

Н. Л. Иванова

Спектрофотометрическое исследование ярких В-звезд Плеяд и Ориона

Введение. Настоящая работа посвящена спектрофотометрическому исследованию некоторых В-звезд Плеяд и Ориона. Изучение велось на участке длин волн $\lambda\lambda$ 5600—3000Å. Особое внимание уделено исследованию ультрафиолетовой области, малоизученной до сих пор и представляющей большой интерес для физики звездных атмосфер.

Наблюдательный материал был получен летом 1949 года в экспедиции ГАО Академии наук СССР, проводившей свою работу в горном районе Армении на высоте 3200 м на новом, отечественного производства, телескопе АСИ-5 [1]. Было получено 24 спектра 12 ярких звезд Плеяд и Ориона, список которых приведен в таблице 1, где даны также их номера по Н. Д., спектральные классы, взятые из работы Стеббинса, Хаффера и Уитфорд [2] и визуальные звездные величины.

Таблица 1

№№	Звезда	Номер по HD	Спектр	m виз.
1	Альциона	23630	B5	2,66
2	Атлас	23850	B8	3,80
3	Майя	23408	B7	4,02
4	Мероп	23480	B5e	4,25
5	Целена	23288	B8	3,43
6	γ Ориона	35468	B2s	1,70
7	β Ориона	34085	cB8	0,34
8	δ Ориона	36486	O9.5	2,48
9	ε Ориона	42560	B0	1,75
10	ζ Ориона	37742	B3	2,05
11	η Ориона	38771	B0.5	2,20
12	λ Ориона	36861	O8	3,66

Для калибровки пластинок были получены спектры α Лиры через 3 диафрагмы различной светопропускаемости.

Величины площадей отверстий диафрагм, вернее их контактных отпечатков, измеренные различными способами (например, планиметром, подсчетом и путем взвешивания на аналитических весах), дали мало отличающиеся друг от друга значения, средние из которых оказались равными: $\lg A = 1,72$, $\lg B = 2,13$, $\lg C = 2,25$, $\lg S = 2,68$, где

A , B , C —площади отверстий диафрагм в см^2 , а S —площадь свободного отверстия телескопа с учетом экранирующей площади малого зеркала.

При обработке каждого рабочего спектра использовались две усредненные характеристические кривые: одна на участке спектра до Бальмеровского скачка, другая—за скачком.

Обработка наблюдений была выполнена в лаборатории ГАО. Спектры фотометрировались на микрофотометре Молля. При исследовании непрерывного спектра употреблялась передача, дающая увеличение масштаба на микрофотограмме по отношению к пластинке в 7 раз, при исследовании линий увеличение бралось равным 50.

При обработке спектров нами были выбраны на участках, свободных от линий, следующие 20 точек: $1/\lambda = 1,66, 1,82, 2,36, 2,42, 2,51, 2,56, 2,62, 2,73, 2,77, 2,82, 2,90, 2,91, 2,96, 2,99, 3,07, 3,08, 3,11, 3,13$.

Дисперсионная кривая спектрографа телескопа была получена с помощью спектров трубки гелия, ртутной лампы, а также железной дуги. Для осуществления этой задачи была собрана специальная автоколлимационная установка (свет в телескоп направлялся особым параболическим зеркалом).

Определение прозрачности атмосферы. В экспедиции была проведена большая работа по исследованию ослабления света в земной атмосфере. Как известно, поглощение и рассеяние света сильнее всего обнаруживается в ультрафиолетовой области, что делает исследование прозрачности для этой области спектра интересным с точки зрения изучения процесса рассеяния в реальной атмосфере.

