

линия из тех элементов, по которым мы вообще отождествляем. Например, по этой причине из пятой таблицы было выброшено измерение полосы абсорбции А  $\left\{ \begin{array}{l} 5573 \\ 5575 \\ 5578 \end{array} \right.$ , находящейся между раздвоенными компонентами [O I]  $\lambda 5575$ ; интенсивность этой полосы поглощения меньше чем интенсивность непрерывного спектра вблизи данной линии, но так как полоса находится между интенсивными компонентами, она представляется в виде полосы абсорбции.

Сентябрь, 1939.

Литература: Literature:

- |  |   |
|--|---|
| 1. Pub. Obs. of the Univ. of Michigan. Vol. VI, No. 12, p. 107.                        | 3. Aph. J. 92. p. 413, 1935.                |
| 2. Charlotte E. Moore. A. Multiplet Table of Astrophysical Interest; Princ. Obs. 1933. | 4. Ученые Записки ЛГУ, № 22, стр. 79. 1938. |

### THE EARLY STAGE OF THE NOVA HERCULIS SPECTRUM

M. A. VASHAKIDSE

(Summary)

This article contains the description and identification of spectral lines of the spectrum of Nova Herculis in its early stage.

The spectrograms, obtained on the 40-inch reflector of Simeis Observatory, have been kindly put at our disposal by Academician G. A. Shajn.

The spectrograms correspond to the following dates: 22/XII 1934, 1/I, 21/II, 17/III 1935.

Almost all the absorptions given in Mc Laughlin's<sup>1</sup> work were found.

On the spectrograms of 22/XII the emissions show a normal position.

The forbidden lines [O I] have a doublet character on the spectrogram obtained on 17/III; the majority of the maxima of the emission bands are displaced towards the violet.

September, 1939.

### ОПРЕДЕЛЕНИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ НОВОЙ ГЕРКУЛЕСА МЕТОДОМ ZANSTRA

М. А. ВАШАКИДЗЕ

Применение метода Zanstra к определению температуры Новой Геркулеса в небулярной стадии оправдано следующими фактами:

1. Спектр Новой в небулярной стадии характеризуется теми же эмиссионными линиями водорода и запрещенными линиями [O II], [N II], [Ne III] и др., какими характеризуются и планетарные туманности.

2. Интерпретация спектральных характеристик позволяет установить, что структура Новой в небулярной стадии такая же, как и у планетарных туманностей, т. е. у тех и у других имеются ядро и окружающий его газ малой плотности.

Однако, имеется одно обстоятельство, затрудняющее практическое применение метода Zanstra в этом случае. Оно заключается в том, что в снимках спектра Новой в небулярной стадии не присутствует непрерывный спектр вследствие его слабости. Между тем, требуется его измерение для определения коэффициентов  $A_v$ .

Можно указать, что и среди планетарных туманностей встречаются такие, у которых ядро также недоступно наблюдению. Имеется гипотеза, согласно которой в ядре таких планетарных туманностей находится резко выраженный белый карлик с температурой выше  $70.000^\circ$ .

Аналогично можно судить о Новых в небулярной стадии, но если нельзя считать, что Новая достигла состояния настоящего карлика, то отсутствие непрерывного спектра все же указывает, что сама звезда по размеру мала и мала ее видимая величина.

Однако, мы считаем, что в этом случае к Новым можно применить метод Zanstra определения температуры планетарных туманностей. Полученная этим методом температура в случае Новой должна быть чересчур низка, поскольку непрерывный спектр самой звезды в действительности слабее, чем мы его принимаем (см. ниже).

Поэтому для определения температуры Новой в небулярной стадии прибегают к другим методам, а именно, к методу Амбарцумяна<sup>1</sup>

сравнения  $\lambda 4686$  (H $\epsilon$ 1) и H $\beta$  и к методу Стоуа<sup>2</sup> сравнения линий [O III] с водородными.

Однако, нужно указать, что эти методы дают слишком высокие значения температуры, что указывает на то, что излучение далекой ультрафиолетовой части спектра звезды не подчиняется закону Планка, или же, что не все кванты, испускаемые Лаймановской серией и за ее границей, поглощаются водородными атомами.

