

О ТЕМПЕРАТУРЕ ЯДЕР ПЛАНЕТАРНЫХ ТУМАННОСТЕЙ

Г. А. Гурзаян

Существует ряд оригинальных методов определения температур ядер планетарных туманностей. Все они страдают недостатками, которые не позволяют оценить степень точности полученного результата. В лучшем случае они могут дать оценку верхнего или нижнего значения истинной величины температуры ядер. Так, например, в основе общеизвестных методов Занстра [1] фактически лежат допущения, что вся ультрафиолетовая энергия, излучаемая ядром за границей лаймановской серии водорода, полностью поглощается водородными атомами туманности (метод „водорода“), или что весь остаток ультрафиолетовой энергии от фотоионизации в виде кинетической энергии свободных электронов идет на возбуждения ударами ионов кислорода (метод „небулия“). Иначе говоря, в обоих случаях принимается, что оптическая толщина туманности в частотах ультрафиолетового излучения больше единицы, что далеко не всегда имеет место [2]. Вдобавок, метод „небулия“ страдает еще тем недостатком, что в излучение линий „небулия“ переходит, как показал В. В. Соболев [3], только часть, а в некоторых случаях даже меньше половины всей кинетической энергии отрывааемых электронов. Поэтому упомянутые методы Занстра дают в конечном счете только нижнее значение температуры ядра туманности. Это относится также к методу „разностей“ (разность звездных величин ядра и туманности), фактически являющемуся модификацией метода „небулия“.

Методы „водорода“ и „небулия“ страдают также неудобствами практического характера; для их применения необходимо иметь, наряду со спектром туманности, также

спектр ядра, что, по причине его слабости, не всегда возможно.

Последнее замечание, однако, не касается тех методов, которые опираются на сравнение интенсивностей различных эмиссионных линий только в спектре туманности. Сюда входит, в первую очередь, метод В. А. Амбарцумяна [4], основанный на отношении линий H_{β} водорода и $\lambda 4686$ ионизованного гелия (метод II, II, H). В этом случае возникает затруднение другого характера, а именно, наряду с допущением, что в туманности имеется достаточное количество ионов He^{+} , чтобы полностью поглотить все излучение, лежащее за границей частоты $4\nu_0$, предполагается, что излучение, лежащее в интервале частот ν_0 и $4\nu_0$, полностью поглощается водородными атомами (ν_0 — частота границы лаймановской серии водорода). Между тем второе из этих допущений не может выполняться, если оптическая толщина туманности в частотах ультрафиолетового излучения будет меньше единицы. В результате, этим методом можно получить лишь верхние границы для значения температур ядер планетарных туманностей. Помимо этого, применение метода ограничено туманностями, которые в своих спектрах дают линию ионизованного гелия $\lambda 4686$ (высоковозбужденные туманности).

В этих условиях дальнейшую разработку новых методов определения температур ядер планетарных туманностей следует считать желательной. Мы имеем в виду метод OIII, OII, количественно разработанный в [5]. Он исходит из отношений интенсивностей зеленого дублета $N_1 + N_2$ ($\lambda\lambda 5007 + 4956$) дважды ионизованного кислорода и фиолетового дублета $\lambda\lambda 3726 + 3729$ (известного как $\lambda 3727$) однажды ионизованного кислорода в спектре туманности. Очевидно, отношение $E_{N_1+N_2} / E_{3727}$ будет тем больше, чем выше температура ядра, так как при высокой температуре количество ионов O^{++} будет больше в сравнении с количеством ионов O^+ . Это утверждение, строго говоря, справедливо, когда сравниваются туманности, имеющие в среднем одинаковые линейные размеры и по порядку одинаковое количество электронов в одном cm^3 . Поэтому попытка оценить

температуру ядра T , исходя из наблюдаемого соотношения между $E_{N_1+N_2}/E_{\lambda 3727}$ и T [6], без учета размеров туманности и электронной плотности, не могла увенчаться успехом. При очень больших размерах туманности средняя по всей туманности величина отношения $E_{N_1+N_2}/E_{\lambda 3727}$ может быть мала даже при достаточно высокой температуре ядра.