Определение прозрачности проводилось по так называемому „долгому методу“, заключающемуся в сравнении света одной звезды при разных зенитных расстояниях. Каждую ночь получались снимки 4—6 спектров α Лиры. Наблюдения обрабатывались по методу Буге, сущность которого состоит в следующем: допускается, что прозрачность остается постоянной в течение всей ночи наблюдения; тогда для каждого момента наблюдения t можно написать уравнение:

$$I_{\lambda}(z, t) = I_{0\lambda} p_{\lambda}^{F(z)}, \quad (1)$$

где $I_{\lambda}(z, t)$ —наблюденная интенсивность звезды,

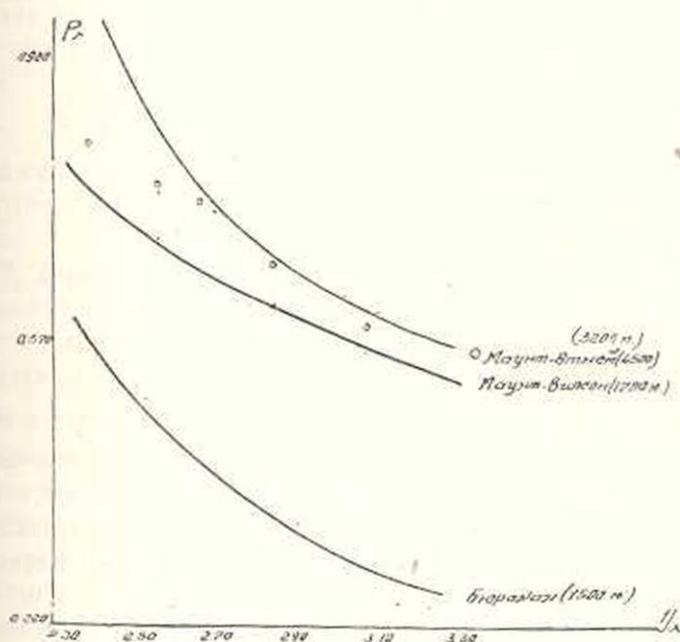
$I_{0\lambda}$ —интенсивность звезды вне атмосферы,

$F(z)$ —воздушная масса в данном направлении, — функция, не меняющаяся с прозрачностью атмосферы и лишь в малой степени зависящая от физического состояния атмосферы; считая атмосферу плоской и пренебрегая рефракцией (для z не превосходящих 70°), можем принять $F(z) = \sec Z$;

p_{λ} —коэффициент прозрачности атмосферы.

Определяя для n положений звезды интенсивности и зенитные расстояния и составляя уравнения типа (1), получаем систему условных уравнений с двумя неизвестными, решение которых по способу

наименьших квадратов и дает искомую величину ρ_λ . В данной работе был определен средний коэффициент прозрачности для 12 ночей наблюдений. Определялись интенсивности α Лиры для 33 зенитных расстояний и для 8 длин волн спектра. В результате решений 8 систем условных уравнений были получены значения ρ_λ , которые и приведены в таблице 2. Эти данные в виде зависимости ρ_λ от длины волны приведены на фиг. 1, где также приведены данные Мирзояна [3] для Бюракана и Шонберга [4] для Маунт-Витней и Маунт-Вильсона. Как видно из этой фигуры, прозрачность для пункта наших наблюдений в ультрафиолетовой части спектра одинакова с прозрачностью на Маунт-Витней, высота которой на тысячу с лишним метров больше.



Фиг. 1.

Таблица 2

λ в Å	4095,0	3882,5	3695,0	3570,0	3520,0	3417,5	3285,0	3185,0
ρ_λ	0,925	0,748	0,729	0,684	0,707	0,621	0,623	0,738

Получив значения ρ_λ , можно внести в результаты наблюдений поправки за атмосферное поглощение.

При определении относительных спектрофотометрических градиентов, прежде чем сравнивать между собой исследуемые звезды и звезду сравнения α Лиры, надо привести их к зениту.