Полученная нами температура, как увидим ниже, очень мала по сравнению со значениями температуры, получаемыми упомянутыми методами.

Для определения температуры Новой Геркулеса по методу Zanstra мы воспользовались четырьмя спектрограммами, полученными 8/I, 22/II, 23/III, 5/VI 1935 г. на 40" рефлекторе Симеизской Обсерватории.

Для составления характеристической кривой мы фотографировали ступенчатую шкалу. На раскрытую щель спектрографа накладывалась диафрагма (ступенчатая щель), в которой имелось пять прямоугольных вырезов разной ширины.

При освещении щели спектрографа источником света на пластинке получалось пять непрерывных полос. В каждой данной длине волны интенсивность полосы принималась пропорциональной ширине отверстия.

Одновременно с получением спектрограммы Новой Геркулеса на одном из кусков той же пластинки снималась шкала.

Каждая характеристическая кривая получалась путем поперечного пересечения ступенчатой шкалы в той или иной длине волны. Для каждой пластинки составлялось пять таких характеристических кривых. После этого, перенося эти кривые параллельно вдоль оси абсцисс к одной из них до наилучшего совпадения, получалась общая характеристическая кривая.

В результате интервал почернений и  $\log S$ , охватываемый кривой, становится достаточно широким. Правда, построение такой характеристической кривой связано с пренебрежением фотографическим эффектом Purkinje. Однако известно, что метод Zanstra мало чувствителен к ошибкам в оценке полных интенсивностей линий.

При построении характеристических кривых по оси абсцисс откладывались логарифмы интенсивности, а по оси ординат—отбросы гальванометра. Относительная ширина пяти ступеней в миллиметрах имела следующие значения:

1	2	3	4	5
0.932	0.718	0.477	0.25	0.00

В методе Zanstra встречается величина  $A_\nu$ , имеющая следующее значение:

$$A_\nu = \frac{L_p}{\nu \frac{\partial L_s}{\partial \nu}}, \quad (1)$$

где  $L_p$ —полная энергия каждого монохроматического изображения туманности частоты  $\nu$ , а  $\frac{\partial L_s}{\partial \nu}$ —полная энергия единицы частот непрерывного спектра звезды для той же частоты.

В нашем случае удобно брать отношение интенсивности каждой линии (эта интенсивность определяется полным излучением оболочки в этой линии) к интенсивности  $i \text{ \AA}$  непрерывного спектра той же частоты, т. е.

$$A'_\nu = \frac{L_p}{\frac{\partial L}{\partial \lambda} \Delta \lambda}, \quad (2)$$

где  $\Delta \lambda = i \text{ \AA}$ .

Мы определяли  $A'_\nu$  на всех пластинках для водородных линий, а на спектрограмме 5/VI—также и для запрещенных линий [O III], [N II]. Значения  $A'_\nu$ , полученные нами, даны в таблице I.

ТАБЛИЦА I TABLE

$\lambda$	8/I	22/II	23/III	5/VI
H $\alpha$	7.8	29.7	116.1	166.6
H $\beta$	4.5	7.9	18.5	31.8
H $\gamma$	2.0	2.9	9.5	20.8
H $\delta$	1.2	1.3	7.5	—
5755 [N II]				64.1
4959 N <sub>1</sub> [O III]				60.4
5007 N <sub>2</sub> [O III]				30.0
4363 [O III]				41.2
4640 [N III]				30.8

Их легко перевести в значения  $A_\nu$ , после чего возможно воспользоваться формулами, полученными Zanstra для определения температуры.

Мы имеем:

$$A'_\nu = \frac{L_p}{\frac{\partial L}{\partial \lambda} \Delta \lambda}$$

или

$$A_\nu = \frac{L_p}{\frac{\partial L}{\partial \nu} \frac{\partial \nu}{\partial \lambda} \Delta \lambda}$$

так как  $\frac{\partial \nu}{\partial \lambda} = -\frac{c}{\lambda^2}$ , то получим:

$$A_\nu = \frac{L_p}{\frac{\partial L}{\partial \nu} \frac{c}{\lambda} \frac{\Delta \lambda}{\lambda}} = \frac{L_p}{\nu \frac{\partial L}{\partial \nu} \frac{\Delta \lambda}{\lambda}} = A_\nu \frac{\lambda}{\Delta \lambda}$$

и

$$A_\nu = A'_\nu \frac{\Delta \lambda}{\lambda} \quad (3)$$

Но, раз в нашем случае  $\Delta \lambda = 1 \text{ \AA}$ , то приходится делить каждое значение  $A'_\nu$  в таблице I на соответствующую длину волны.