Теоретическое соотношение для определения температур ядер планетарных туманностей методами ОIII, OII, т. е. по известным отношениям $E_{N_1+N_2}/E_{\lambda 3727}$, имеет следующий вид [5]:

$$\frac{E_{N_1+N_2}}{E_{\lambda 3727}} = C(T_e) \frac{W}{n_e} T e^{-\frac{414000}{T}}, \quad (1)$$

где W — коэффициент дилуции; n_e — количество электронов в одном см^3 . Функция $C(T_e)$ зависит только от электронной температуры туманности. Последняя, как известно, мало меняется при переходе от туманности к туманности и в среднем равна $T_e = 10.000^\circ$. Тогда будем иметь: $C(T_e) = 5 \cdot 10^{17} / \text{см}^3 \cdot \text{град}$. [5]. При выводе (1) сделано допущение, что $\frac{W}{n_e}$ постоянно внутри туманности, что верно лишь приблизительно.

Логарифмируя (1) и подставляя в него известное выражение для W [3]:

$$\lg W = -7.00 - 0.4m_* - 2\lg D'' + \frac{14700}{T}, \quad (2)$$

получим:

$$\frac{163000}{T} - \lg T = K, \quad (3)$$

где через K обозначено:

$$K = 10.7 - 0.4m_* - 2\lg D'' - \lg n_e - \lg \frac{E_{N_1+N_2}}{E_{\lambda 3727}}. \quad (4)$$

Здесь m_* — фотографическая величина ядра, D'' — угловой диаметр туманности в секундах дуги. Имея из наблюдений m_* , D'' и $\frac{E_{N_1+N_2}}{E_{\lambda 3727}}$ и из косвенных соображений опре-



делаия n_0 , найдем с помощью (4) K , после чего — температуру ядра T из трансцендентного уравнения (3).

Для определения n_0 можно воспользоваться формулой [7]:

$$n_0 = 8.54 \times 10^{11} \frac{T_0^2 \cdot (2.512)^{\frac{H_0}{2}}}{(D/2)^2}, \quad (5)$$

где H_0 — поверхностная яркость туманности у границы серии Бальмера, выраженная в звездных величинах с квадратной минуты; D — линейный диаметр туманности. Величины n_0 , D и $E_{N, H\beta}/E_{\text{виз}}^*$ легко можно получить из наблюдений. Главная трудность заключается в необходимости знать H_0 , ибо эти величины определены далеко не для всех туманностей. Выход из положения можно найти следующим путем. Для восьми планетарных туманностей в [7] приведены измеренные величины H_0 . С другой стороны, известны для этих и вообще для большого количества планетарных туманностей величины H — фотографические поверхностные яркости, приведенные в каталоге Б. А. Воронцова-Вельяминова [8]. Из сравнения этих величин получается, что для упомянутых выше восьми объектов отношение энергии, излучаемой туманностью в фотографических лучах, к энергии, излучаемой в частотах границы серии Бальмера (в полосе шириной 20 Å) почти постоянно. Принимая это отношение постоянным и для остальных туманностей, можем определить H_0 по известным H . Определенные таким путем величины H_0 мы все-таки считаем приблизительными, поэтому желательно в дальнейшем их получить непосредственными измерениями индивидуально для каждой туманности.

Необходимые данные для вычисления температур ядер методом ОП, ОП удалось собрать для 49 планетарных туманностей. Эти данные представлены в табл. 1. В первом столбце приведены номера туманностей по NGC, в последующих столбцах приведены по порядку: H — фотографическая поверхностная яркость; $a_{\text{вк}}$ — межзвездное поглощение в звездных величинах для фотографических лучей, рассчитанное на один килопарсек; r — расстояние туманности

в парсеках; D'' — диаметр туманности в секундах дуги; D — то же самое в тысячах астрономических единиц; m_* — фотографическая звездная величина ядра. Величины H , D'' , m_* взяты из [8], $a_{\text{рг}}$, г. D — из [9]. Далее, в восьмом столбце приведено наблюдаемое значение отношения $E_{N_1+N_2}/E_{\lambda 3727}$, а в девятом — первоисточник, откуда взяты интенсивности линий N_1 , N_2 и $\lambda 3727$. Следует отметить, что в некоторых случаях для одной и той же туманности различные наблюдатели дают сильно отличающиеся друг от друга значения для интенсивностей этих линий.

