линий, отличающиеся от контуров звезд сравнения. Наибольшее отличие контуров получается на глубине линии 0.7—0.8. Наименьшее различие — в центральных частях и в самых крайних частях крыльев. В работе [6] также отмечается, что контуры линий H_β в спектрах пекулярных звезд $73 Dra$, βCrB , γEql и γCar имеют особенности: крылья несколько шире, а центральные части более узки, чем у нормальных звезд. Это свойство, вероятно, характерно для многих пекулярных звезд.

Электронные плотности. Определение электронных плотностей в атмосферах рассматриваемых звезд проводилось по формуле Инглиса-Теллера

$$\lg n'_e = 23.26 - 7.5 \lg n_m. \quad (1)$$

Последняя разрешаемая линия n_m находилась по эквивалентным ширинам и центральным глубинам (W_λ и R_0) методом графической экстраполяции. Для оценки случайных ошибок такие определения n_m проводились независимо по всем спектрограммам, затем из них находились средние n_m и средние квадратические ошибки δ . Полученные значения n_m по графикам $R_0(n_m)$ и $W_\lambda(n_m)$ совпали в пределах точности. Полученные значения n_m исправлялись за осевое вращение звезды. Для этого мы использовали зависимость величины поправок Δn_m за вращение звезды для различных n_m (рис. 3 из [7]). По этим значениям по формуле Инглиса-Теллера были вычислены эффективные ионные плотности $\lg n'_e$. Для перехода к электронным плотностям $\lg n_e$ мы учли влияние температуры на расширение водородных линий. Для этого воспользовались готовой табл. 1, взятой из [7]. Полученные значения $\lg n_m = \lg n'_e + \Delta \lg n_e$ являются окончательными. Результаты приведены в табл. 3; здесь n_m — среднее значение номера последней наблюдаемой линии, δ — ошибка определения n'_m , n_m — номер последней наблюдаемой линии, исправленный за влияние осевого вращения, $\lg n'_e$ — эффективные ионные плотности, $\Delta \lg n'_e$ — поправка за влияние температуры на расширение водородных линий, $\lg n_e$ — электронные

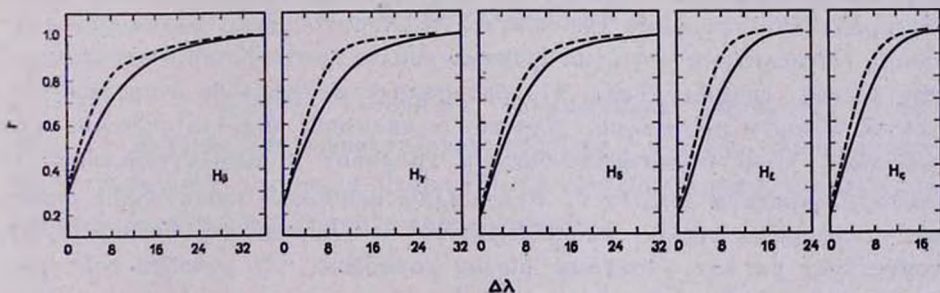


Рис. 3. Сравнение контуров водородных линий γ Lyr (пунктир), звезд сравнения (сплошная линия).

плотности. Полученные по формуле Инглиса-Теллера $\lg n_e$, как известно, характеризуют самые верхние слои атмосфер звезд со средней оптической глубиной 0.08—0.15, то есть те слои, где формируются высшие члены бальмеровской серии.

Из табл. 3 видно, что электронные плотности звезд сравнения и α^2 CVn близки, но у γ Lyr она ниже. Контуры водородных линий у нее узкие. То и другое может быть вызвано следующими причинами: 1) светимость звезды больше, чем это получается по тригонометрическим параллаксам из-за неточности последнего, 2) строение

Таблица 4

τ	T			τ	T		
	норм.	α^2 CVn	γ Lyr		норм.	α^2 CVn	γ Lyr
0.0	8 550°	8 900°	9 250°	0.8	13 560°	13 550°	13 540°
0.05	9 880	10 170	10 570	0.9	13 840	13 740	13 720
0.1	10 570	10 750	11 090	1.0	14 110	13 900	13 900
0.2	11 140	11 300	11 560	1.1	14 370	14 120	14 100
0.3	11 600	11 770	11 950	1.2	14 630	14 350	14 340
0.4	12 050	12 200	12 340	1.3	14 870	14 600	14 570
0.5	12 500	12 640	12 680	1.4	15 100	14 800	14 780
0.6	12 890	13 080	13 000	1.5	15 300	14 000	15 000
0.7	13 250	13 310	13 300				