Полученные значения величин  $A_\nu$  даны в таблице II.

ТАБЛИЦА II TABLE

$\lambda$	8/I	22/II	23/III	5/VI
H $\alpha$	0.0012	0.0034	0.018	0.025
H $\beta$	0.0002	0.0016	0.0038	0.0066
H $\gamma$	0.0005	0.00067	0.0017	0.00048
H $\delta$	0.0003	0.00032	0.00183	—
5755 [N II]				0.011
4959 N $_1$ [O III]				0.012
5007 N $_2$ [O III]				0.006
4363 [O III]				0.0094
4640 [N III]				0.0066

Нужно отметить, что на спектрограмме 5/VI непрерывный спектр вовсе незаметен. Это значит, что непрерывный спектр слабее порога чувствительности пластинки. Для этой спектрограммы при вычислении  $A_\nu$  мы приняли, что отброс гальванометра соответствует наименьшему заметному почернению (1 мм). Поскольку на самом деле никакого почернения в непрерывном спектре нет, то полученные значения  $A_\nu$ , так же, как вычисленные из них значения температуры, — являются лишь нижними границами.

Для определения температуры по водородным линиям мы использовали равенство, полученное Zanstra для того случая, когда возбуждение происходит при помощи ультрафиолетовой радиации в частотах Лаймановской серии, а при рекомбинации происходит излучение в частотах Бальмеровской серии.

Это равенство, как известно, имеет следующий вид:

$$\int_{x_0}^{\infty} \frac{x^2}{e^x - 1} dx = \Sigma \frac{x^3}{e^x - 1} A_\nu, \quad (4)$$

где

$$x = \frac{h\nu}{kT} \quad (4a)$$

$$x_0 = \frac{h\nu_0}{kT} \quad (4b)$$

и левая сторона (4) пропорциональна полному числу квантов, поглощаемых в секунду, а правая пропорциональна числу квантов в монохроматических изображениях туманности во всех Бальмеровских линиях. В случае небулярных линий, когда возбуждение происходит путем электронного удара, должно удовлетворяться равенство такого вида:

$$\int_{x_0}^{\infty} \frac{x^3}{e^x - 1} dx - x_0 \int_{x_0}^{\infty} \frac{x^2}{e^x - 1} dx = \Sigma \frac{x^4}{e^x - 1} A_\nu, \quad (5)$$

где  $x$  и  $x_0$  имеют то же самое значение, а левая сторона равенства представляет кинетическую энергию свободных электронов. Правая сторона пропорциональна энергии монохроматических изображений в рассматриваемых линиях. При этом подразумевается, что речь идет о запрещенных линиях.

Если для краткости введем обозначения:

$$\int_{x_0}^{\infty} \frac{x^2}{e^x - 1} dx = I_1;$$

$$\int_{x_0}^{\infty} \frac{x^3}{e^x - 1} dx = I_2;$$

$$\Sigma \frac{x^3}{e^x - 1} A_\nu = \Sigma_3;$$

$$\Sigma \frac{x^4}{e^x - 1} A_\nu = \Sigma_4,$$

то получим:

$$I_1 - \Sigma_3 = \Delta; \quad I_2 - x_0 I_1 - \Sigma_4 = \Delta, \quad (6)$$

где в случае искомой температуры  $\Delta = 0$ .

Далее, в нашем случае для значения  $I_1$  и  $I_2 - x_0 I_1$  мы пользовались таблицей Zanstra, приводимой нами тут же для значения  $x_0$  от 4 до 11.