Ввиду того, что оба дублета разделены друг от друга относительно широким интервалом длин волн ($\sim \lambda 5000 \text{ \AA}$ и $\lambda 3727 \text{ \AA}$) необходимо отношения $E_{N_1+N_2}/E_{\lambda 3727}$ исправить за влияние межзвездного поглощения. Это сделано обычным способом, исходя из соотношения:

$$a_{\lambda} = a_{\text{рг}} \left(\frac{4400}{\lambda} \right)^n. \quad (6)$$

Приняв $n=1$, как это принимается большинством исследователей для фотографических лучей, легко найдем:

$$\left(\frac{E_{N_1+N_2}}{E_{\lambda 3727}} \right)_{\text{испр.}} = \left(\frac{E_{N_1+N_2}}{E_{\lambda 3727}} \right)_{\text{набл.}} \cdot e^{-0.30 a_{\text{рг}} \tau}. \quad (7)$$

В десятом столбце табл. 1 приведены исправленные по этой формуле значения отношения $E_{N_1+N_2}/E_{\lambda 3727}$ *. В одиннадцатом приведены τ , вычисленные согласно формуле (5), где принято $T_e = 10\,000^\circ$. Располагая всеми необходимыми данными, определяем по (4) K , значения которого приведены в столбце 12. Наконец в последнем, тринадцатом, столбце приведены вычисленные по формуле (3) значения T . Последняя процедура для облегчения выполняется с помощью графика зависимости K и T , приведенного на рис. 1.

Из всех использованных данных самое малое доверие внушают расстояния планетарных туманностей g , а следо-

* Что касается исправления H_{β} за межзвездное поглощение, то этого мы не делаем, так как H_{β} нами определены и без того приблизительно.

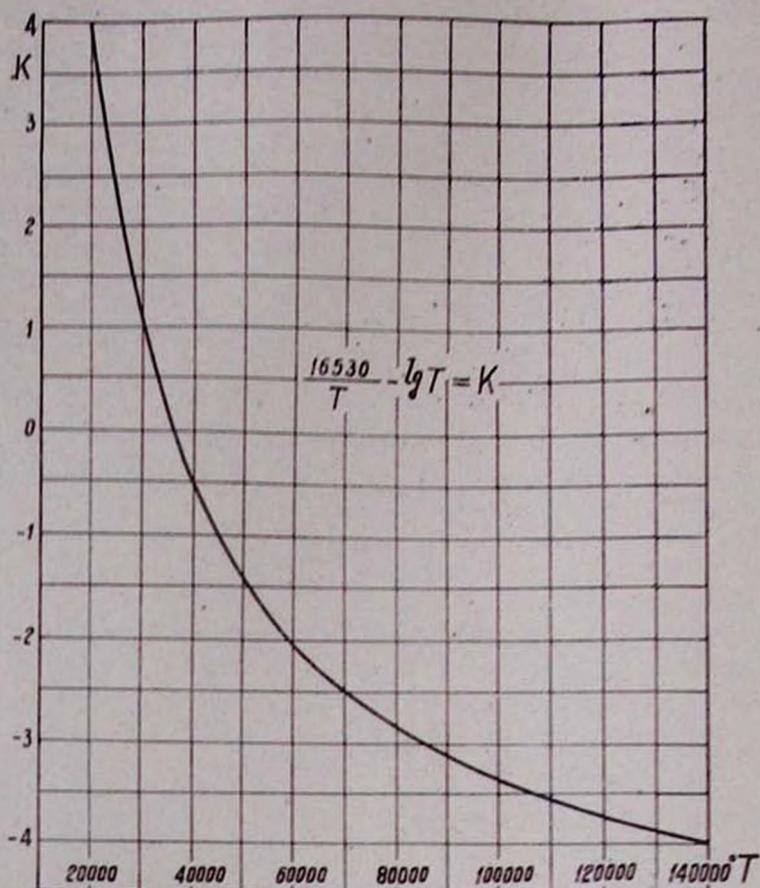


Рис. 1.

нительно и их линейные размеры D . Поэтому точность определения температур ядер туманностей методом ОП. ОП зависит в основном от точности определения их расстояний. Анализ формулы (4) показывает, что ошибки в определении расстояний планетарных туманностей оказывают малое влияние на величины температур ядер. Так, например, для температуры ядра туманности NGC 6572 мы нашли $T = 61\,000$, принимая ее расстояние по каталогу Б. А. Воронцова-Вельяминова равным $r = 580$ парсек [9]. Если же