Поправку для приведения к зениту можно ввести по формуле:

$$m_z = m_0 - 2,5[F(z) - 1] \lg p. \quad (2)$$

Для редукции за атмосферу поправка вводилась по формуле:

$$\Delta m = -2,5F(z) \lg p. \quad (3)$$

Вычисления показали, что ослабление светового потока от звезды, находящейся в зените, равно для λ 4095 Å всего 0,08 звездной величины, а для самого далекого ультрафиолета—половине звездной величины.

Определение спектрофотометрических градиентов. Как известно, характеристикой относительного распределения энергии в спектре звезды для данного интервала длин волн является цветовая или спектрофотометрическая температура, определяемая путем фотометрического сравнения спектра исследуемой звезды со спектром стандартного источника (звезда, лампа), распределение энергии в котором известно. Относительное распределение энергии выражается в виде относительного спектрофотометрического градиента (при условии, что формула Планка применима как к излучению звезды, так и к излучению источника сравнения)

$$G = -0,921 \frac{d(\Delta m)}{d(1/\lambda)} = \text{const} - \frac{C_2}{T} \left(1 - e^{-\frac{C_2}{\lambda T}} \right)^{-1}, \quad (4)$$

где Δm —разность блеска исследуемой звезды и источника сравнения для данного значения $1/\lambda$, а постоянная зависит от принятой температуры стандартного источника.

В качестве стандартной звезды была взята α Лиры. Она спектрографировалась по возможности в меридиане, и ее снимки проявлялись одновременно с пластинками исследуемых звезд.

Полученные нами цветовые температуры были вычислены для двух участков спектра: T_1 —для длин волн λ 5600—3647 Å и T_2 —для участка λ 3647—3000 Å. Вычисление велось следующим образом: с полученных микрофотограмм брались значения показаний отклонений гальванометра для 20 точек спектра; с помощью соответствующих характеристических кривых получались величины $|g|$. Затем составлялись системы условных уравнений вида:

$$\Delta m_0 + \frac{1}{\lambda} \frac{d(\Delta m_\lambda)}{d(1/\lambda)} = \Delta m_\lambda, \quad (5)$$

где Δm_0 —некоторая постоянная, $\frac{d(\Delta m_\lambda)}{d(1/\lambda)}$ —искомый градиент, а

Δm_λ —разность интенсивностей, выраженных в звездных величинах, исследуемой звезды и звезды сравнения для данной длины волны, причем обе звезды приведены к зениту, т. е. их интенсивности исправлены за дифференциальное атмосферное поглощение.

Решая системы по способу наименьших квадратов, находим величины $\frac{d(\Delta m_\lambda)}{d(1/\lambda)}$. Подставляя последние в формулу (4), определяем величины G , зная которые легко можно определить и цветовые температуры. Для коротких длин волн и для малых значений T можно воспользоваться формулой Вина:

$$G = \frac{c_2}{T} - \frac{c_2}{T_0}, \quad (6)$$

где T —температура исследуемой звезды, T_0 —температура звезды сравнения, а c_2 —некоторая постоянная равная $14320 \frac{\text{град}}{\text{ед. дл. волны}}$ (длина волны в \AA).

Цветовые температуры вычислялись для трех значений температуры α Лиры: 9000° , 11000° и 13000° . Полученные градиенты и цветовые температуры даны в таблице 3.

Таблица 3

Звезда	G_1	G_2	T_1			T_2			D
			T A0 9000°	T A0 11000°	T A0 13000°	T A0 9000°	T A0 11000°	T A0 13000°	
Целена	-0,55	-0,37	13800	19000	26000	11700	15400	19600	0,23
Майя	-0,27	+0,07	10800	13900	17200	8600	10400	12200	0,28
Меропа	-0,52	-0,45	13400	18400	24700	12600	16800	22000	0,20
Атлас	-0,50	-0,36	13100	17900	23900	11600	15200	19300	0,33
Альциона	-0,22	-0,08	10400	13200	16200	9500	11700	14000	0,25
β Ориона	-0,27	—	10800	13900	17300	—	—	—	0,12
δ Ориона	-0,60	+0,03	14500	20500	28600	8900	10800	12700	0,13
γ Ориона	-0,53	+0,13	13500	18600	23300	8300	10000	11600	0,05
ϵ Ориона	-0,51	+0,01	13300	18100	24300	8900	10900	12900	0,04
ζ Ориона	-0,59	-0,04	14300	20200	28000	9200	11400	13500	0,03
η Ориона	-0,46	-0,33	12600	17000	22300	12200	15700	18600	0,06
λ Ориона	-0,60	-0,44	15700	20500	28500	11300	16600	21600	0,01