ТАБЛИЦА III TABLE

$x_0$	$I_1$	$I_2$	$I_2 - x_0 I_1$	$T/1000$
4.0	0.4797	2.617	0.698	39.25
4.5	0.3487	2.062	0.493	34.9
5.0	0.2500	1.594	0.344	31.4
6.0	0.1241	0.163	0.163	26.2
7.0	0.5930	0.4908	0.0757	22.4
8.0	0.2751	0.2543	0.0342	19.6
9.0	0.1246	0.1274	0.0153	17.4
10.0	0.0554	0.0520	0.0065	15.7
11.0	0.0242	0.2995	0.0029	14.3

В качестве примера вычисления величины  $\frac{x^3}{e^x - 1} A_v$  приводится табл. IV, где последняя величина вычислена для температуры  $17.400^\circ$  для линий  $H_\alpha, H_\beta, H_\gamma, H_\delta$ .

ТАБЛИЦА IV TABLE

$T/1000$	$x_0$	$I_1$	$\frac{x^3}{e^x - 1} A_v$	$x$	$\frac{x^3}{e^x - 1}$	$A_v$	$\lambda$
17.4	9	0.01246	0.01368	1.23	0.75	0.018	$H_\alpha$
17.4	9	0.01246	0.00413	1.69	1.082	0.0038	$H_\beta$
17.4	9	0.01246	0.00206	1.94	1.22	0.0017	$H_\gamma$
17.4	9	0.01246	0.00229	2.01	1.25	0.0018	$H_\delta$

Определяя температуру по H, воспользуемся первым способом, когда возбуждение производится ультрафиолетовой радиацией в области спектра за границей Лаймановской серии. Для нижнего предела интеграла  $x_0$  имеем выражение

$$x_0 = \frac{h\nu_0}{kT} = 1.432 \times \frac{10^8}{\lambda_0 T} = \frac{11600 \nu_0}{T}, \quad (7)$$

где

$$\lambda_0 = 912 \text{ \AA}.$$

Значение  $x$  находим отдельно для каждой линии. Вставляя численное значение  $h$  и  $k$  в уравнение (4а), имеем:

$$x = \frac{h\nu}{kT} = 1.432 \times \frac{10^8}{\lambda T}, \quad (8)$$

где  $\lambda$  выражается в  $\text{\AA}$ .

Определяя  $x$  для  $H_\alpha, H_\beta, H_\gamma, H_\delta$  при различных температурах и считая для всех линий Бальмеровской серии за  $H_\delta$  число квантов  $\frac{x^3}{e^x - 1} A_v$  равным числу квантов в  $H_\delta$ , получим данные для 8/I, 22/II, 23/III и 5/VI, представленные в таблицах V, VI, VII и VIII, соответственно.

По значениям  $\Sigma_3$  путем интерполяции найдена искомая температура, написанная справа внизу под каждой таблицей.

ТАБЛИЦА V TABLE

8/I 1935

$T/1000$	$x_0$	$I_1$	$\Sigma_3$	$\Delta$
14.3	11	0.00242	0.00385	0.0014
15.7	10	0.00554	0.00232	0.0032

 $T = 14.700^\circ$ 

ТАБЛИЦА VI TABLE

22/II 1935

$T/1000$	$x_0$	$I_1$	$\Sigma_3$	$\Delta$
14.3	11	0.00242	0.00717	-0.0048
15.7	10	0.00554	0.00665	-0.0011
14.4	9	0.01246	0.00597	0.0065

 $T = 16.000^\circ$ 

ТАБЛИЦА VII TABLE

23/III 1935

$T/1000$	$x_0$	$I_1$	$\Sigma_3$	$\Delta$
15.7	10	0.00554	0.02522	-0.0197
17.4	9	0.01246	0.02445	-0.0120
19.6	8	0.02751	0.02177	0.0057
22.4	7	0.05930	0.01729	0.0420

 $T = 19.000^\circ$ 

ТАБЛИЦА VIII TABLE

5/VI 1935

$T/1000$	$x_0$	$I_1$	$\Sigma_3$	$\Delta$
17.4	9	0.01246	0.03800	-0.0255
19.6	8	0.02751	0.03405	-0.0066
22.4	7	0.05930	0.02785	0.0304

 $T = 20.100^\circ$

При вычислении табл. VII оказалось, что при температуре  $T=19.600^\circ$  отношение полных чисел квантов, испускаемых в линиях  $H\beta$  и  $H\gamma$ , равно  $\frac{N_p H\beta}{N_p H\gamma} = 2$ , что в некоторой степени приближается к данному Plaskett-ом<sup>3</sup> отношению 2.4 для туманности Ориона NGC, 1917).