Таблица 1

NGC	H	$\mu_{\text{пр}}$	r парс.	D''	D м. а. е.	m_{\odot}	$\frac{E_{N_1+N_2}}{E_{3727}}$	Ссыл- ка	$\left(\frac{E_{N_1+N_2}}{E_{3727}}\right)_{\text{исп.}}$	n_2 с.м. ⁻³	K	T
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13
650-1	9m.4	1m.4	2000	70"	92×160	16m.6	8	1	4	0.7×10 ³	-3.09	88000
I 351	7.7	2.0	1500	7	9×12	15	252	2	104	6.7	-2.84	80000
I 2003	7.2	2.9	1500	5	8	(18.4)	27	2	7	15	-3.09	89000
1535	6.7	0.5	720	20	12×14	11.8	79	4	71	16	-2.67	75000
I 320	8.1	1.8	2100	8	12×17	13.5	57	4.2	18	7.7	-1.67	54000
I 418	8.6	0.5	2200	13	22×29	13.1	1.3	4	1	4.8	-0.52	40000
II 2149	5.6	1.1	820	10	5×10	14	5	2	4	23	-1.86	56000
II 2165	8.2	1.4	2500	8	18×22	(16.8)	58	2	21	6.4	-2.95	84000
2371-2	12.9	0.5	3150	45	110×170	13.3	8	1	4	0.3	-1.04	45000
2440	10.4	1.2	2000	37	40×108	(16.5)	36	2	18	1.2	-3.38	101000
3242	6.7	0.6	600	20	10×13	11.4	114	2	103	17	-2.71	76000
3587	15	0.5	2500	200	50)	14.3	4	1	3	0.16	-2.30	66000
II 3568	9	0.9	1380	18	25	12.0	200	2	138	4.2	-2.37	67000
II 4593	6.5	0.5	870	13	10×13	10.2	13	2	11	19	-1.00	45000
II 4631	8.5	2.0	1900	10	14×19	(17.4)	34	2	11	6.2	-3.07	87000
6210	6.8	0.8	790	8	6	12.5	63	4	52	22	-2.17	63000
6545	11.9	3.7	1380	34	40×52	19.1	22	2	5	1.8	-3.95	137000
6543	6.3	0.7	520	20	8×11	11.1	28	4	25	15.4	-1.93	58000
6572	6.5	1.3	580	15	8×9	12	36	4	29	17	-2.11	61000

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13
18h 13m	8.1	1.6	1800	6	12	13	0.12?	2	0-05	8.7	+1.34	28000?
6741	7.4	2.0	1380	8	10×12	(16.7)	24	2	11	15	-2.95	84000
6751	9.9	1.5	1510	21	32	13.3	26	1	13	2.8	-1.82	56000
6772	14.4	1.7	4510	64	280	18.1	13	1	1	0.2	-2.45	66000
II 4846	5.3	1.7	2190	27	4?	(16.3)	33	2	11	55	-2.03	59000?
6778	10.4	1.6	2500	20	30×47	15	22	1.2	7	2.3	-1.10	46000
6781	13.7	1.7	1900	103	210	15.4	3	1	1	0.9	-2.45	62000
6790	4?	1.5	1900	27	4?	(18.4)	156	2	66	95	-4.01	140000?
6803	6.2	1.3	1380	6	7	14.1?	36	2	21	29	-2.28	65000?
6807	6.4	1.1	6000	2	12	(19.3)	55	2	8	33	-3.04	86000
6818	7.3	1.1	960	20	15×22	15	100	2	73	1	-1.76	55000
6826	6.9	0.4	580	25	14×16	10.8	41	4	39	1	-1.01	45000
6833	6.4?	0.8	1450	2?	3?	(20.3)	70	2	50	36	-4.27	>150000
6853	12.7	0.8	406	30.0	96×192	13.4	4	1	4	0.2	-1.66	75000
6884	8.1	1.3	2900	7.5	22	(18.2)	210	2	7?	11	-3.02	86000
6886	7.2	1.5	2090	8	12×19	(16.6)	27	2	11	16	-2.96	84000
6891	6.7	1.2	1100	10	8×16	11.6	8	2	5	18	0.89	44000
6894	13.7	3.0	2400	44	100	17.0	9	1	1	0.3	-1.15	46000

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13
II 4997	4?	1.1	1450	2?	3?	(13.7)	33	4	20	110	-1.65	53000?
6905	11	1.2	1740	40	64×77	14.2	360	2	196	1.2	-3.55	110000
7008	7.9	1.6	910	78	63×78	12.9	130	1	84	4.3	-3.59	112000
7009	5.6	0.6	500	25	13×15	11.7	78	4	71	20	-2.93	83000
7026	9.6	2.7	1200	15	6×30	14.8	31	2	12	4	-2.25	64000
7027	7.3	1.8	1000	15	11×18	(17.1)	152	4.3	90	11	-4.48	> 150000
II 5117	5.9	2.3	2510	2?	5?	(18.3)	110	2	20	36	-3.08	89000?
21h 29 ^m 1	5.9	1.4	2410	5	12	(15.5)	23	2	8.3	58	-2.58	72000
7139	13.5	2.8	2290	76	154×198	18.0	4	1	0.7	0.3	-2.74	77000
II 5217	7.9	0.7	2890	7	17×22	14.6	102	2	56	12	-3.67	76000
7293	12.1	0.6	290	840	210×260	13.3	3	1	2.5	0.16	-3.07	88000
7662	5.9	0.7	600	16	8×10	12.5	120	3.4	115	21	-3.08	88000