В работе сделана попытка определить абсолютный спектрофотометрический градиент α Лиры. Для этой цели в лаборатории ГАО с помощью вышеупомянутой автоколлимационной системы был получен спектр прокалиброванной кварцевой лампы накаливания. Цветовая температура лампы была определена по способу выравнивания и оказалась равной 2600° . Спектры и соответствующие фотометрические шкалы проявлялись одновременно. После обработки спектров на микрофотометре Молля было произведено сравнение распределения энергии в α Лиры и лампе, причем для первой была сделана редукция за атмосферу.

Абсолютный спектрофотометрический градиент α Лиры оказался для области λ 3700—4600 \AA равным $\Phi_{0,1}=1,14$, а для области λ 3100—3700 \AA равным $\Phi_{0,2}=1,60$. Абсолютные градиенты исследуемых звезд даны в таблице 4.

Определение величины Бальмеровского скачка. Замечательной особенностью непрерывных спектров звезд ранних классов является скачок в распределении интенсивности на границе серии Бальмера (λ 3647 \AA), свидетельствующий о том, что непрерывные спектры этих звезд не следуют закону Планка. Величина Бальмеровского скачка, обозначаемая обычно буквой D, определяется в виде логарифма отношения интенсивностей непрерывного спектра до и за пределом Бальмеровской серии.

Таблица 4

Звезда	Данные автора			Данные Шалонжа и Барбье		
	$\Phi_{0,1}$	$\Phi_{0,2}$	D	φ_1	φ_2	D
Вега	1,14	1,60	—	1,14	1,43	—
Шелена	0,59	1,23	0,23	—	—	—
Майя	0,87	1,67	0,28	1,06	1,26	0,24
Меропа	0,62	1,15	0,20	—	—	0,16
Атлас	0,64	1,24	0,33	0,86	1,29	0,30
Альциона	0,92	1,52	0,25	—	—	—
δ Ориона	0,54	1,63	0,13	0,67	0,74	0,12
γ Ориона	0,61	1,73	0,05	0,69	0,80	0,03
ϵ Ориона	0,63	1,61	0,04	0,72	0,78	0,03
ζ Ориона	0,55	1,56	0,03	0,73	0,72	0,02
χ Ориона	0,68	1,27	0,06	0,75	0,76	0,04
λ Ориона	0,54	1,16	0,01	0,52	0,76	0,01

Величина Бальмеровского скачка определялась следующим образом. Для каждой звезды составлялись уравнения типа (5)

$$x + \frac{1}{\lambda} y = m_{\lambda}, \quad (7)$$

в котором x и y — некоторые неизвестные, а m_{λ} — величина интенсивности непрерывного участка спектра для данной длины волны.

Имея группу уравнений до границы Бальмеровской серии и за границей, решаем их по способу наименьших квадратов. Определив x_1 , y_1 и x_2 , y_2 — значения неизвестных до границы серии Бальмера и за границей, можем при их помощи определить величины $\lg I_{3647+\epsilon}$ и $\lg I_{3647-\epsilon}$ (3647A — теоретическое значение длины волны скачка, соответствующее волновому числу 2,74). Тогда

$$D = \frac{\lg I_{3647+\epsilon}}{\lg I_{3647-\epsilon}}.$$

Величины скачков также даны в таблице 4.