атмосферы аномально, в результате чего получаются неверные значения $\lg \rho_e$. Интенсивности водородных линий γ Lyr соответствуют $M_V = -3^m$, что находится за пределами ошибки ($M_V = -1^m 5 \pm 1^m 1$). Относительно строения атмосферы этой звезды можно также почерпнуть сведения из рассмотрения свойств непрерывного спектра. Для этого мы использовали данные по абсолютному распределению энергии, представленные нам любезно А. В. Харитоновым. Бальмеровский скачок, вычисленный по этим данным вполне соответствует спектральному классу звезды (Табл. 1), распределение энергии в ультрафиолетовой области нормально, однако в видимой области спектра оно аномально. Спектрофотометрический градиент φ_1 свидетельствует о заметном „красном избытке“. Как видно наиболее характерное свойство пекулярных звезд — уменьшенность бальмеровского скачка [1, 8] отсутствует у γ Lyr. Поэтому вполне возможно, что отчасти контуры водородных линий отличаются от нормальных из-за повышенной светимости по сравнению с той, которая соответствует каталожному параллаксу. Несмотря на неуверенность в величине M_V мы в дальнейшем будем рассматривать все отличия в контурах от нормального, как происходящие только из-за аномалий в строении атмосферы звезды.

4. *Распределение температуры с глубиной.* Как уже говорилось, в атмосферах изучаемых звезд предполагается аномальное распределение температуры. Очевидно отличие контуров водородных линий у изучаемых звезд от соответствующих контуров нормальных звезд может быть обусловлено этой же причиной. Можно построить модели атмосфер изучаемых звезд и звезд сравнения и путем сопоставления их выявить различие.

Для упрощения задачи предположим, что у тех и других распределение плотности, давления, а также ускорение силы тяжести совершенно одинаковы и различается только зависимость температуры от оптической толщи $T(\tau)$. Такое упрощение можно принять как первое приближение при решении данной задачи. Оно оправдывается отчасти тем, что электронные давления в атмосферах магнитных и пекулярных звезд, как это известно из литературы, вполне нормальны. Нам важна качественная сторона вопроса, а результат может служить основой для дальнейшего обсуждения. Следует лишь сознавать условность полученных выводов. Зависимость $T(\tau)$ была получена нами по профилю линии H_{γ} . Профиль линии определяется как

$$r_{\lambda} = \frac{H_{\lambda}}{H_{\lambda}^{\circ}}, \quad (2)$$

где H_{λ} — поток на границе атмосферы звезды на длине волны λ , а H_{λ}° — поток в непрерывном спектре на той же длине волны. Поток выражается следующей формулой

$$H = 2 \int_0^{\infty} B_{\lambda}(\tau_{\lambda}) E i_2(\tau_{\lambda}) d\tau_{\lambda}, \quad (3)$$

где $B_{\lambda}(\tau_{\lambda})$ — функция источника, выраженная формулой Планка, $E i_2(\tau_{\lambda})$ — интегрально-показательная функция 2 степени. Этот интеграл рассчитывался по формуле Рейца [9]. Оптическая толщина τ_{λ} связана со средней оптической толщиной $\bar{\tau}$ соотношением

$$\tau_{\lambda} = \int_0^{\bar{\tau}} \frac{x_{\lambda}}{x} dx, \quad (4)$$

где x_{λ} — коэффициент поглощения в непрерывном спектре, рассчитанный Витензе [10], а \bar{x} — среднее Росселанда, взятое нами тоже из [10]. Коэффициенты поглощения в линии брались из работы [11], они получены на основании теории Колба, Грима и Шена [12].