Отклонение отношения  $\frac{N_p H\beta}{N_p H\gamma}$  от числа 2.4 в табл. VIII можно объяснить близостью линии  $[OIII] \lambda 4363$ , которая частично перекрывает линию  $H\gamma$ .

Определяя температуру по небулярным линиям, воспользуемся формулой (5), считая, что возбуждение запрещенных линий происходит в результате электронных столкновений. Мы имеем уравнение:

$$I_2 - x_0 I_1 - \Sigma_4 = \Delta,$$

где  $\Delta = 0$ . Вычисляя попережнему  $x$  и беря из табл. III значения  $I_2 - x_0 I_1$  и из табл. II —  $A_v$  для линий  $[OIII]$  и  $[NII]$  и затем суммируя  $\frac{x^4}{e^2 - 1} A_v$  по тем же линиям для данной температуры, получим следующую табл. IX:

ТАБЛИЦА IX TABLE

5/VI 1935

T/1000	$x_0$	$I_2 - x_0 I_1$	[OIII] $\lambda\lambda 4363, 5009, 4959$		[NII] $\lambda 5755$	
			$\Sigma_4$	$\Delta$	$\Sigma_4$	$\Delta$
17.4	9	0.0155	0.0528	0.0373	0.06720	-0.0517
19.6	8	0.0342	0.04165	0.0075	0.05275	-0.0186
22.4	7	0.0757	0.03176	-0.0441	0.03990	0.0358
26.2	6	0.1630	0.02212	0.1409	0.02780	0.1352

$$T = 20.000^\circ \qquad T = 20.600^\circ.$$

Здесь даются данные определения температуры сперва только по линиям  $[OIII]$ , а затем по всем измеренным линиям  $[OIII]$  и  $[NII]$  вместе, но без учета значений  $\frac{x^4}{e^2 - 1} A_v$  для остальных линий  $[NII] \lambda\lambda 6584, 6548, 3063$ .

Наше определение температуры по небулярным линиям отличается от определения Zanstra тем, что последний брал сумму полного числа квантов  $N_p$  от линий  $N_1 N_2$  и  $\lambda 3726 [OII]$ ,  $\lambda 3869 [N, III]$  и половины числа квантов в линии  $\lambda 3967 [N, III]$  и не учитывая линий  $\lambda 4363 [OIII]$ ,  $\lambda 5755 [NII]$ , а мы в нашем определении эти две линии принимали во внимание.

У Новой Геркулеса линии  $\lambda 3726, 3869$  и  $3967$  на наших пластинках настолько слабы, что значение  $A_v$  для них трудно определить. В случае возможности их учета, температура получится несколько выше.

Температуру, которую мы получили для небулярных линий по спектрограмме 5/VI, можно считать, как указано выше, нижним пределом, исходя из того, что отброс гальванометра для непрерывного спектра мы приняли равным 1 мм, хотя на пластинке вовсе нет следов непрерывного спектра.

Во время вспышки Новой Геркулеса температура была порядка  $10.800^\circ$ . Можно полагать, что до апреля 1935 г., т. е. пока излучение звезды не изменилось в корне, температура мало изменилась. Это хорошо видно из табл. X.

ТАБЛИЦА X TABLE

Температура в донебулярной стадии Temperature before nebular stage	Температура в небулярной стадии Temperature after nebular stage	Источник Authority
10.800° 10.000°		W. M. H. Greaves and E. Martin <sup>4</sup> F. L. Whipple and Cecilia Payne-Gaposchkin <sup>5</sup> R. M. Petric <sup>6</sup> G. Righini <sup>7</sup> F. Beileke and O. Hachenberg <sup>8</sup> H. Oehler <sup>9</sup> H. Oehler Author
10.500°K 10.500°K 11.300°K 10.000°K—19.000°K	31.000°—125.000° 21.000°—20.500°	
14.700°—19.000°		

Температура для случаев, соответствующих донебулярной стадии, определялась по изучению распределения энергии в непрерывном спектре видимой части спектра Новой. Поэтому данные не вызывают никакого сомнения. Однако, в случае увеличения температуры, этот способ становится неприменимым и приходится пользоваться другими методами.