1. R. Minkowski — Ap. J. 95, 243, 1942.
2. L. Aller — Ap. J. 113, 125, 1951.
3. I. Bowen и A. Wyse — Lick Obs. Bull. 19, 1, 1939.
4. L. Aller — Ap. J. 93, 236, 1941.

использовать оценку $r = 1230$ парсек, даваемую Берманом [10] (которую следует считать неправильной*), то получим $T = 59\,000^\circ$.

Результаты, приведенные в табл. 1, показывают, что температуры ядер планетарных туманностей в среднем более высокие, чем были приняты до сих пор. Минимальное значение порядка $40\,000^\circ$, максимальное — $150\,000^\circ$. Средняя температура порядка $65\,000^\circ$. Это заметно больше, чем полученные методом Зинстра температуры (нижняя граница) и меньше, полученных методом В. А. Амбарцумяна (верхняя граница). Более наглядно в этом можно убедиться, сравнивая результаты, полученные разными методами для одной и той же туманности. Некоторые такие примеры приведены в табл. 2.

Таблица 2

NGC	Методы					
	«водорода»	H, H	«небу- лин»	H, H, H	*разно- стей,	OIII, OII
6513	36000 Б		32000 Б		35000 Б	58000 Г
	39000 З		35000 З			
6572	43500 Б		41500 Б	70000 В	45000 Б	61000 Г
	41000 З		38000 З			
6826	26000 Б		27000 Б	10000 В	30000 Б	45000 Г
7009	10000 Б	70000 Б	40000 Б	115000 А	50000 Б	83000 Г
	55000 З	70000 З	41000 З			
7027	> 52000 Б	> 86000 Б	> 53000 Б	165000 А	80000 Б	150000 Г
7662	43000 Б	81000 Б	51000 Б	180000 А	55000 Б	88000 Г

А—Амбарцумян; Б—Берман; З—Зинстра; В—Вури; Г—Гурзадян.

Выше было сделано замечание, что одно только большое значение отношения $E_{H_{\alpha+\beta}}/E_{H_{\gamma+\delta}}$ не является достаточным, чтобы сделать вывод о высокой температуре ядра. Таблица 3, составленная по данным табл. 1, путем усреднения по группам, соответствующим определенным интервалам значений D , может служить наглядным доказатель-

* Критика каталога Бермана см. в [8].

ством подобного утверждения; при малых значениях $E_{N_1+N_2}/E_{\lambda 3727}$ (вторая строка снизу) средняя температура ядра получается по порядку такой же, как и при больших значениях $E_{N_1+N_2}/E_{\lambda 3727}$, что объясняется разницей в размерах и в электронных плотностях туманностей.

Таблица 3

Д т. а. е.	0-15	15-30	30-100	>100
n	16	10	6	9
$E_{N_1+N_2}/E_{\lambda 3727}$	60	47	40	6
T	68000	70000	81000	70000

При применении рассмотренного в этой статье метода ОШ, ОЦ для определения температур ядер планетарных туманностей, мы в большинстве случаев пользовались полными по всей туманности интенсивностями (в относительных единицах) линий $N_1 + N_2$ и $\lambda 3727$. Это, строго говоря, неправильно, так как размер области O^+ больше области O^{++} , а формула ионизации, написанная для O^{++} и являющаяся исходной при выводе соотношения (1), перестает действовать, когда из области O^{++} переходим в область O^+ . Пренебрегая этим обстоятельством, мы фактически для интенсивности $\lambda 3727$ берем большее значение, чем это следует в самом деле, что приводит к уменьшению отношения $E_{N_1+N_2}/E_{\lambda 3727}$. В результате полученные температуры будут несколько заниженными по сравнению с истинными температурами. Во избежание этого при определении отношения $E_{N_1+N_2}/E_{\lambda 3727}$ следует пользоваться не полными интенсивностями соответственных линий, а поверхностными яркостями туманности в этих линиях. Однако имеющиеся данные показывают, что размер области O^+ не очень сильно отличается от размера области O^{++} . Это, повидимому, нужно объяснить тем, что кванты с энергией от 13,55 до 34,94 эв, необходимые для ионизации атомов кислорода, поглощаются также другими атомами и, в основном, водородом и гелием, потенциалы ионизации которых равны соответственно 13,53 и 24,46 эв. Коэффициенты поглощения водорода и гелия в частотах ультрафиолетовой энергии