Распределение температуры с глубиной вычислялось по профилю водородной линии H_γ . В начале в качестве исходной модели (первое приближение) берется любая модель, далее используя ее, вычисляется профиль линии. Если вычисленный профиль отличается от наблюдаемого, то первоначальная зависимость $B(\omega)$ корректируется по формуле

$$\begin{aligned} \Delta B^{(1)}(\tau) &= B^{(2)}(\tau) - B^{(1)}(\tau) = \\ &= -\frac{1}{2} (\Delta H)_{\omega=0}^{(1)} - \frac{3}{4} \int_0^{\tau} \Delta H^{(1)}(\tau) + \frac{1}{4} \frac{d}{d\tau} [\Delta H^{(1)}(\tau)]. \end{aligned} \quad (5)$$

После этого можно скорректировать и зависимость

$$[T^4(\tau)]^{(2)} = [T^4(\tau)]^{(1)} + T_e^4(\tau) \frac{\Delta B}{H}. \quad (6)$$

Повторив эту процедуру несколько раз, можно добиться совпадения теоретического и наблюдаемого профилей. Обычно приходится делать 3—4 приближения, после чего различие в профилях не превышает 1%. В качестве нормального контура, как уже говорилось, использовался средний для звезд «Reg и θ Aql».

В качестве модели в первом приближении использовалась модель Андерхилл [13]. Сначала необходимо подобрать такую модель, которая давала бы контур линии H_γ близкий к наблюдаемому у звезд сравнения. Такой моделью оказалась та, которая имеет эффективную температуру $T_e = 13500^\circ$. Следует отметить, что контуры водородных линий, вычисленные с помощью моделей Андерхилл, дают большие эквивалентные ширины, чем наблюдаемые с той же T_e . Поэтому T_e , выбранную нами, следует считать завышенной. Первоначальная модель была исправлена описанным выше способом и приведена в табл. 4 и на рис. 4А. При вычислении по формулам (5) и (6) необходимо знать величины эффективных глубин образования отдельных участков контура $\bar{\tau}_{\Delta\lambda}$, которые определяются следующим соотношением

$$\int_0^{\bar{\tau}_{\Delta\lambda}} B_\lambda(\tau_\lambda) Ei_2(\tau_\lambda) d\tau_\lambda = \int_{\frac{1}{2}\bar{\tau}_{\Delta\lambda}}^{\bar{\tau}_{\Delta\lambda}} B_\lambda(\tau_\lambda) Ei_2(\tau_\lambda) d\tau_\lambda. \quad (7)$$

Значения этих величин для различных T_e даны в [14].

После вычисления зависимости $T(\tau)$ для звезд сравнения была проделана аналогичная работа и для исследуемых звезд α^2 CVn и γ Lyr. Результаты вычислений даны в табл. 4 и рис. 4А. Из рассмо-

трения рис. 4 видно, что поверхностная температура T_0 звезды $\alpha^2 CV_n$ выше, чем у звезд сравнения на $\Delta T \approx 350^\circ$. С увеличением оптической толщи τ эта разница уменьшается. На $\tau \approx 0.78$ температура