Представляет интерес сравнение полученных градиентов и Бальмеровских скачков с теоретическими результатами, а также с результатами, полученными другими наблюдателями.

Мустель [5] разработал и применил специально к звездам ранних спектральных типов теорию лучистого равновесия с учетом изменения коэффициента поглощения с частотой. Исходя из предположения, что в атмосферах звезд более ранних, чем A0, поглощение излучения, в основном, определяется водородом, он дает теоретическое распределение энергии в непрерывном спектре звезд с эффективными температурами, равными 10500°, 15000°, 20000°. Полученные им результаты приведены в таблице 5 наряду с результатами французских наблюдателей (Шалонж, Барбье) и нашими.

Из таблицы видно, что совпадение наших средних для данного класса результатов с теоретическими данными Мустеля, а также с результатами Шалонжа и Барбье, удовлетворительно. Отклонение

Таблица 5

Автор	A0	B0	B2	B5	B8
Мустель	19000	—	23000	21000	—
Шалонж, Барбье	16500	28000	26500	23000	21000
Иванова	13000	25000	25000	21000	20000
Мустель	10500	—	19000	15000	—
Шалонж, Барбье	11000	20000	19000	16000	13000
Иванова	11000	12000	12000	14000	15000

наблюдается в величинах T_2 для классов B0 и B2. Причина отклонения, возможно, заключается в какой-либо ошибке наблюдательного характера. Однако надо отметить, что ряд исследователей отмечал факт сравнительно низкой цветовой температуры звезд класса В. Так, например, Фесенков [7], на основании измерения распределения энергии в непрерывном спектре звезд, получил для звезд класса В низкие температуры. Ю [8] также отмечает для звезд класса В, имеющих яркие водородные линии, более низкую поверхностную температуру, чем средняя эффективная температура звезд того же типа. Герасимович [9] из сравнения спектров звезд класса В со звездами класса A0, температуру для которых принял равной 10000° и 12000° , получил для звезд B0—B2 температуры соответственно 10800° и 14100° .

Сравнение величины абсолютных градиентов, выведенных в данной работе, с полученными Шалонжем и Барбье (таблица 4) показывает, что до границы Бальмеровской серии наши градиенты для всех звезд систематически ниже (следовательно, спектрофотометрические температуры выше), а за границей серии—выше (спектрофотометрические температуры ниже). Причину этого расхождения пока трудно указать, так как еще не имеется в достаточном количестве точных наблюдений. Разности абсолютных градиентов, полученные Мирзояном [3] для 20 звезд равных классов, представляют величины одного порядка с нашими (абсолютный градиент α Лиры одинаков в обеих работах). В отличие от градиентов, наблюдается хорошее совпадение величин Бальмеровских скачков, полученных нами и французскими астрономами (таблица 4). Для всех звезд данных спектральных типов величины D нормальны. Интересно отметить, что значения Бальмеровских скачков для рассмотренных звезд, полученные Шалонжем и Диван [6] за период 1941—1948 гг., или равны наблюдаемым в 1939 г., или отличаются всего на 0,01—0,02. Однако имеется целый ряд указаний, что спектры рассматриваемых звезд переменные. Так, например, Ц. Пэйн и Ф. Хогг [8] в 1926—27 гг. обнаружили у ряда звезд Плеяд (Меропа, Альциона и др.) сильную эмиссию в H_2 . Ими подчеркивается факт изменений в течение последних 30 лет в спектрах Плеяд. Подобные изменения, повидимому, связанные с выбрасыванием из звезд материи, должны вызывать уменьшения величин D . Относительное постоянство значений D поз-

воляет сделать предположение, что за прошедшие 10 лет не происходило существенных изменений в атмосферах упомянутых звезд.