имеют по порядку одинаковую величину. Не имея данных о коэффициенте поглощения для кислорода, примем грубо, что он имеет такой же порядок как и для водорода. Известен также приблизительный химический состав планетарных туманностей. Отсюда легко найдем, что из всех квантов, способных вызывать ионизацию кислорода один раз, 90% идут на ионизацию водорода, приблизительно 10% на гелий и всего 0,03% на ионизацию кислорода. Поэтому протяженность зоны O^+ не может сильно превышать протяженность зоны O^{++} . Соответственно этому определенные из полных интенсивностей отношений $E_{\text{зона } O^+}/E_{\text{зона } O^{++}}$ не очень сильно будут отличаться от отношений поверхностных яркостей. В пользу того, что определенные без учета разницы размеров областей O^+ и O^{++} температуры ядер планетарных туманностей, будучи несколько заниженными, все-таки не очень сильно отличаются от их истинных значений, говорит также факт, что определенные этим методом температуры оказались (см. табл. 2) в среднем в полтора—два раза выше температур, определенных методами Занстра.

Пользуемся случаем выразить глубокую благодарность акад. В. А. Амбарцумяну за интересную дискуссию по этому вопросу и за ряд ценных замечаний.

Апрель 1955 г.

Գ. Ա. ԳԻՐԶԱԴՅԱՆ

ԳԼԱՆՆՏԱԻՐ ՄԻԿՈՍԿՈՒՅՈՒՆՆԵՐԻ ՄԻՋՈՒԿՆԵՐԻ
ՉԵՐՄԱՍԻԶԱՆՆԵՐԻ ՄԱՍԻՆ

Ա մ փ ո փ ու լ մ

Նախկինում մեր կողմից արտածված մի բանաձևի օգնությամբ [5] որոշված են 49-պլանետար միգամածությունների կենտրոնական աստղերի (միջուկների) Չերմաստիճանները: Յուրյ է արվում, որ ներկա մեթոդով ստացված Չերմաստիճանները ավելի մոտ են իրականությանը, քան այն, որ ստացվում էր մինչև այժմ դոյուկյուն ունեցող այլ մեթոդներով: Գլանետար

միգամածությունների կենտրոնական աստղերի միջին ջերմաստիճանը ներկայումս դնանառնում է մոտ 65000°, նախկին 40.000°-ի փոխարեն:

Աստղի ջերմաստիճանը T որոշվում է (3) բանաձևի (կամ նկ. 1-ի) օգնությամբ, ըստ որում պահանջվում է գիտողական ճանապարհով ձևաք բերել նետեյալ տվյալները.— միգամածության տեսանելի և իրական չափերը (D'' և D), աստղի տեսանելի մեծությունը (m_p), միգամածության կանաչ գույնի (λ 3007 + + 4956) և մանրշակագույն (λ 3727) գծերի ինտենսիվությունների հարաբերությունները և միգամածության մակերևութային պայծառությունը՝ բալմերյան սերիայի սահմանում (H_n):

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Г. Зинстра, Zs. f. Ap. 2. 1. 1930, Publ. Victoria Obs. 4, n°15, 1931.
2. Г. А. Гурзадин, Вопросы динамичи планет. туман., стр. 187. Ереван, 1954.
3. В. В. Соболев, Движущиеся оболочки звезд, стр. 59, Л., 1947.
4. В. А. Амбарцумян, Цирк. ГАО, № 4, 1932.
5. Г. А. Гурзадин, Сообщ. Бюраканской астрофиз. обсерв., вып. 16, 1955.
6. Б. А. Воронцов-Вельяминов, А. Н. 243, 165, 1931.
7. Д. Мензел и др., Физич. процессы в газовых туман., стр. 113, М., 1950.
8. Б. А. Воронцов-Вельяминов, Газовые туман. и Новые звезды, стр. 92, М.—Л., 1948.
9. Б. А. Воронцов-Вельяминов, Астр. журн., 27, 280, 1950.
10. Л. Берман, Lick Obs. Bull. 18, 57, 1957.