Как видно из табл. X у Новой Геркулеса произошел скачок температуры в мае 1935 г., что подтвердилось резким изменением спектра.

Приводимое в табл. X сравнение данных показывает, что значение температуры, полученное методом Zanstra, значительно меньше, чем значения, полученные по методу Амбарцумяна\* и Стоуа. Это показывает, что непрерывный спектр звезды плохо учитывается.

\* Здесь уместно отметить, что Oehler не заметил опечатки в конечной формуле Амбарцумяна (Pouk. Obs. Circ. No. 4, p. 10, 1932), где в формуле (13) вместо  $A_{43}$  должно быть  $A_{42}$ . Температуры туманностей вычислены были Амбарцумяном по правильной формуле. Но в работе Oehler'a формула была применена без исправления опечатки, почему полученные им значения температуры должны быть увеличены.

При применении в будущем метода Zanstra к небулярной стадии Новой придется более точно учитывать непрерывный спектр звезды. Быть может, непрерывный спектр следует считать слабее фона пластинки.

Июнь, 1939.

Литература: Literature:

- |                                     |  |
|-------------------------------------|--|
| 1. Poulk. Obs. Circ. 4, p. 8, 1932. | 6. Aph. J. 81, p. 482, 1935.                     |
| 2. M. N. 93, p. 588, 1933.          | 7. Atti d. R. Accad. d. Lincei 21, p. 272, 1935. |
| 3. H. C. No. 335.                   | 8. Zs. f. Aph. 10, p. 336, 1935.                 |
| 4. Obs. 60, p. 65, 1937.            | 9. Zs. f. Aph. 12, p. 281, 1936.                 |
| 5. H. C. No. 413.                   |  |

THE TEMPERATURE OF NOVA HERCULIS DETERMINED  
BY THE METHOD OF ZANSTRA

M. A. VASHAKIDSE

(Summary)

Zanstra's method has been applied to determine the temperature of Nova Hercules in the nebular stage.

The four Spectrograms used were obtained on the 40-inch reflector of the Simeis Observatory on 2/I, 22/II, 23/III and 5/IV, 1935.

On the spectrograms of 8/I, 22/II, 23/III a continuous spectrum is present, therefore it is possible to determine the temperature with considerable certainty according to the emissions of the Balmer series. The obtained value of temperature is equal to 14.700—19.000°.

On the spectrogram of 5/VI the continuous spectrum is not perceptible. The temperature is determined by the forbidden lines [OIII] and [NII]  $\lambda 5755$ . The obtained value of temperature equals 20.000—20.600°.

The difficulty in estimating  $A_v$ , caused by the absence of the continuous spectrum, has been avoided by supposing that the galvanometric value corresponds to the least visible blackness. But in reality there is no blackness at all in the continuous spectrum, and the obtained values of  $A_v$  as well as the corresponding values of temperature are the lower limits only.

Therefore the value of temperature for the nebular lines, obtained by the author from the spectrogram of 5/IV, ought to be considered as the lower limit.

Table X gives the comparison between the author's results and other data. The value of temperature obtained by Zanstra's method is considerably less than that obtained by the method of Ambarzumian and Stoy.

In future, when applying Zanstra's method to the nebular stage of Nova, it will be necessary to take the continuous spectrum into account with more precision\*.

June, 1939.

\* Oehler has not noticed the misprint in the final formula in Ambarzumian's paper (Poulk. Obs. Circ. No. 4, p. 10, 1932), where in the formula (13) instead of  $A'_{43}$  should read  $A_{43}$ . The temperature of the nebula has been calculated according to the correct formula. But Oehler has applied the formula without correcting the mentioned misprint. Consequently the temperature of Nova obtained by him should be greater.

The Editor.