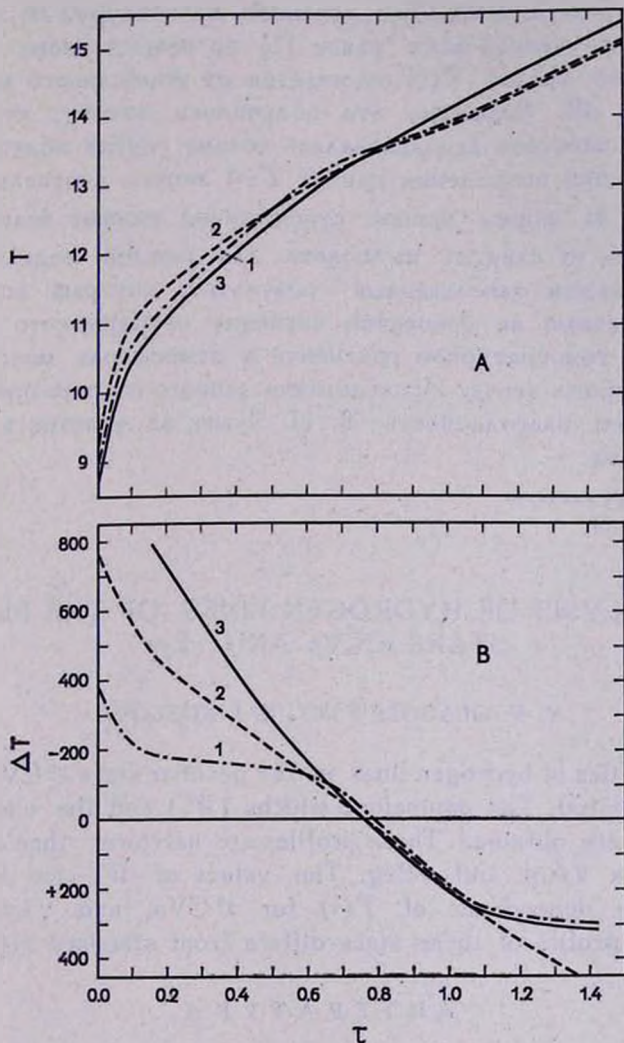


Рис. 4. Распределение температуры с глубиной. А — зависимость $T(\tau)$: 1— $\alpha^2 CV_n$, 2— γLy_r , 3—звезды сравнения. В — зависимость $\Delta T(\tau)$: 1— $\alpha^2 CV_n$, 2— γLy_r , 3—непрерывный спектр $\alpha^2 CV_n$.

сравнивается и на большей τ она оказывается меньше, чем у звезд сравнения. Поскольку крылья линии H_γ образуются на $\tau \sim 1$, то кривые $T(\tau)$ на $\tau > 1$ получаются неуверенно. В случае γLy_r картина в

общем такая же только T_0 повышена на 750° . Кривые пересекаются также на $\tau \approx 0.78$. Как уже говорилось выше, результат для γ Lyr следует считать неуверенным из-за незнания точной абсолютной величины.

Кривая $T(\tau)$ для α^2 CVn полученная по контуру H_γ , отличается от таковой, полученной нами ранее [1] по непрерывному спектру. В данном случае кривая $T(\tau)$ отличается от нормального меньше, что видно из рис 4В. Возможно это получилось потому, что в случае непрерывных спектров использовалась весьма грубая модель.

Ошибка при вычислении кривой $T(\tau)$ может составлять $\pm 100^\circ$. Кроме того на форму кривой существенно влияют величины $\bar{\tau}_{\Delta\lambda}$ и, строго говоря, их следует вычислять для каждой модели отдельно. Однако нам важен качественный результат, который подтверждает вывод, полученный на основании изучения непрерывного спектра об уменьшенном температурном градиенте в атмосферах многих магнитных и пекулярных звезд. Исследование данного вопроса продолжается.

Выражаем благодарность Э. Н. Чумак за участие в обработке спектров звезд.

Астрофизический институт
АН КазССР

THE ANALYSIS OF HYDROGEN LINES OF THE PECULIAR STARS α^2 CVn AND γ Lyr

Y. V. GLAGOLEWSKY, K. I. KOZLOVA

The profiles of hydrogen lines in the peculiar stars α^2 CVn and γ Lyr were investigated. The equivalent widths (W_λ) and the electron densities ($\lg n_e$) were obtained. These profiles are narrower than those of the standard stars θ Aql and α Peg. The values of W_λ and $\log n_e$ were obtained. The dependance of $T(\tau)$ for α^2 CVn and γ Lyr computed from the H_γ profile of these stars differs from standard stars.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ю. В. Глаголевский, *Астрон. ж.*, 43, 1194, 1966.
2. W. S. Tai, *M. N. RAS*, 100, 94, 1939.
3. Э. Р. Мустель, Л. С. Галкин, *Известия КрАО*, 24, 148, 1954.
4. И. М. Копылов, *Известия КрАО*, 23, 148, 1961.
5. L. M. Jenkins, *General Catalogue of trigon. stellar parallaxes*, 1962.
6. M. Hack, *Vistas in Astronomy*, 7, 107, 1965.
7. И. М. Копылов, *Известия КрАО*, 28, 239, 1961.

8. Ю. В. Глаголевский, Астрон. ж., 43, 73, 1966.
9. A. Retz, Arkiv f. astron., 1, 1947.
10. К. У. Аллен, Астрофизические величины, ИЛ, М., 1960.
11. C. De Jager, L. Neven, Ann. observ. Roy. Belgique, 9, 47, 1958.
12. H. R. Griem, A. C. Kolb, K. Y. Shen, Phys. Rev., 116, 4, 1959.
13. A. B. Anderhill, Publ. Dom. astrophys. obs., 11, № 24, 1962.
14. L. Neven, C. De Jager, Ann. observ. Roy. Belgique, 8, 12, 1957.