Определение электронного давления способом подсчета числа линий водородной серии. Известно, что главное квантовое число последнего дискретного уровня (так называемое эффективное квантовое число n_m) зависит от электронной концентрации N_e . Инглис и Теллер [10], теоретически изучив эффект ионизации в окружающих звезды атмосферах, получили, что электронное давление пропорционально $n_m^{-7.5}$. Полученная ими зависимость между электронным давлением p_e , температурой T_e и эффективным квантовым числом n_m имеет следующий вид:

$$\log p_e = 1,19 + \log T_e - 7,5 \log n_m. \quad (8)$$

Этой формулой мы и воспользовались для определения электронного давления в некоторых ярких звездах Плеяд, Бальмеровская серия которых получилась на снимках достаточно отчетливо.

Величина n_m находилась графическим путем. Для нескольких линий вблизи конца серии измерялась интенсивность линии в центре, а также непрерывного спектра вблизи линии. Логарифм отношения интенсивности центра линии к интенсивности непрерывного спектра откладывался по оси ординат, а номер линии—по оси абсцисс. Через полученные точки проводилась прямая, пересечение которой с осью абсцисс и давало величину n_m .

Подставляя величину n_m в формулу (8), получаем величину электронного давления. Результаты вычислений даны в таблице 6 (T_e приведена по Кайперу).

Таблица 6

Звезда	Класс	$\lg T_e$	n_m	p_e в атм
Атлас	B8	4,09	15,0	$2,7 \cdot 10^{-4}$
Майя	B5	4,19	14,2	$5,6 \cdot 10^{-4}$
Иелена	B5	4,19	13,1	$9,5 \cdot 10^{-4}$
Мерона	B5	4,19	12,8	$1,2 \cdot 10^{-4}$

Мирзояном [3] были получены этим же методом электронные давления для звезд класса В в порядке 10^{-4} атм. Моллер для звезд главной последовательности A0 получил значение, равное $0,4 \cdot 10^{-4}$ атм. (для той области атмосферы, где возникает граница Бальмеровской серии), для звезды-сверхгиганта α Лебедя—около 10^{-6} атм., а для белых карликов—больше 10^{-2} атм.

Полученные в данной работе электронные давления несколько велики, что можно объяснить самым методом: он дает верхний предел электронного давления. Разрешающая сила инструмента, эффект Доплера, вызванный тепловым движением и вращением звезды, а также эффект давления будут завышать нашу оценку электронного давления.

Определение высот однородных атмосфер звезд. Решение этого вопроса было выполнено по методу О. А. Мельникова [11]. Как известно, одной из основных причин расширения водородных линий у звезд ранних классов является наличие электрических полей ионов и электронов, вызывающих межмолекулярный эффект Штарка.

Струве и Эльвей [12] подсчитали влияние ионных полей на контуры водородных линий и показали, что Штарк-эффект производит ощутимое изменение в контуре: центр линии делается слегка сплюснутым, а крылья значительно расширены, причем сплющивание непропорционально простиранию крыльев; расширение крыльев возрастает по направлению высоких членов серий.

Гольтсмарком [13] было найдено статистическое распределение напряженности поля при учете действия всех окружающих частиц. Он вывел выражение для нормальной напряженности поля:

$$F = 46,8 \left(\frac{2p_e}{T} \right)^{2/3} \text{ CGSE}, \quad (9)$$

где p_e — парциальное давление свободных электронов, а также ионов в барах, а T — температура газа.

Коэффициент поглощения для водородных линий в случае межмолекулярного эффекта Штарка можно представить формулой:

$$k_\lambda = c \frac{F_0^2}{\Delta\lambda^2},$$

где F_0 дается формулой (9), c — постоянная, разная для разных линий, а $\Delta\lambda$ — расстояние от центра линии в \AA .

Исходя из выражения, дающего величину эквивалентной ширины линии,

$$W = \int_{-\infty}^{+\infty} A_\lambda d\lambda \quad (10)$$

и пользуясь полуэмпирической формулой Миннаерта [13]

$$\frac{1}{A_\lambda} = \left(\frac{1}{\tau_\lambda} + \frac{1}{A_0} \right), \quad (11)$$

в которой A_λ — глубина линии A_0 — центральная глубина, получаемая из наблюдений, $\tau_\lambda = k_\lambda nH$ (n — число поглощающих атомов в 1 см^2 , H — высота однородной атмосферы), а также подставляя в (10) выражения (9) и (11), получаем путем численного интегрирования следующие соотношения между эквивалентной шириной W , высотой однородной атмосферы H , а также p_e и T :

$$\text{для } H_\gamma \quad W^{3/2} = [-12,48] p_{0,2} H \frac{p_e}{T} A_0^{3/2}, \quad (12)$$

$$\text{для } H_\beta \quad W^{3/2} = [-12,64] p_{0,2} H \frac{p_e}{T} A_0^{3/2}.$$

Отсюда по известным W и A_0 можно получить величину $\lg\left(n_{0,2} N \frac{p_e}{T}\right)$, а зная величину $n_{0,2}$ (число нейтральных атомов водорода во втором состоянии)—и величину N . Число $n_{0,2}$ можно определить из комбинации формул Больцмана и Саха. Приняв $n^+ = p_e$ и, следовательно, $p_e = n_e kT = n^+ kT$, а также переходя от $n_{0,1}$ к $n_{0,2}$ с помощью формулы Больцмана, получим из формулы Саха

$$n_{0,2} = 4p_e^2 \frac{h^3}{(2\pi m)^{3/2} (kT)^{3/2}} e^{-\frac{\Delta E}{kT}}, \quad (13)$$

где $\Delta E = 3,38$ eV.

Подставляя в (13) численные значения величин, получаем

$$\lg n_{0,2} = 2 \lg p_e - 3,5 \lg T_e + \frac{17035,2}{T} + 16,942. \quad (14)$$

Определив с помощью этого выражение $n_{0,2}$, перейдем к определению N . Все численные данные, необходимые для определения N , а также величины $\lg N$, даны в таблице 7.

Таблица 7

Звезда	Майя		Атлас		Целена		Меропз	
	H γ	H δ						
W	12,58	10,00	11,4	8,70	10,03	8,69	9,86	9,13
A_0	0,41	0,43	0,37	0,37	0,35	0,37	0,34	0,35
$\lg p_e$	2,75	2,75	2,43	2,43	2,98	2,98	3,08	3,08
$\lg T_e$	4,19	4,19	4,09	4,09	4,19	4,19	4,19	4,19
$\lg(n_{0,2})$	8,87	8,87	8,87	8,87	9,33	9,33	9,53	9,53
$\lg\left(n_{0,2} N \frac{p_e}{T}\right)$	15,76	15,69	15,77	15,63	15,66	15,72	15,67	15,72
$\lg H$	8,38	8,26	8,56	8,42	7,54	7,60	7,25	7,30

Как видно из таблицы, величины, полученные по H γ и H δ , оказались достаточно близкими друг к другу, а величины N для всех исследуемых звезд Плеяд оказались одного порядка.

Сравнение величин эквивалентных ширин водородных линий Плеяд с соответствующими величинами, полученными Гюнтером, для нормальных звезд тех же классов, показывает, что для Плеяд эти величины больше.

В заключение выражаю благодарность за постоянную помощь в работе и ценные указания О. А. Мельникову.

Бюраканская астрофизическая
обсерватория

Поступило 2 VII 1953

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Мельников О. А. и Иоанисиани Б. А. Изв. ГАО, т. XVII, № 147, вып. 6, 1950.
2. Stebbins J., Huffer C., Whitford A. Ap. I. 91.20, 1941.
3. Мирзоян Л. В. Сообщения Бюраканской обсерватории, вып. VII, 1951.
4. Schoenberg E. H. der Ap. B. II, T. III, 1929.
5. Мустель Э. Р. Астр. Ж., 18, 297, 1941; Астр. Ж. 21, 1944.
6. Barbier D. et Chalonge D. Ana. d. Astr. 1,293,1938; 4,30, 1941; 15, № 3, 1952.
7. Воронцов-Вельяминов. Газовые туманности и Новые звезды.
8. Hogg F. and Payne C. H. C. Obs. C 309, 1927; C 303, 1927.
9. Gerasimovic W. H. C. Obs. C. 339, 1927.
10. Inglis D. and Teller E., Ap. I. V90, № 3, 1939.
11. Мельников О. А., Ученые записки ЛГУ, № 153, 1952.
12. Struve O. Elvey, Ap. I. 10, 40, 1935.
13. Унзольд. Физика звездных атмосфер, 1949.

Ն. Լ. Իվանովա

ՊԼԵԱԳՆԵՐԻ ԵՎ ՕՐԻՈՆԻ ՊԱՅԾԱՆԻ Բ-ԱՍՏՆԵՐԻ
ՍՊԵԿՏՐՈՖՈՏՈՍԵՏՐԻԿ ՇԵՏԱԶՈՏՈՒԹՅՈՒՆԸ

Ա Մ Փ Ո Փ Ո Ւ Մ

Աշխատության մեջ սպեկտրոֆոտոմետրիկ եղանակով ուսումնասիրված են Պլեյադների և Օրիոնի պայծառ 12 Բ աստղեր՝ $\lambda\lambda$ 3900—5600 Å սպեկտրալ տիրույթում:

Դիտողական նյութն ստացված է նոր, հայրենական ԱՍԻ-5 հեռադիտակով:

Հարաբերական սպեկտրոֆոտոմետրիկ գրադիենտների սրտչման միջոցով հետազոտված է էներգիայի հարաբերական բաշխումը (սպեկտրոֆոտոմետրիկ ջերմաստիճանները) աստղերի սպեկտրներում, ինչպես նաև հաշվված են Բալմերյան թռիչքի մեծությունները: Որպես համեմատության ստաղ ծառայել է Քնարի ա-ն, որի համար քնդունվել են ջերմաստիճանների երեք արժեքներ՝ 9000, 11000 և 13000°:

ա Քնարի բացարձակ սպեկտրոֆոտոմետրիկ գրադիենտն ստացվել է նրա սպեկտրը կալիբրացված կվարցային լամպի սպեկտրի հետ համեմատելու միջոցով:

Պարզվել է, որ այն համասար է 1,14 λ 3700—4600 Å տիրույթի համար և 1,60 λ 3100—3700 Å տիրույթի համար:

Աշխատության մեջ կատարված է Պլեյադների աստղերի սպեկտրալ գծերի ֆոտոմետրիկ հետազոտությունը:

Բալմերյան սերիայի վերջին գիտաօղ գծի համարի սրտչման հիման վրա հաշվված են էլեկտրոնային ճնշումները ուսումնասիրված աստղերի համար:

Օգտագործված է Մոլերի հետևյալ ֆորմուլան՝

$$\lg p_e = 1,19 + \lg T_e - 7,5 \lg n_m$$

որտեղ T_e -ն էֆեկտիվ ջերմաստիճանն է ըստ Կայպերի, իսկ n_m -ը՝ Բալմերյան սերիայի վերջին գիտաօղ գծի համարը: Օ. Ա. Մելնիկովի մեթոդներով, Известия VI, № 5—6, 7

գով որոշված են նաև ջրածնային համասեռ մթնոլորտների բարձրութուն-
ները:

Դիտումների քննարկում (12 գրչեր) մթնոլորտի թափանցիկության
միջին գործակիցի նեոազոտությունը ցույց է տվել, որ գենիթում գտնվող
առողից եկող լուսային հոսքի թուլացումը λ 4095 Ա-ի համար հավասար
է ընդամենը $0^m .08$, իսկ ամենանեոալոր ուլտրամանուշակագույն մասում՝
 $0^m .5$: