<mark>ИЗЧЦЧЦЪ ООР ЧЕЗПЕРЗПЕЪЪЕРЕ ЦЧЦРЕОЕЦ</mark> АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

Кольгичиль инстрактории сообщения бюраканской обсерватории

меця XVI выпуск

Пимиириванны раридрр 4. 2. 20080020100300 Стветственный редактор В. А. АМБАРЦУМЯН

.

a ne di tati a

and the second

2ЦЗЧЦЧЦЪ ЦОЙ ЧРЗПРВЛРЪЪЕГР ЦЧЦЛЕЙРЦ АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

СООБЩЕНИЯ БЮРАКАНСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ

чеци XVI выпуск

000442

1955

EPEBAH

Г. А. Гурзадян

§1. ВВЕДЕНИЕ

Одним из важных выводов теории свечения газовых туманностей является весьма слабая зависимость относительных интенсивностей эмиссионных водородных линий от физических условий в туманности и ее размеров. Этот вывод обусловлен, во-первых, тем, что у газовых туманностей мы имеем чисто рекомбинационные спектры, при которых вероятности агомных переходов и, следовательно, интенсивности линий обусловливаются природой этих атомных переходов и не связаны с физическими условиями среды. Вовторых, вследствие крайне незначительной населенности возбужденных уровней атомов, газовая туманнность является практически прозрачной в частотах спектральных линий. Благодаря этому спектральный состав излучения и, в частности, относительные интенсивности водородных линий не будут изменяться при прохождении луча по всей толще туманности. Относительные интенсивности водородных линий, следовательно и бальмеровский декремент, для данной чисто газовой туманности будут одинаковыми как в ее центральной, так и в периферийной областях.

Указанный вывод, повидимому, справедлив для планетарных туманностей, являющихся, безусловно, чисто газовыми образованиями. Мы не располагаем данными, касающимися величины бальмеровского декремента различных частей планетарной туманности. Но есть основание полагать, что этот декремент постоянен везде. На это указывает хотя бы одинаковость размеров монохроматических изображений туманности в частотах различных водородных линий. Косвенным подтверждением может являться тот факт,

Г. А. ГУРЗАДЯН

что бальмеровский декремент почти одинаков для всех иланетарных туманностей, имеющих самые различные размеры и массы. Наблюдаемые небольшие отклонения хорошо объясняются межзвездным селективным поглощением [1, 2].

гу манностями. Иначе обстоит дело с диффузными Имеющнеся данные говорят о том, что бальмеровский декремент далеко не одинаков для всех диффузных туманностей и что наблюдаемый разброс невозможно объяснить одним межзвездным селективным поглощением. Что же касается постоянства декремента в пределах данной туманности, то убедительных данных мы пока не имеем. Гринштейн и Хиней, например, отмечают отсутствие заметного изменения бальмеровского декремента в пределах туманности Орнона (NGC 1976) [4]. Данные же В. А. Домбровского, правда крайне скудные, повидимому говорят об обратном: для H₁/H₃ он получил значения 0.40, 0.33 и 0.47 для трех областей туманности Ориона [4]. Измерение С. П. Пикельнера для туманности NGC 7000 дают заметно отличающнеся друг от друга значения бальмеровского декремента для различных областей туманности.

Детальное спектрофотометрическое исследование эмиссионных линий и непрерывного спектра газопылевых туманностей, результаты которого, после тщательного анализа, могут дать весьма ценные сведения об их структуре и физической природе, является вполне актуальной задачей. Нами предпринята такая попытка в отношении большой туманности Ориона (NGC 1976).

В настоящей работе приводятся результаты исследования, касающегося, в основном, определения величниы баль меровского декремента, а также относительной интенсивности непрерывного спектра и других эмиссионных линий на различных расстояниях от возбуждающей звезды. На основании этих данных сделана попытка выяснить природу непрерывного излучения туманности Ориона, определить электронную и спектрофотометрическую температуры, а также температуру возбуждающей туманность звезды.

5

§ 2. МЕТОДИКА НАБЛЮДЕНИЯ И ИЗМЕРЕНИЯ

Важным условием, обеспечивающим успешное решение поставленной выше задачи, является разработка такой методики, при которой можно будет свести влияния многочисленных ошибок наблюдения, измерения и обработки к минимуму. В этом отношении метод, при котором последовательно фотографируются узко направленным спектрографом отдельные области туманности на отдельных пластинках и в разные ночи, следует признать малопригодным. Нужно добиваться того, чтобы в одну ночь на одной и той же пластинке получить спектрограммы различных областей туманности в абсолютно одинаковых условиях, т. е. одновременно, с одинаковой экспозицией и в одном и том же интервале зенитного расстояния. Этим создаются необходимые условия для точного сравнения интенсивностей эмиссионных линий в различных областях туманности; в этом случае нет необходимости вводить исправление за разницу в дисперсии, за разницу зенитных расстояний (одна эта операция могла быть источником заметных ошибок). Нет необходимости также получать спектр сравнения, поскольку нас интересует не обсолютное значение отношений интенсивностей, а изменение этих отношений при переходе от центра к краям туманности.

Всем этим условиям удовлетворяет небулярный спектрограф. Мы использовали небулярный спектрограф Бюраканской астрофизической обсерватории, конструкция и оптика которого аналогичны небулярному спектрографу Крымской астрофизической обсерватории. Описание спектрографа приведено в [5]. Здесь же приводим только его основные данные.

Камера спектрографа — менисковая, с F:1 и отверстием 150 мм. К сожалению спектрограф не позволяет проводить исследование спектров в далеком ультрафиолете; две призмы сделаны из флинта, а мениск — из крона. Дисперсия 260А / мм около H₁, разрешающая сила 25—30 линий на 1 мм.

Если камера фокусируется на щель, то в одну точку изображения линии собирается свет с участка неба диаме-

г. А. ГУРЗАДЯН

тром 10'. Длина щелевого зеркала равна 80 с.м. расстояние между полярным и щелевым зеркалами — 25 м. Поэтому спекгрограф сразу может сфотографировать спектр прямоугольной области неба размерами 10' × 54'. Это преимущество спектрографа мы и решили использовать: направляя центр щелевого зеркала на центр туманности и фотографируя ее, мы получаем спектр, распределение энергии вдоль спекгральных линий которого будет соответствовать распределению энергии по сечению туманности длиной 54'. К сожалению, конструкция спектрографа не позволяет получать .сечения" по различным позиционным углам: щель неполвижно связана с полярной осью. будучи перпендикулярна ей.

При такой методике работы чрезвычайно важное значение приобретает хроматическая аберрация камеры. Хотя поставленную выше работу можно выполнить на камере, обладающей определенной хроматической аберрацией. исправляя ее обычным способом. но вызванные этим ошноки грудно будет контролировать и тем более устранить. Поэтому целесообразно работать с камерой, обладающей в этом отношении хорошими качествами. Что касается нашей менисковой камеры (системы Д. Макустова), то, как известно, почти полное устранение хроматической аберрации является ее основным достоинством. На наших пробных спектрограммах. полученных при фотографировании ртутной лампы, ширина спектра оказалась постоянной в интервале λ 5000 — 3700 Å с точностью до одной сотой доли милиметра.

Длина изображения щели на пластинке получается равной 2.4 мм, что соответствует масштабу пластинки 22' на 1 мм. При нормальной экспозиции туманности Орнона высота спектра получается равной приблизительно 1.5 мм, а пригодной для измерения части — 1.2 мм. Разделяя спектрограмму по высоте на 6, а иногда 8 параллельных частей с интервалом 0.2 мм, мы можем измерить интенсивности, соответствующие интервалу расстояний на изображении туманности ~4'.5. Разумеется, в каждой точке мы будем иметь усредненные величины интенсивностей в пределах

диаметра 10'. Таким образом, одна такая спектрограмма эквивалентна 6—8 различным пластинкам, полученным для 6—8 различных областей туманности.

Во избежание передержек пластинок мы ограничились исследованиями расстояний до 14' от центра туманности (от Трепеции) в западную сторону, а иногда и до 18'. С восточной стороны, вследствие небольшой протяженности светлой части туманности, это расстояние несколько меньше. Во всех случаях получены фотографические "сечения", проходящие через Трапецию. хотя можно было получить аналогичные "сечения" (параллельные друг другу) для южной или ссверной частей туманности. Это вызвано желанием сравнить каждый раз относительные интенсивности в данной точке с таковыми для центральной области (область Трапеции).

Спектрограммы получены на пластинках Ильфорд Зенит суперсенситив с экспозицией от 20 минут до 1 час 30 минут, ппогда до 2 часов. Для возможно полного использования нашего материала был получен также спектр звезды сравнения, в качестве которой мы брали Сириус (типа A0), снимая ее каждый раз приблизительно на такой же высоте, что и изучаемый объект. Нормальная экспозиция и нормальная ширина спектра Сириуса получается при прохождении его изображения один раз по камере, что соответствует экспозиции приблизительно 40 сек. Специальное исследование Пикельнера показало [5], что подобная разница в экспозициях (40 сек. п 2 часа) и в характере съемки между объектом сравнения и изучаемым объектом допустима.

Калибровка пластинок производилась с помощью фотометрических стандартов, полученных на миниатюрном трубочном фотометре, специально изготовленном механиком Бюраканской обсерватории А. Аствацатуряном. Фотометр имеет шесть отверстий, имеющих следующие значения логарифмов отношений поверхностей: 0.000, 0.370, 0.665, 0,949, 1.228 и 1.528. Учитывая. что характеристические кривые, построенные для различных длин воли в интервале λ 5000 — 3700 Å, практически совпадают, мы сочли целесообразным

г. А. ГУРЗАДЯН

получить фотометрические сгандарты только с одним синим фильтром. Для каждой измеряемой спектрограммы было получено по 2—3 фотометрических стандарта с экспозициями от 40 сек. до 3 мин.

Измерение пластинок производилось на саморегистрирующем микрофотометре Бюраканской обсерватории [6]. Учитывая особенности. связанные с измерением спектральных линий, записи проводились с возможно малой скоростью. В среднем одна запись получилась за 25 мин., что соответствует скорости передвижения пластинки 0.2 мм в минуту. Относительно высокая чувствительность гальвансметра позволяла получить отброс между фоном пластинки и темнотой в размере 75—85 мм при размерах щели микрофотометра 0.20 × 0.07 мм. Записи были получены с увеличением в 70 раз.

Из полученных нескольких десятков спектрограмм были обработаны 12. Для четырех из них было получено по 6-8 записей, что эквивалентно примерно 30 спектрограммам. Для некоторых были получены специальные записи -вдоль спектральных линий (перпендикулярно дисперсии). Всего было получено и обработано более 70 микрофотограмм. Чтобы получить записи строго нараллельно направлению дисперсии спектрографа, были нанесены на спектрограммах специальные реперы. Это сделано следующим образом. После окончания фотографирования объекта длина щелевого зеркала сокращалась до 1-2 см, причем оставался открытым один из его концов (восточный или западный). Пропуская через эту часть щели изображение какой-нибуль яркой звезды. мы фотографировали ее с небольшой экспозицией (при включенном часовом механизме). Получается рядом со спектром исследуемого объекта длинная узкая ли-(инточный спектр), которая и служит репером для RIII нахождения направления дисперсии, а также центра туман. ности на пластинке.

На рис. 1 приведена репродукция одной из спектрограмм. Там же видны реперы (с обенх сторон).





§ 3. ИЗМЕНЕНИЕ ОТНОСИТЕЛЬНЫХ ИНТЕНСИВНОСТЕЙ ВОДОРОДНЫХ ЛИНИЙ

Процедура определения изменения относительных интенсивностей водородных (и вообще любых) линий с удалением от возбуждающей звезды заключается в следующем: получая фотографические разрезы на спектрограмме, как это описано в предыдущем параграфе, определяем затем полные (т. е. проинтегрированные по всей ширине линии) относительные интенсивности всех линий (приняв $H_3 = 1$). не исправляя их за дифференциальное поглощение оптики и атмосферы, а также за спектральную чувствительность фотоиластинки. Полученные таким образом бальмеровские декременты (не истинные) сравниваем между собой, приняв ири этом бальмеровский декремент в области Транеции за единицу*

Уже беглый просмотр микрофотограмм указывает на наличие заметных разниц в относительных интенсивностях при переходе от центра туманности к ее периферии.

На рис. 2 приведены две записи, причем верхняя относится к центральной области туманности, а нижняя — к области, находящейся на 14' западнее от центра. Особо сильное изменение замечается в линиях $N_1 + N_2$, о которых речь будет идти ниже.

Две пластинки — № 202 и 207 — оказались наиболее удачными, поэтому результаты, полученные по ним, следует считать наиболее надежными. В табл. 1 приведены результаты, касающиеся изменения огносительных интенсивностей водородных линий на разных расстояниях от центра туманности в обе стороны (здесь и в дальнейшем расстояние измеряется в минутах дуги).

* Иными словами, изми для каждой линии Бальмеровской серии с номером і определялось отношение отношений

$$\left(\frac{\mathrm{Hi}}{\mathrm{H}\mathrm{B}}\right)_{\mathrm{r}}:\left(\frac{\mathrm{Hi}}{\mathrm{H}\mathrm{B}}\right)_{\mathrm{r}=\mathrm{C}},$$

где г означает то расстояние от Транеции, для которого производилось измерение.



Рис. 2. Примеры записей, полученные по пл. № 51. Верхияя — около центра снектрограммы (центр туманности Орнона), нижияя — около края.

Таблица I 💡

Относительные интенсивности водородных лиций по ил. № 202

1		3 a	Восток			
	0'	4'.5	9'	13'.5	4'.5	9'
Ha	1	1	1	1	1	1
H ₇	1	1	03.0	0.88	0.85	0.83
Ha	1	0.80	0.75	0.64	0.87	0.71
H	1	0.79	0.71	0.45	0.83	0.60
H:	T	0.83	0.86	0,62	0,55	0.76
		1.	1. 1.			

В табл. 2 приведены значения тех же величин, полученные по измерениям пл. № 207.

Таблица 2

Относительные интенсивности водородных линий по пл. № 207

	1	3 a 1	Boo	Восток		
	0'	4'.5	9'	13'.5	4'.5	9'
Нз	1	1	1	1	1	1
HT	1	0.97	1.05	0.94	0.89	0.74
Ha	1	1.02	0.94	0.74	1.00	0.97
H	1	0.97	0.73	0.52	0.91	0.73
Ηţ	1	-	-	-	0.81	-
	(

Самой доброкачественной, пожалуй, оказалась иластинка № 51. Однако она была получена без репера, вследствие чего направление дисперсии пришлось определить приблизительно. Поэтому результаты, полученные по измерениям этой пластинки, следует считать менее надежными. В табл. З приведены только усредненные по обоим направлениям значения относительных интенсивностей H₁, полученные по пластинке № 51.

Небезинтересно привести также результаты, полученные по измерениям пл. № 50. По этой пластинке было получено 8 записей, из которых три показали сильную пере-

Г. А. ГУРЗАДЯН

Таблица З

Относительные интенсивности водородных линий по пл. № 51

	0.	3.	<u></u>	9.	12'
Ha Ha Hi Hi Hi Hi	- 1 1 .1 1	1 0.76 0.96 1.18	1 0.71 0.93 0.71 0.78	1 0185 0.96 1.12 0.55	1 0.57 0.83 0.53

держку пластинки (в центральных областях туманности). В отличие от остальных, на этон пластинке удалось фиксировать область. находящуюся значительно дальше от ценгра (до 18'). В габл. 4 приведены результаты измерения в произвольных единицах.

Таблица 4

Относительные интенсивности водородных линий по пл. № 50 ·

			Восток					
	0'	4'.5	9'	13'.5	18'	4'.5	9,	13'.5
H ₃		_	_	1	1	1	1	1
H ₇	_	-	-	0.78	0.69	0.85	0,80	0,76
Ha	-	-	-	0.22	0.24	0.34	0.44	0.33
H	—	-	_	0.13	-	0.23	0.25	-
H;			_	0.07	_	0.12	0.18	-

Приведенные в табл. 1—4 данные позволяют сделать следующие выводы:

 а) относительные интенсивности измеренных нами водородных линий уменьшаются с удалением от возбуждающей звезды;

б) изменение относительных ингенсивностей происходит тем сильнее, чем короче длина волны.

Эти выводы хорошо иллюстрируются рисунками 3 и 4, построенными по данным табл. 1 и 2 (усредненные величины).









Г. А. ГУРЗАДЯН

Для большей уверенности мы производили измерения одной из пластинок (№ 50) еще следующим образом. На саморегистрирующем микрофотометре были получены записи вооль огдельных спектральных линии. Чтобы исключить интенсивность непрерывного излучения, тут же, рядом с измеряемой ливией, был измерен непрерывный спектр (фон). Для обеспечения достаточной точности между отбросами гальванометра "спектральная линия + фон" и "фон" необходимо брать щель возможно меньшей высоты. Однако для осторожности следует ее брать в два-три раза больше толщины линии, что составляет 0.06—0.08 мм.

Поскольку центральная область на пл. № 50 передержана, пришлось ее исключить. Результаты (в произвольных единицах) приведены в табл. 5. Как видно из этой таблицы, относительные интенсивности водородных линий, хотя и не всегда, но в большинстве случаев заметным образом уменьшаются с удалением от центра туманности.

Таблица 🗸

		З а	пад		1 1	к	
	12'	14'	16′	18'	12'	14'	16'
Hg	I	I	1	1	1	1	1
HT	1.35	1.28	1.40	_	1.78	1.70	1,40
H;	0.91	0.71	0.59	0,62	1.00	0.92	1,00
Hz	0.83	0,89	0.94		0.81	0.70	0,69
H;	0.44	0.36	0,30		0.25	0.15	_

Относительные интенсивности водородных линий по ил. № 50

В приведенных в табл. 1—5 данных заметен некогорый разброс в значениях относительных интенсивностей для одной и той же области. Учитывая также, что при получечении спектрограмм камера спектрографа была фокусирована на щель, а не на небо, что должно привести к некоторому перераспределению энергии, то к полученным результатам следует относиться с некоторой осторожностью. Однако преимущества мегодики, описанной выше, могут дать известную гарантию на правдоподобность полученных резуль-

татов. Во всяком случае факт изменения относительных интенсивностей при удалении от возбуждающей туманность Ориона звезды трудно поставить под сомнение.

§ 4. ДРУГИЕ ЛИНИИ

1. Зеленый дублет $N_1 + N_2$ [OIII].— Более достоверные и более сильные изменения обнаруживаются в отношении зеленого дублета дважды понизованного кислорода $N_1 + N_2$, а также ультрафиолетового дублета однажды ионизованного кислорода — $\lambda\lambda$ 3726 + 3729 (см. ниже).

В табл. 6 приведены результаты измерения относительных интенсивностей $N_1 + N_2$ H_3 на различных рясстояниях ог возбуждающей звезды (полученные из разных пластинок).

$E_{N_1+N_2}/E_{H_\beta}$									
№№ пласт.	r = 0'	4'.5	9′	13′.5	18′				
202	I	0.73	0.61	0.56					
207	I I	0.94	0.78	0.58	-				
51	1 1	0.80	0.71	0.60	-				
50		-			0.79				
	1	0.82 0.06	0.70±0.05	0.58 ± 0.01	_				

Значение N₁ + N₂ / H₃ принято равным единице в центре туманности. В последней строке приведены средние величины (по пластинкам №№ 202, 207 и 51) отношения N₁ + N₂ / H₃ и вычисленные среднеквадратические ошпбки арифметического среднего. Для большей наглядности данные этой таблицы нанесены в виде кривых на рис. 5.

Наши результаты о поведении $N_1 + N_2/H_\beta$ в туманности Ориона качественно совпадают с результатами Грииштейна и Хиней [3] и Домбровского [4]. Однако в количественном отношении обнаруживается некоторое расхождение. Так, например, в [3] получается для $N_1 + N_2/H_\beta$ на расстояния 10'—12' от центра значение, по крайней мере, в шесть раз меньше, чем значение этого отношения в центре,

Таблица б

Г. А. ГУРЗАДЯН

а по [4] — в два-три раза. Между тем в нашем случае указанное отношение меняется не более чем в два раза.



Рис. 5. Распределение относительных интенсивностей линий N₁+N₂, полученное по трем пластинкам.

Несовпадение наших результатов (в количественном отношении) с [3] и [4] мы объясняем тем, что в [3] и [4] фотографирование спектров было произведено с инструментами, обеспечивающими более сильную локализацию (фотографируемой области (например, в [3] спектрограф интегрирует область неба днаметром в 3', что в три с лишним раза меньше, чем у нашего спектрографа). Понятно. что это обстоятельство должно привести к более сильному градиенту величины $N_1 + N_2/H_3$, чем это получается у нас.

2. Ультрафиолетовый дублеп. \land 3727 [OII]. — Качественно такой же результат получается и для λ 3727 / H₃. В габл. 7 приведены результаты измерения в таком же норядке, что и в табл. 6. Эти же результаты изображены графически на рис. 6. Уменьшение λ 3727 / H₃ с расстоянием от центра туманности очевидно.



Рис. 6. Распределение относительной интенсивности линии λ. 3727, полученное по трем пластинкам.

-	-	
10	олица	1

18
_
_
1
-

E13727 / EH9

Наши результаты в отношении изменения $\lambda 3727 / H_{\beta}$ с расстоянием от центра не находятся в согласии с результатами Гринштейна и Хиней. Они получили для $\lambda 3727 / H_{\beta}$ почти постоянное значение по всей туманности; даже отмсчается тенденция медленного возрастания этого отношения с удалением от центра. Домбровский же линию $\lambda 3727$

не измерял. Мы пока затрудняемся дать удовлетворительное объяснение указанного расхождения.

3. Линия λ4471 Не I.—Малая интенсивность этой линии не позволяет гочно следить за ее поведением при удалении от центра. Особенностью распределения ее интенсивности. (чем она отличается от остальных) нужно считать, во-первых. то, что она не присутствует на периферийных областях туманности, т. е. монохроматическое изображение туманности в линии λ4471 эначительно меньше. чем, скажем, в частотах бальмеровской серии. Во-вторых, отношение λ4471/На уменьшается с удалением от центра довольно медленно.

Размер монохроматического изображения туманности в линии λ4471 легче всего определить, получив дважды фотометрические записи вдоль линии λ4471; сперва "линия - фон", потом "фон". Это было сделано на пластинке № 50 и получено значение, равное приблизительно 14' для днаметра изображения.

Изменение λ 4471 / H₃ с удалением от центра туманности очевидно из данных, приведенных в табл. 8. Уменьшение λ 4471 / H₃ с удалением от центра (до расстояния 5') было отмечено также Домбровским [4].

Таблица 8

№№ пласт.	r=0	4'.5	.9,	13'.5
202	1	0,95	0,80	
207	1	0.91	0.79	_
51	1	1.0	0.87	-

§ 5. ОТНОСИТЕЛЬНЫЕ ИНТЕНСИВНОСТИ ЭМИССИОННЫХ ЛИНИЙ

Почти для всех пластинок были получены спектры источника сравнения (Сириус, АО), с помощью которых и были определены обычным способом истинные значения относительных интенсивностей спектральных линий. При этом.

возник ряд затруднений, которые, видимо, заставят нас пересмотреть в дальнейшем примененную в этой части работы методику. Одно из них связано с измерением линий N₁ + N₂ и отчасти H₃; вследствие того, что для наших пластинок пределом эффективной чувствительности является л ~ 5000 А, измерения интенсивностей указанных линий становятся несколько неуверенными. Еще хуже обстоит дело с измерением линии 13727, что было отмечено и Пикельнером [5]. Сильное поглощение в оптике спектрографа в этой области оказывает свое влияние на точность измерения этой линии. Спектр сравнения выбранной нами звезды в этой области частот получается сильно недодержанным. Кроме того. сами водородные линии поглощения сливаются у λ3727, вследствие чего следует внести известный корректив в полученные результаты. Все это делает результаты несколько неуверенными. Тем не менее мы сочли возможным привести их, что и сделано в табл. 9. Во втором столбце этой таблицы, приведены интенсивности для центральной области туманности Ориона, о означает среднюю квадратическую ошибку среднего арифметического, п - количество измеренных пластинок. Там же, для сравнения, приведены резульгаты, полученные Пласкеттом [27], Гринштейном и Хиней [3] и Домбровским [4].

Таблица 9

Лянии	Интенс.	5	n	Пласкетт	Грипштейн и Хиней	Домбров- ский
$N_1 + N_2$	3.78	±0.14	4	4.6	1.6	4.80
H3	1.00		4	1.00	1.00	1.00
). 4471 Hel	0.05	0.01	4	-	_	0.05
H _T	0.41	0.02	4	0.48	0.60	0.40
Ho -	0.19	0.03	4	0.10	0.37	_
H	0.13	0.06	4		0.20	_
H; + 23888	0.08	0,02	4	_	0.20	1
.3868 [Nell]	0.08	0.01	3	· · · · ·		_
). 3727	1.75	0.25	4	-	2.8	1.1

Относительные интенсивности эмиссионных линий для центральной области туманности Ориона

Г. А. ГУРЗАДЯН

Нами были также определены из ряда пластинок относительные интенсивности линий для двух областей, первая из которых находится на расстоянии 9' — 12' восгочнее центра туманности. вторая 13' — 15' западнее. Результаты приведены в табл. 10.

Таблица 10

Ланан	9-	12' BOCTON	13-15' заподнее			
	интенс.	5	n	нитенс.	3	n
$N_1 + N_2$	2.40	±0.01	5	3.10	+0.12	-1
Hy	1.00		5	1,00		6
H ₇	0.34	0.03	5 .	0.35	0.05	6
Ha	0.16	0.02	5	0.17	0.02	6
H	0.10	0.01	5	0.10	0.02	6
H; + 7.3888	0.07	0.01	5	0,07	0.01	5
3868 [Nell]	0.04	0.00	3	0.04	0.02	4
7.3727	1.30	0.25	5	1,40	0.14	6

Относительные интенсивности эмиссионных линий для двух областей туманности Ориона

§ 6. НЕПРЕРЫВНЫЙ СПЕКТР

Особый интерес представляет распределение энергии непрерывного спектра по изображению туманности Ориона. Этим вопросом раньше занимались Гринштейн и Хиней, а также Домбровский. Первые получили почти постоянное отношение интенсивности непрерывного излучения в интервале $\lambda\lambda$ 4861—3727 Å к сумме интенсивностей всех эмиссионных линий в том же интервале [3]. Домбровский нашел, что отношение интенсивности непрерывного излучения в интервале $\lambda\lambda$ 4660—5060 Å к интенсивности линии H₃ растет с удалением от возбуждающей звезды [4].

Мы сочли целесообразным обрабатывать полученный нами материал несколько иначе. Именно, мы определили отношение интенсивностей непрерывного спектра шириной

в 100 А на различных длинах волны к интенсивности H_β^{*}. Результаты, полученные по пластинкам №№ 202 и 207, представлены в табл. 11, где через C₃, C₇, C₆ и C₄ обозначены интенсивности непрерывного спектра шириной 100 Å в частотах линий H_β, H₇, H₆ и H₄. Отношение C₁/H₃ принято за единицу в области Трапеции.

Таблица 11	
------------	--

and a second and the second											
Пласт. № 202						Пласт. № 207					
	0′	4'.5	9'	13'.5	0'	4'.5	9′	13'.5			
3 / H3	1	0.87	0.94	0.57	1	0.74	0.50	0.19			
T/Ha	1	0.90	0.90	0.62	1	0.85	0.65	0.38			
a / Ha	1	0.85	0.93	0.56	I	0.78	0.58	0.7			
a Ha	1	1.0	0.75	-	1	0.74	0.46	0.30			
η Η3 α / Η3 α / Ηβ	1 1 1	0.90 0.85 1.0	0.90 0.93 0.75	0.62	1 1 1	0.85 0.78 0.74	0.65 0.58 0.46	0000			

Относительные интенсивности непрерывного излучения, Сі / На

Хотя результаты, полученные по двум пластинкам, несколько отличаются друг от друга в количественном отношении, но качественно они одинаковы: отношение C₁/H_β уменьшается, притом достаточно сильно, с удалением от возбуждающей звезды. Другими словами, интенсивность непрерывного излучения убывает быстрее, чем интенсивность атомного свечения**. Этот вывод, достаточно уверенный на

* Влияние непрерывного излучения звезд Трапеции на непрерывный спектр туманности в данном случае исключается благодаря тому, что при фотографировании звезд светосила спектрографа сильно умевьшается. Ни на одной спектрограмме нам не удалось обнаружить (и на глаз и на поперечных микрофотограммах) следы звезд Трапеции.

Как сообщил нам В. А. Амбарцумян, в представленной к печати работе Ю. Н. Липский показывает, что инструментальная поляризация спектрографов приводит к некоторому искажению истинного распределения энергии в спектре, если измерение сравниваемых источников имеет различную поляризацию. Поскольку непрерывный спектр туманности Ориона обладает известной поляризацией, а эмиссионные линии не должны обладать такой же поляризацией, то к полученным в этом параграфе результатам о распределении энергии в непрерывном спектре туманности Ориона следует относиться с некоторой осторожностью.

Г. А. ГУРЗАДЯН

наш взгляд. должен помочь нам при выяснении природы непрерывного излучения туманности Ориона, на чем мы остановимся в § 9.

§ 7. СПЕКТРОФОТОМЕТРИЧЕСКИЕ ГРАДИЕНТЫ

Было определено распределение энергии в непрерывном спектре в различных областях туманности Ориона в интервале длян волн 224050-4618 А.

Сперва были составлены кривые относительной яркости, т. е. зависимость Δm_{λ} от 1 λ для различных областей туманности. где Δm_{λ} есть:

Δm_λ = m_λ звезды сравнения — m_λ туманности.

На рис. 7 приведены эти кривые, составленные по измерениям пластинки № 207. Измерения произведены на волнах: λλ 4050, 4102, 4220, 4340, 4440, 4540 и 4618 А. По абсциссе отложены ¹ λ, а по ординате — Δш_λ, данная с точностью до некоторого постоянного слагаемого С, учитывающего разницу в экспозициях спектра сравнения и спектра исследуемого объекта.

Полученные результаты указывают на почти полное постоянство Δm, пон изменении 1 λ. Это является указанием на то, что распределение энергии в непрерывном спектре туманности имеет примерно тот же вид, что и у источника сравнения, т. е. звезды типа АО. Однако заметно появление некоторого, отличного от нуля углового коэффициента зависимости Δm, ог ¹/λ на близких к возбуждающей звезде расстояниях; на коротких волнах эта разница меньше, чем на длинных. Туманность в центральной области излучает больше энергии в длинных волнах, чем звезда сравнения. Впрочем эга закономерность проявляется не очень сильно; аналогичные вычисления, произведенные по измерениям пластинки № 202. дают более слабую зависимость Δm_{λ} от $^{1}/\lambda$. Поэтому в настоящее время правильнее говорить о приблизительном постоянстве Am, при измененин 1/х на всех расстояниях от возбуждающей звезды. Специальное исследование этого вопроса, которое должно оцираться на более широкий материал, нужно считать весьма желательным. Если подтвердится полученный выше предварительный результат о раз-





лични наклонов прямых $\Delta m_{\lambda} = f(1/\lambda)$ на различных расстояниях от возбуждающей звезды, то это будет означать неодинаковость цветовых (спектрэфотометрических) температур в различных частях туманиэсти Ориона.

Полученные кривые относительных яркостей были использованы для определения относительных спектрофотометрических градиентов по формуле:

$$\Delta \varphi = -0.921 \frac{\mathrm{d}(\Delta m_{\lambda})}{\mathrm{d}(^{1}/\lambda)} \cdot$$

Для определения абсолютных спектрофотометрических градиентов имеем:

$$\varphi = \varphi_0 + \Delta \varphi$$

где φ_c — абсолютный граднент объекта сравнения, в нашем случае Сприуса. Он принят равным $\varphi_0 = +1.00$ (T_c = = 16500° K).

Определение относительных спектрофотометрических градиентов для интервала XX 4050—4618 А произведено иутем применения способа наименьших квадратов к условным уравнениям вида

$$a + \frac{1}{\lambda} \frac{d(\Delta m_{\lambda})}{d(\lambda)} = \Delta m_{\lambda}$$
.

где а - некоторая постоянная.

Были измерены пластинки №№ 202 и 207. С каждой пластинки были сияты фотометрические заниси для шести различных расс.ояний от центра тумаиности. Всего было обработано двенадцать записей. Результаты приведены в табл. 12. Относительные спектрофотометрические градиенты, хотя и меняются при переходе от одного места к другому, но они в среднем одинакового знака для всей туманности. Средний относительный градиент по двум пластинкам для всей туманности равен $\Delta \varphi = + 0.40$. Соответствению этому иолучаем для абсолютного градиента $\varphi = + 1.40$ для интервала λ . 4050—4618 Å, а для среднего значения цветовой (сисктрофотометрической) температуры — $T_c = 11000$ K.

Таблица 22

			r.ba	дпенты			
			3 a 1	пад	1	Boc	ток
		- 0	4'.5	9°	13'.5	4'.5	9'
иласт.	φL	+1.08	-0.16	+ 0.10	+0.20	+0.14	+0.24
№ 22	ę	+2.03	+0.84	+1.20	+1.20	-21,14	+1.24
пласт.	Τå	+0.19	+0.69	+0.33	- 0,19	+1.12	+0.67
Nº 207	Ψ	+1.49		+1.33	+0.81	-1-2.12	+1.67
	70	+0.79	+0.27	+0.27	+0.00	+0.63	+0.46
	Ÿ	+1.79	+1.27	+1.27	+1.00	+1.(3	+1.46

Относительные (47) и абсолютные (7) спектрофотометрические градценты

Спектрофотометрическая температура главной возбуждающей звезды — 0¹OriC (типа O7), исправленная за покраснение, должна быть значительно больше этой величины. Отсюда следует, что туманность краспее, чем 0¹OriC.

Приводим для сравнения результаты, полученные другими исследователями. Барбье, например, производя измерение для области, находящейся приблизительно на 1' от 6'Огі, нашел с= + 2.24 для интервала 22 4190-4685А. чему соответствует довольно низкая цветовая температура; Тс = = 6950 К, получив, таким образом. что туманность значительно краснее возбуждающей звезды [7]. Совершенно противоположный результат получили, однако, Гринштейн и Хиней: для интервала 22 39.0 -6060 A они нашли c= + 0.85, т. е., что туманность голубее в сравнении с 01Ori [3]. Повилимому оба результата следует считать неточными. Более новые измерения подтверждают это предположение. Так, например, Гринштейн в другом месте [8] дает для синей области спектра с = - 1.31 и Tc = 11500°К. Почти такой же результат (с = + 1.51) получил и Домбровский [4]. Учитывая все это, следует считать, что туманность Ориона в целом краснее, чем исправленный за поглощение цвет 0'Огі.

§ 8. О ПРИЧИНАХ ИЗМЕНЕНИЙ ИНТЕНСИВНОСТЕЙ ЭМИССИОННЫХ ЛИНИЙ

Относительные интенсивности всех измеренных эмиссионных линий, как мы ви, ели выше, изменяются с удалением от возбуждающей звезды. Если к этому прибавить также результаты, полученные Домбровским в отношении линии λ 6876 Hel [4], интенсивность которой также убывает с расстоянием, то указанный факт приобретает силу закономерности. Естественно, поэтому, рассмотреть вопрос о том, чем может быть вызвано подобное изменение, разное по своей величине для различных эмиссионых линий.

1. Запрещенные линии $N_1 + N_2$ и $\lambda 3727. - Факт умень$ $шения отношения <math>E_{N_1+N_2}/E_{H_3}$ с удалением от возбуждающей звезды находится в согласии с теорией свечения туманностей

Г. А. ГУРЗАДЯН

в этих линиях. Потенциал ионизации ОП (34.94 эв) гораздо больше, чем потенциал ионизации Н1 (13.53 эв) и поэтому для образовання О⁺⁺ требуется самое коротковолновое ($\lambda \sim 200$ Å) излучение. Эти волиы могут во внутрепних частях туманности поглощаться также водородом. Вследствие этого, на далеких от возбуждающей звезды расстояниях плотность энергии около $\lambda = 200$ Å будет совсем незначительна. что приводит к сильному уменьшению количества нонов О⁺⁺. Между тем водород в этих частях еще может ионизоваться, так как энергия выше $\lambda = 200$ Å и миже $\lambda = 912$ Å, не доступная для ОП, но доступная для НI, еще доходит до этих частей. В результате интенсивности линий N₁ + N₂ в далеких от звезды частях будут уменьщаться сильнее, чем интенсивности водородных линий.

Аналогичные рассуждения можно сделать и в отношении линий XX 4471' и 6876 Hel.

Что же касается уменьшения отношения Ел 3727 Ена с расстоянием, то тут дело обстоит иначе. Потенциал понизации Oll (13, 55 эв) почти совпадает с потенциалом понизации НІ. Следовательно, раднус зоны ОП также должен совпадать с раднусом зоны HII. Кроме того, линия 23727 возбуждается электронными ударами, а свободные электроны могут доставляться за счет нонизованного водорода. Поэтому ход изменения интенсивности линии 23727 должен иметь такой же вид, какой имеет он для линии H_в. Иначе говоря, исходя из механизмов свечения туманности в линиях 23727 и H3, мы должны были получить постоянное по всей туманности отношение E_λ 3727/E_{H₈}, что противоречит данным наблюдений. Можно пытаться объяснить наблюдаемое уменьшение отношения Ед 3727/Ена с расстоянием, допустив, что имеет место реальное уменьшение концентрации кислородных атомов с удалением от центра туманности Ориона. Однако турбулентный характер структуры этой туманности, а следовательно сильная перемешанность эле-. ментов внутри нее, делает это допущение маловероятным. Повидимому причины подобных изменений в относительных

интенсивностях водородных линий и линии λ3727 одни и те же (см. ниже).

2. Водородные линии. – Совершенно иначе обстоит дело с водородными эмиссионными линиями. Если в предыдущем случае сравнивались интенсивности линий двух разных элементов, то в данном случае сравниваются интенсивности разных линий одного и того же элемента. Поскольку мы рассматриваем эмиссионные линии, возникающие в результате рекомбинационных процессов, то естественно ожидать постоянство отношений H_1/H_β при удалении от возбуждающей звезды, так как это предусматривается теорией (см. § 1). Между тем данные наблюдения говорят о том, что H_1/H_3 уменьшается, то есть крутизна бальмеровского декремента увеличивается с увеличением расстояния. (Здесь же надо сказать, что в противоположность линиям H_7 , H_4 и др. относительная интенсивность линий H_3 должна возрастать с удалением от центра.)

Возможное объяснение упомянутой закономерности можно дать, если считаться с фактом присутствия большого количества пыли в туманности Ориона. Перемешанная с газом пыль делает среду уже непрозрачной для видимых частот бальмеровской серии. Селективность в характере поглощения приводит к тому, что различные линии на различных расстояниях от возбуждающей звезды будут поглощаться в разной степени, вследствие чего наблюдаемый бальмеровский декремент будет искажаться в сравнении с теоретическим уже внутри туманности. В зависимости от относительного пространственного распределения илотности газа и пыли, а также формы туманности и се ориентировки в отношении возбуждающей звезды, влияние поглощения на изменение бальмеровского декремента будет различным. В некоторых случаях декремент будет возрастать, а в других убывать при удалении от центра.

Подробный количественный разбор этого вопроса может занимать большое место, а вытекающие отсюда выводы могут идти далеко. Поэтому здесь ограничиваемся сделанными выше общими замечаниями, предполагая в другом месте вернуться к нему.

Г. А. ГУРЗАДЯН

§ 9. О ПРИРОДЕ НЕПРЕРЫВНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

28

Удачная интерпретация, данная А. Я. Кипером [22] и Спытцером и Гринштейном [23] непрерывной эмиссии в оптической области спектров планетарных туманностей, как лвухфотонному излучению водородных.атомов (25—15), заставляет пересмотреть вопрос о природе непрерывной эмиссии в спектрах диффузных туманностей. Недавно такая попытка была предпринята Г. А. Шайном и согрудниками [24]. Они показали, что у более ярких эмиссионных туманностей довольно заметный непрерывный спектр обязан в основном атомному процессу—двухфотонному излучению. Исключение составляют туманности с характеристикой С + Е, у которых интенсивности непрерывного излучения, соответствующие двухфотонному излучению и рассеянию пылью, делаются сравнимыми.

Результаты, полученные нами в § б, позволяют разрешать этот вопрос в отношении туманности Ориона совершенно другим способом. В частности, представляется возможность оценить верхнюю границу доли непрерывной энергии. обязанной двухфотонному излучению, и нижнюю границу доли, обязанной рассеянию пыли.

В § 6 мы нашли, что отношение C_i / H_3 . т. е. относительная интенсивность непрерывного излучения уменьшается с удалением от возбуждающей звезды. Для большей наглядности представим этог результат графически, откладывая по оси абсцисс расстояния от центра в минутах, а по ординате — отношения — C_i / H_3 . Значение C_i / H_5 в центре туманности берем за единицу. В результате получим рис. 8, составленный по измерениям пл. № 201. Как очевидно из этого рисунка, значение C_i / H_5 на расстояниях 13' - 15' от возбуждающей звезды составляет $20-30^{\circ}_{\circ}$ от значения C_i / H_5 в центре (около 50°_{\circ} по измерениям иластинки № 207). На этог факт следует обратить особое внимание.

Важным свойством янления двухфотопного излучения является то, что при переходах 2S—1S непрерывное излучение С₁ должно составить определенную долю от энергии бальмеровских линий и, в частности, линии H₃. Иначе го-

воря. если возникновение непрерывного спектра у туманности Ориона полностью обязано двухфотонному излучению, то отношение C_i/H₃ должно быть постоянным по всей туманности. Это, как видно, не имеет места.





Нижняя граница значения Сі в данной точке туманности определяется интенсивностью водородной эмиссии в линиях в той же точке. Присутствие же пыли приводит к увеличению C1, а следовательно и отношения C1/H3. Поэтому, если допустить, что на окраинах туманности (на расстояниях 12'-15'), т. е. там, где мы получили минимальное значение С1 / Н3, возникновение непрерывной эмиссии целиком обязано двухфотонному излучению, то наблюдаемое увеличение Сі/На в центральной области туманности должно идти уже полностью за счет пылевой компоненты. Сі/На на окраинах туманности составляет примерно 20-30°/, от его значения в центре. Поскольку отношение С1/Н3 должно быть постоянным по всей туманности в случае двухфотонного излучения, отсюда, проводя горнзонтальную линию (пунктир на рис. 8). найдем, что, по крайней мере, 70-80 %, непрерывной энергии в центральной области

day to

туманности имеет недвухфотонное происхождение. г. е. представляет собон пылевую компоненту.

Мы можем, используя имеющиеся данные, определить закон распределения плотности пылевой материи с удалением от центра, а также сделать кое-какие выводы о ее рассенвающей и поглощательной способностях. Однако мы считаем целесообразным отложить подобную попытку до получения более точного материала о распределении C_i/H_c.

В связи с последним выводом следует отметить, что имеются косвенные данные, свидетельствующие о наличии достаточного количества пыли внутри туманности Ориона. К таким данным относятся, например, аномальное покраснение возбуждающих туманности звезд [21, 25], обнаружение в инфракрасных лучах ранее неизвестного скопления звезд [26] и др.

В заключении этого параграфа оценим порядок величины C_1 . Из наших измерений мы нашли для периферийных областей туманности (на расстоянии – 14') C_4 ($H_2 = 1$. Посколько C_3 рассчитан на интервал длин воли в 100 Å, то будем иметь $C_4 \sim 10^{-2}$ H₅ на 1 Å. Имея в виду, что приблизительно $H_8 \sim 3 \cdot H_c$, найдем $C_3 \sim 3 \cdot 10^{-2}$ H₆. Это уже порядка, вериее иесколько больше, той величины, которая дается теорией двухфотонного излучения и которую наблюдал Пейдж в планетарных туманностях [28]. Поэтому даже в периферийных областях туманности Ориона возникновение непрерывной эмиссии пе может полностью приписываться двухфотонною.

В центральной области туманности имеем $C_{\beta}/H_{\beta} \sim 4$ и следовательно $C_{\beta} \sim 10^{-1}H_{\beta}$. т. е. величина, которая далеко не может обеспечиваться двухфотонным излучением.

§ 10. Э.ЛЕКТРОННАЯ ТЕМПЕРАТУРА ТУМАННОСТИ

Самым простым и распространенным методом определения электронной температуры газовых туманностей является метод, предложенный В. А. Амбарцумяном [9]. Идея метода заключается в следующем. Ион О++, для которого

:30

основным уровнем является ${}^{3}P_{0,1,2}$, обладает двумя метастабильными уровнями ${}^{1}D_{2}$ и ${}^{1}S_{0}$ с потенциалами возбуждения, равными соответственно 2.5 и 5.3 эв. При переходах ${}^{1}D_{2} \rightarrow {}^{3}P_{1}$ п ${}^{1}D_{2} \rightarrow {}^{3}P_{2}$ излучаются линии N₁ и N₂, а при переходе ${}^{1}S_{0} \rightarrow {}^{1}D_{2} -$ линия $\lambda 4363$ Å. Населенность ионов O⁺⁺ на уровнях ${}^{1}S_{0}$ п ${}^{1}D_{2}$, а следовательно и количество энергии, излучаемой при указанных выше переходах, однозначно определяются электронной температурой среды, поскольку возбуждение этих уровней осуществляется электронными ударами. Исходя из этого В. А. Амбарцумян вывел следующее простое соотношение для определения электронной температуры T_c по известным отношениям $E_{N_{1}+N_{2}}/E_{\lambda 4363}$:

$$\frac{E_{N_{e}+N_{e}}}{E_{a,vec}} = 4 \cdot 5 \cdot \frac{33000}{e^{T_{e}}} + 0.75.$$
 (a)

Пользуясь этой формулой, Мензел и др. [10] определили электронные температуры для ряда планетарных туманностей, а Аллер — для туманности Ориона [11]. Последний, используя данные Уайза для $E_{N_1+N_2}$ и $E_{\lambda 4363}$, нашел $T_e \sim \sim 10300$ К для центральной области туманности Ориона.

Обычно линия λ 4363 у диффузных туманностей бывает очень слабой. К тому же она часто блендируется соседней сильной линией H₁(λ 4340 Å), если спектрограф не обладает достаточной дисперсией. Поэтому измерение $E_{\lambda4363}$ представляет собой некоторую трудность. Тем не менее на некоторых наших спектрограммах туманности Ориона удалось измерить эту линию с относительно малой среднеквадратичной ошибкой. В табл. 13 приведены результаты в произвольных единицах, полученные из пяти пластинок. Там же приведены результаты Уайза [12].

7	аблица	13
1 1000	COLUM	

Mateachanoero annan atooo [Omi]							
	n	E	Уайз				
N ₁ +N ₂ λ4363	5. 5.	35 0 2.3±0.13	350 3				

Г. А. ГУРЗАДЯН

Наши результаты не очень сильно отличаются от результатов Уайза и, кажется, поэтому нет необходимости перевычислять электронную температуру по (а).

Однако недавно выяснилось, что эффективные сечения возбуждения понов О- электронными ударами были вычислены неправильно. Разница оказалась при этом довольно большой — на целый порядок. Собтветствующие вычисления, произведенные Ситоном [13], дают, например, для суммы $\Sigma\Omega p_1 s$, определяющей эффективное сечение при соударениях ("сила ударов"), возбуждающих линию λ 4363, значение, равное 0.195, в то время как раньше оно принцмалось равным 3.53 ([10], стр. 122). Таким же образом было получено для $N_1 + N_2 \Sigma\Omega p_1 D == 1.73$ вместо 20. Между тем, эти величины входят в выражения, определяющие энергию излучения в соответствующих линиях.

Однако, благодаря тому, что при определении отношения $E_{N_1+N_2}$ $E_{2,4363}$ играет роль отношение величин $\Sigma \Omega p_1 s$ и $\Sigma \Omega p_1 D$. указанная большая разница в нх абсолютных величинах не вносит существенного изменения в коэффициенты формулы (а). Производя необходимые вычисления, мы получили вместо (а) следующую формулу для определения электронной температуры газовых туманностей: за000

$$\frac{E_{N_1+N_2}}{E_{1.053}} = 6.6 \cdot e^{\frac{T_0}{T_e}} + 0.75.$$
 (b)

Обычно отношение $E_{N_1+N_2} / E_{\lambda 4353}$ порядка ста. Поэтому свободный член в правой части (b) можно опустить. Вычисленные по этой формуле электронные температуры будут несколько выше тех, которые были получены по формуле (a).

Используя наши данные (табл. 13) найдем для электронной температуры туманности Ориона, вычисленной поформуле (b),

$$T_e = 10600$$
 K.

По данным же Уайза получается $T_e = 11500$ К. Гринштейн по отношению интенсивностей водородных линий к континууму нашел $T_e = 9000$ К[8]. Что же касается оценки $T_e = 28000$ К, даваемой Барбье [7], то ее нужно считать явно завышенной.

§ 11. ТЕМПЕРАТУРА ВОЗБУЖДАЮЩЕЙ ЗВЕЗДЫ

Свечение туманности Орнона вызывается группой звезд— Транецией, состоящей из двух звезд типа В2, одной В0 и одной О7. Фактически основная "тяжесть" падает на последнюю (HD37022 или иначе 0¹OriC), поскольку ее температура очень высока.

В последнее время вопрос о температуре горячих гигантов. какими являются звезды типа О—ВО, часто становится предметом дискуссии. Причиной тому отчасти является та высокая оценка, которая дана температурам этих звезд шкалой Кейпера [14]: для звезд О5—О9 эта оценка заключена в пределах от 80000 до 31500°К. Вследствие этого появился ряд работ, в которых прямо или косвенно затрагивается этот вопрос и даются новые оценки. Так, например. Петри получил для спектрофотометрических температур этих звезд значение от 36000 до 28000°К [15]. Андерхил дает для температур звезд О5—В1 значения, меняющиеся в пределах от 45100 до 27000 К [16]. Во всех случаях, изсмотря на независимость применяемых методов. получаются для температур горячих звезд значения значительно ниже кейперовских.

В этом параграфе мы попытаемся оценить температуру возбуждающей туманность Ориона звезды по известным интепсивностям зеленого ($N_1 + N_2$) и ультрафиолетового (λ 3727) дублетов понов кислорода О⁺⁺ и О⁺.

Исходным является следующее рассуждение. Интенсивности линий $N_1 + N_2$ и $\lambda 3727$, при прочих равных условиях, будут зависеть от количества ионов O⁺⁺ и O⁺. Но чем выше температура возбуждающей звезды T₀, тем больше должно быть количество ионов O⁺⁺ в сравнении с O⁺ и. следовательно. тем больше должна быть интенсивность линий N₁+N₂ в отношении $\lambda 3727$. Имея теоретическое соотношение между T₀ и E_{N1+N2}, E_{$\lambda 3727$}, можем определить первсе, взяв из наблюдений второе.

Еще раньше Берман указал на существование эмпирической зависимости между температурами ядер планетарных туманностей и относительными интенсивностями некоторых

Г. А. ГУРЗАДЯН

эмиссионных линий туманностей, в том числе и отношением $E_{N_1+N_2}/E_{13727}$ [17]. Б. А. Воронцов-Вельяминов вывел эту зависимость в виде эмпирической формулы (по известным в то время данным T_0 и $E_{N_1+N_2}/E_{13727}$) [16] и применил ее для определения температур ядер ряда планегарных туманностей.

Однако, насколько нам известно, указанный метод не был применен для определения температур возбуждающих звезд диффузных туманностей. Мы попытаемся сделать это, начав с вывода теоретического соотношения между T_0 и $E_{N_1+N_2}/E_{\lambda3727}$.

Запрещенные дублеты $N_1 + N_2$ [OIII] и $\lambda 3727$ [OII] возбуждаются электронными ударами второго рода. Поэтому, обозначая через N⁺⁺ концентрацию ионов O⁺⁺ на метастабильном уровне ¹D₂, и N⁺ — концентрацию ионов O⁺⁺ на меметастабильном уровне ⁴S⁰₂, будем иметь для энергии, излучаемой в линиях N₁ + N₂ и $\lambda \lambda 3726 + 3729$:

$$\mathbf{E}_{\mathbf{N}_1+\mathbf{N}_2} = \mathbf{N}^{++} \mathbf{n}_e \mathbf{b}_1(\mathbf{T}_e) \mathbf{h} \mathbf{y}_1, \tag{1}$$

$$E_{\lambda_{3727}} = N^{-} n_{e} b_{2}(T_{e}) liv_{2}, \qquad (2)$$

где п_е — число свободных электронов в 1 см³; v₁ и v₂ — частоты линий N₁+N₂ и λ 3727; b₁(T_e) — вероятность перехода ³P_{1,2} \rightarrow ¹D₃ для иона O⁺⁺ и b₂(T_e) — вероятность перехода ³D_{2j₂, 3j₂} \rightarrow ⁴S^j₁₂ для иона O⁺⁺ под влиянием электронных ударов первого рода. Они определяются формулой (для A и B условных уровней) [10, стр. 93]:

$$b_{AB} = 8.54 \cdot 10^{-6} \frac{Q(A,B)}{\varpi_A} \frac{1}{T_e^{\eta_a}} e^{-\frac{\chi_{AB}}{kT_e}}, \qquad (3)$$

где Q(A,B) — "сила ударов"; $\tilde{\omega}_A = 2J_A + 1$; χ_{AB} — потенциал возбуждения; T_e — электронная температура туманности.

Разделив (1) на (2) и подставив $b_1(T_e)$ и $b_2(T_e)$ из (3), получим:

$$\frac{\underline{E}_{N_1+N_2}}{\underline{E}_{\lambda3727}} = \frac{N^{++}}{N^{+}} \frac{\underline{\mathcal{Q}}_1}{\underline{\mathcal{Q}}_2} \frac{\underline{\tilde{\omega}}_2}{\underline{\tilde{\omega}}_1} \frac{\underline{\nu}_1}{\underline{\nu}_2} e^{-\frac{\underline{\lambda}_1-\underline{\lambda}_2}{kT_1}}.$$
 (4)

Отношение N++ / N+, вообще говоря. меняется с удалением от возбуждающей звезды, вследствие чего будет

меняться и отношение $E_{N_1+N_2}/E_{\star 3727}$. Для некоторой ограниченной области (например центральной) можно принять некоторое среднее значение для N^{++}/N^+ , определяя его из формулы ионизации

$$\frac{N^{++}}{N^{+}} n_{e} = W \frac{2g^{++}}{g^{+}} \sqrt{\frac{T_{e}}{T_{0}}} \frac{(2\pi\mu kT_{0})^{3/2}}{h^{3}} \cdot e^{-\frac{1}{kT_{0}}},$$
(5)

где W — фактор дилюции; х — потенциал ионизации O⁺; T₀ — температура возбуждающей звезды; остальные величины имеют свои обычные обозначения.

Подставляя (5) в (4), получим:

$$\frac{E_{N_1+N_2}}{E_{\lambda 3727}} = \frac{W}{n_e} C(T_e) T_0 e^{-\frac{L}{kT_0}}, \qquad (6)$$

где через С(Те) обозначен:

$$C(T_{c}) = \frac{2g^{++}}{g^{+}} \frac{\gamma_{1}}{\gamma_{3}} \frac{T_{c}^{i_{2}}(2\pi\mu k)^{i_{3}}}{h^{3}} \frac{\Omega_{1}}{\Omega_{2}} \frac{\tilde{\omega}_{2}}{\tilde{\omega}_{1}} e^{-\frac{\chi_{1}-\chi_{2}}{kT_{0}}}.$$
 (7)

Для туманности Ориона, как мы видели выше, Те оказалась порядка 10000°К. По порядку величины такое же значение имеют электронные температуры большинства планетарных туманностей [19]. Поэтому можно считать С(Те) постоянным для всех туманностей, а следовательно, соотношение (6) независящим от Те.

При вычислении С(T_e) воспользуемся новыми данными Ситона для Ω_{AB}[13]. Имеем:

Для [OIII]:

 $\mathfrak{Q}_1 = \mathfrak{Q}[{}^{\mathfrak{g}} P_{1,2}, {}^{1} D_2] = 1.73; \quad \mathfrak{G}_1 = 5; \quad \chi_1 = 2.5$ эв. Для [OII]:

 $\Omega_2 = \Omega[{}^2D_{2_{12}, 2_{13}}, {}^4S_{2_{13}}] = 1.44; \ \tilde{\omega}_2 = 4; \ \chi_2 = 3.31$ эв. Приняв также $2g^{\pm\pm}/g^{\pm} = 4,5$, найдем:

 $C(T_e) = 5.10^{17} c.m^3 / 2p^{1/4}$.

Г. А. ГУРЗАДЯН

Соотношение (б) тогда примет следующую форму (х = = 34.9 эв), пригодную также для планетарных туманностей:

$$\frac{E_{N_1+N_2}}{E_{13777}} = 5 \cdot 10^{17} \cdot \frac{W}{n_0} \cdot T_0 \cdot e^{-\frac{414000}{T_0}}.$$
 (8)

Отношение $E_{N_1+N_2}|E_{13727}$ можно брать из наблюдений с достаточной степенью точности: п. можно определить известными методами. Гораздо труднее обстоит дело с W; для его определения требуется знать размер туманности и радиус возбуждающей звезды. И то и другое трудно получить с удовлетворительной гочностью. Поэтому ошибки ири определении температуры ядра с помощью формулы (8) следует приписывать в основном к неопределенности коэффициента дилюции.

Самым выгодным было бы, конечно, если удалось бы определить каким-нибудь образом W и п. не в отдельности, а их отношение $\frac{W}{n_e}$ для какой-нибудь точки внутри туманности. Подобное желание вызвано тем, что отношение $\frac{W}{n_e}$ внутри области $\tau_e < 1$ должно медлениее меняться с

расстоянием, чем числитель и знаменатель в отдельности.

Применим формулу (8) для туманности Ориона. Отношение $E_{N_1+N_2}|E_{\lambda3727}$ можно брать из табл. 9. Учитывая цекоторую неопределенность в результатах, примем $E_{N_1+N_2}/E_{\lambda3727}=1$. Для количества электронов в 1 см³ в области, диаметром 8' вокруг ⁰¹Огі, Гринштейн нашел (способом Стремгрена) п_е = 300 см⁻³ [8]. Оценка, даваемая Пикельнером и Шайном, полученная другим способом, превышает эту неличину на целый порядок и относится непосредственно к центру туманности [20]. Примем, наконец, для среднего значения коэффициента дилюции W=10⁻¹⁴. Тогда найдем из (8) для температуры возбуждающей туманность Ориона звезды

$$T_{0} \simeq 32000 \text{ K}.$$

Свечение туманности Ориона, как было сказано выше, вызвано главным образом звездой ⁰¹ОгіС типа О7. Следовательно, полученный результат Т_о = 32000⁻К будет ионизационной температурой звезд типа О7. Она заметно ниже температуры по шкале Кейпера (50000[°] для О7).

Бюраканская астрофизическая обсерватория Академии паук Армянской ССР

Октябрь, 1954

Գ. Ա. ԴՈՒՐԶԱԴՑԱՆ

ՕՐԻՈՆԻ ՄԻԳԱՄԱԾՈՒԹՅԱՆ ՍԳԵԿՏՐՈՖՈՏՈՄԵՏՐԻԱՆ

Ամփոփում

Համաձայն դաղային միդամածությունների լուսատվության տեսության, ջրածնի բալմերյան սերիայի ճառադայթնման դծերի ճարարերական ինտենսիվությունները (բալմերյան դեկրեմենտ) պետջ է անկախ լինեն միդամածության ֆիզիկական միճակից և նրա չափերից։ Այդ բանը տեղի ունի մոլորակաձև միդամածությունների մոտ, իսկ դիֆուղ միդամածությունների ճամար այդ ճարցը կարոտ է ուսուննասիրման։

Ներկա աշխատան քում ներկայացված են Օրիոնի գիֆուդ միդամածության մանրամասն սպեկտրոֆոտոմետրիկ հետադոտության արդրուն քները։ Աշխատության է քսպերիմենտալ մասը կատարված է Բյուրականի աստղադիտարանի ներուլյար սպեկտրոդրաֆի և ին քնադիր միկրոֆոտոմետրի օգնությամը։ Հետազոտության հիմ քում գրված մեթոգիկան, որն էապես տարրերվում է մինչև այժմ կատարված նման աշխատան քների մեթոգիկայից, հնարավորություն է տալիս ամրողջովին վերացնել և կամ նվաղադույնի հասցնել մի ամրողջ շարք է քսպերիմենտալ ընտւյթի սիսալների աղդեցությունը և դրանով իսկ բարձրացնել ոտացված արդյուն քների կշիոր։

Ստացված արդյունըննըը համառոտակի հետևյալներն են։ • 1. Չափված են ջրածնի բալմևրյան դեկրեմենտի մեծություն-Նևրը միդամածության կենտրոնից ղանադան հեռավորություն-Նևրի վրա՝ մինչև 18՝ դեպի արևմուտը և 14՝ դեպի արևելը։ Պարզվում է, որ բալմևրյան դեկրեմենտը միդամածության բոլոր կետերում Նույնը չէ. այն փոթրանում է կենտրոնից ծեռանայուն զուգընկաց։

2. Թթվածնի մեկ և հրկու անգամ իոնացված ատոքներին պատկանող գծերի՝ 33727-ի և N+N-ի ինահնսիվությունները նույնպես փոթրանում են միգամածության կենտրոնից նեռանալիս։ Ի տարրերություն ջրածնային գծերի. այս դեպրում ինտենսիվությունների անկումը կատարվում է ավելի արապ։

3. Չափված է չնգոր հնվիումի à 4471 դծում միգամածության միագույն պատկերի չափը. այն կազմում է 14 տրամագծով)։ à 4471 գիծը րացակայում է միդամածության ծայրամասևրում, իսկ ինտենսիվության փոփոխությունը տեղի է ունենում համեմատարար դանդաղ։

4. Չափված են անընդճատ սպնկարի ճարտընրական ինտենսիվությունները միգամածության զանազան աիրույթներում ալիջային չորս ինտերվալների ճամար։ Ստացված արդյունջները բերում են այն եղրակացության, որ միգամածության պայծառությունը անընդճատ սպնկարում ավելի արադ է բնկնում, ջան ջրածնի ճառագայթնման դծերում։

5. Հաշվված են աննդճատ սպեկտրի սպեկտրոֆոտոմետրիկ գրադիննտները միգամածունյան տարրեր տիրույններում և ալիջային երկայնունյան ՀՀ4861—4040 Å ինտերվալում։ Ամենոուրեջ ճարարերական գրադիենտները (Սիրիուսի նկատմամբ) ստացվել են ճաստատուն և գրենն ճավատար ղերոյի։ Այստեղից ճետևեցնում ենջ, որ սպեկտրոֆոտոմետրիկ Չերմաստիձանը միգամածունյան բոլոր կետերում նույնն է և ճավաստր մոտ 16000°K,

6. Քննարկված են սպեկտրալ գծերի ինտենսիվու թյունների փոթրացման պատճառները՝ կենտրոնից հեռանալիս։ Թթվածնային և հելիումի գծերի նկատմամը ստացված գիտողական արգյունջները լիովին համտպատասխանում են տեսական կանիսակալունեներին։ Նույնը չի կարելի ասել Չրածնային գծերի նկատմամը։ Այս վերջինիս նկատմամը դիտուններից ստացված երեվույթը իր պարղ ու համոզեցուցիչ րացատրությունն է գանում չնորնիվ այն հիպոթեղի, որ միդամածության մեջ կա փոչիւ

7. Դիտուքներից ստացված արդյունըները ճնարավորություն են տալիս որոշակի նղրակացություն անևլ միդամածության անընդճատ սպնկտրի ընույթի ճասին։ Գարդվում է, որ միդամա-

ՕՐԻՈՆԻ ՄԻԳԱՄԱԾՈՒԹՑԱՆ ՍԳԵԿՏՐՈՖՈՏՈՄԵՏՐԻԱՆ

ծու խյան կենտրոնական մասում անընդնատ սպեկտրի առաջացումը հիմնականում (70-80°/0) պայմանավորված է փոշու կողմից տեղի ունեցող ցրման երևու լխին և միայն 20-30°/0-ն ունի երկֆոտոն (2S-1S), այսինքն ատոմային ծագում։ Միգամածու խյան ծայրամասերում երկֆոտոն ճառագային ման դերը մեծանում է։

8. Վերանայված է միդամածությունների էլեկտրոնային ջերմաստիճանի որոշման մեթոդներից մեկը և բերված է նրա որոշման համար ճշտված բանաձևը (b)։ Օդտադործելով նաև մեր ստացած դիտողական արդյունքները, հաշվված է Օրիոնի միդամածության էլեկտրոնային ջերմաստիճանը, որ ստացվել է հավասար 10300°K:

9. Ստացված է գաղային միդամածության լուսավորող աստղի ջնրմաստիճանի որոշման մի նոր րանաձև (8)։ Այս բանաձևի կիրառումը Օրիոնի միդամածությանը լուսավորող ամենաջնրմ աստղի՝ Թ¹OriC-ի (O7 տիպի) ջնրմաստիճանը որոշևլու ճամար, տալիս է դդալիորնն փոքր արժեր՝ 32000°K, բան այն, որ տրվում է Կեյպերյան բարձրացված շկալայով։

ЛИТЕРАТУРА

- 1. Г. А. Шайн, Цирк. ГАО, № 11, 1934.
- 2. L. Berman, M. N. 96, 890, 1936.
- 3. J. Greenstein a. L. Henyey, Ap. J. 89. 647, 1939.
- 4. В. А. Домбровский, Ученые Записки ЛГУ, вып. 22, 166, 1950.
- 5. С. Б. Пикельнер, Изв. Крым. астр. обсер., 11, 1954.
- 6. Г. А. Гурзадян, Сообщ. Бюраканской обсер., вып. 14, 1954.
- 7. D. Barbier, Ann. d'Ap. 7, 80, 1944.
- 8. J. Greenstein, Ap. J. 104, 414, 1946.
- 9. В. А. Амбарцумян. Теорет. астрофизика, стр. 165, 1939.
- 10. Д. Мензел и др., Физ. процессы в газ. туман. М., 1948.
- 11. L. Aller, P. A. S. P. 58, 165, 1946.
- 12. A. Wyse, Ap. J. 95, 356, 1942.
- 13. M. Seaton, Proc. Roy. Soc. A. 218, 400, 1953.
- 14. G. Kuiper, Ap. J. 88, 429, 1938.
- 15. R. Petrie, Publ. Dom. Astr. Vict., 7, 321, 1947.
- 16. A. Underhill. A. P. 55, 185, 1950.
- 17. L. Berman, Lick Bull. 15, 86, 1931.
- 18. Б. А. Воронцов-Вельяминов, А. N. 243, 164, 1931.
- 19. В. А. Амбарцумян, Э. Р. Мустель, А. Б. Северный, В. В. Соболев, Теорет. астр., стр. 423, 1953.

ዓ. Ա. ዓብኑቦደԱጉያԱՆ

20. С. Б. Пикельнер и Г. А. Шайн. Изв. Крым. обс., 11, 1954.

21. П. П. Паренаго, Астр. журнал, 30, 249, 1953.

22. А. Я. Кипер. О развитии сов. науки в Эст. ССР, Таллин. 1950.

23. J. Greenstein a. L. Spitzer, Ap. J. 114. 407, 1951.

24. Г. А. Шайн, В. Ф. Газе, С. Б. Пикельнер. Астр. журиз., 31, 105 1954.

25. S. Sharpless, Ap. J. 116, 258, 1952.

26. W. Baade a. R. Minkowski, Ap. J. 86, 193, 1937.

27. J. Plaskett, Publ. Dom. Obs. Vict. 4, Nº 14, 1929.

28. T. Page, Ap. J. 96, 78, 1942.

ФОТОМЕТРИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ НЕПРЕРЫВНОГО СПЕКТРА 10 ГОРЯЧИХ ЗВЕЗД

.1. В. МИРЗОЯН

Характеристики непрерывного спектра звезд: спектрофотометрические градиенты и величина скачка у границы серии Бальмера являются важными параметрами физического состояния звездных атмосфер.

Определению этих характеристик для звезд различных спектральных классов посвящены исследования Д. Шалонжа и его коллег из Парижского астрофизического института [1-4]. Ими, в частности, разработан метод спектральной классификации звезд, основанный на характеристиках непрерывного спектра [3, 4]. В этих работах, однако, не производится учет избирательного космического, поглощения.

В Бюраканской астрофизической обсерватории значительное внимание уделяется исследованию непрерывного спектра горячих звезд, которые в большинстве случаев входят, в состав звездных ассоциаций.

Настоящая работа посвящена результатам фотометрического исследования непрерывного спектра 10 звезд спектральных классов О и В. входящих в состав звездной ассоциации Цефей II [5].

§ 1. НАБЛЮДАТЕЛЬНЫЙ МАТЕРНАЛ И ЕГО ОБРАБОТКА

Спектрограммы исследованных звезд, в количестве 37 штук, были получены в ноябре 1953 года с помощью 10" телескопа с бесщелевым спектрографом. Оптика спектрографа кварцевая. Линейная дисперсия около 150 А/мм у H₁. Использованы фотопластинки Ильфорд-Зенит. Пригодная для обработки спектрограмма звезды седьмой величины получалась за часовую экспозицию. В список исследуемых звезд (таблица 1) были включены четыре О звезды и шесть В звезд. Из остальных звезд ассоциации Цефей II ярче седьмой величины три были исследованы ранее французскими исследователями [1, 3] и нами [6].

Tab.una 1

₩№ 1173-	Номер по НО	x (1930)	t (19 50) ک	m	Спектр	Цисло снимков
1	202214	21 ^h 10 ^m 5	59'47'	5.65	09s	5
2	203374	17.9	61 39	6.64	Bone	2
3	205139	29.6	60 14	5.52	Bls	5
4	203165	36.6	61 5I	4.87	cB2	4
5	206267	37.4	57 16	5.64	O6n	-
6	205773	40.8	57 30	6.98	Bune	4
7	207198	43.5	62 14	5,97	O9s	5
8	207538	. 46,1	59 28	7.03	· 09ss	4
9	208218	51,2	62 29	6.76	Bls	2
10	208392	52.4	62 23	7.10	B3ne	2
		1				

Методика получения и обработки спектрограмм в основном прежняя. Она подробно изложена в нашей первой работе [7] по фотометрии непрерывного спектра горячих звезд. Фотометрические шкалы получались по звезде 2 Лиры, последовательным лиафрагмированием входного зрачка трубы. Спектрограммы исследуемых звезд и соответствующие шкалы проявлялись одновременно. Обработаны спектрограммы по их микрофотометрическим занисям, полученным с помощью фогоэлектрического микрофотометра Бюраканской обсерватории [8]. Использованы две сводные характеристические кривые для областей 3100-3700 А и 3700-4700 А. В каждой области непрерывный спектр измерен в 9-11 точках, равномерно расположенных на микрофотограмме. На некоторых спектрограммах непрерывный спектр в ультрафиолетовой области получился очень слабым, вследствие чего он был измерен только в области до бальмеровского скачка.

СПЕКТРОФОТОМЕТРИЯ 10 ГОРЯЧИХ ЗВЕЗД

§ 2. УЧЕТ АТМОСФЕРНОГО ПОГЛОЩЕНИЯ

В дни наблюдений параллельно с фотографированием спектров исследуемых звезд были получены спектрограммы звезд а Лиры на разных зенитных расстояниях — с интервалом примерно в один час. Результаты обработки этих спектрограмм были использованы для определения средних коэффициентов прозрачности атмосферы в Бюракане в период наблюдений. С этой целью использована известная зависимость:

$$\lg I_z = \lg I_0 + [F(z) - 1] \lg p_1$$

где I_0 . и I_z интенсивности в зените и на зенитном расстоянии z, р — коэффициент прозрачности атмосферы для данной длины волны, а F(z) — воздушная масса, проходимая лучом на зенитном расстоянии z*. Коэффициенты прозрачности получены путем решения способом наименьших квадратов систем таких уравнений. При редукции паблюдений за атмосферное поглощение использованы эти средние коэффициенты (таблица 2).

			Габлица 2
2(A)	P _A	λ(A)	P.
3000	0.329	4000	0.625
3201	0.407	4200	0,659
3400	0.477	4400	0.687
3600	0.535	4600	0.710
3800	0.585	-1800	0,730

Сравнение данных таблицы 2 с аналогичными из работы [6] показывает, что в ноябре 1953 года прозрачность земной атмосферы в Бюракане была лучше, в особенности в ультрафиолетовой области, по сравнению с соответствующим периодом 1949 г.

Как и в предыдущих работах, звезды сравнивались между собой носле их приведения к зениту.

* Для небольших зенитных расстояний F(z) = Secz.

л. в. МИРЗОЯН

§ 3. ОТНОСИТЕЛЬНЫЕ СПЕКТРОФОТОМЕТРИЧЕСКИЕ ГРАДИЕНТЫ

Относительный спектрофотометрический градиент звезды

 $\Delta \Phi = -2.303 \frac{\mathrm{d}(\Delta \mathrm{igl}_{\lambda})}{\mathrm{d}(^{1}\lambda)}$

с точностью до постоянного множителя определяется как угловой коэффициент в линейной зависимости $\Delta lgl_k = f(^1 \lambda)$, где Δlgl_k есть разность логарифмов интенсивностей исследуемой звезды и звезды сравнения.

Разность Δlgl, характеризует распределение энергии в непрерывном спектре исследуемой звезды по отношению к распределению в спектре звезды сравнения. В настоящей работе звездой сравнения служила HD 206165. Определение указанного углового коэффициента на практике сводится к решению способом наименьших квадратов систем уравнений, представляющих упомянутую линейную зависимость, на основе известных из измерений непрерывного сиектра звезд Δlgl, н ¹/λ.

Спектрофотометрические градненты исследованных звезд по отношению к HD 206165 представлены в таблице 3, где $\Delta \Phi_1$ и $\Delta \Phi_2$ — относительные спектрофотометрические градненты для областей 3700—4600А и 3100—3700, п — число измеренных спектрограмм, а σ_1 и σ_2 — соответствующие среднеквадратичные ошнбки из всех определений.

Звезда сравнения HD 206165 в свою очередь сравнена со звездой « Лиры по четырем спектрограммам. Относительные градненты для HD 206165 оказались равными 0.36±0.05 и -0.30±0.11 для областей до и за границей серии Бальмера.

Абсолютные спектрофотометрические градиенты « Лиры были определены ранее из ее сравнения с лабораторным источником известной температуры и оказались равными:

Ф1=1.14, Ф2=1.60 по нашей работе [7].

Ф₁=1.14, Ф₂=1.43 по работе Шалонжа и Барбье [i].

СПЕКТРОФОТОМЕТРИЯ 10 ГОРЯЧИХ ЗВЕЗД

							onarque o
Номер по НD -	Снектр	ΔΦ1	n	a1	ΔΦ.,	n	5 ₁
202214	O9s	0.24	5	0.07	-0.11	3	0.05
203374	BOne	0.09	2	0.07	-0.09	1	-
205139	Bls	-0.29	5	0.10	-0.17	4	0.12
206!65	cB2	0.00	4		0.00	4	-
206267	O6n	-0.06	4	0.02	- 0.20	2	0.15
206773	B0ne	-0,07	4	0.01	0.08	2	0,06
207198	O9s	0.07	5	0.05	-0.14	4	0.14
207538	O9ss	0.02	4	0.10	-0.11	2	0.16
208218	Bls	0.21	2.	0.12	-0.10	2	0.12
208392	B3ne	-0.10	2	0.11	-0.07	1	

В последней работе Шалонжа и Диван [3] приведены значения:

$$\Phi_1 = 0.96$$
 II $\Phi_2 = 1.43$.

Нами использованы значения $\Phi_1 = 1.14$ и $\Phi_2 = 1.60$ для вычисления на основе данных таблицы 3 абсолютных видимых градиентов исследованных звезд. Они даются в первой половине таблицы 4.

					1	
Номер. по HD	Спектр	φ,	Φ_2	E	Φ1.0	Φ2.0
202214	O9s	1.26	1.19	0.18	0.75	0.86
203374	B0ne	1.59	1.21	0.27	0.83	0.72
205139	Bls	1.21	1.13	0.17	0.73	0.82
206165	cB2	1.50	1.30	0.22	0.88	0.90
206267	Обп	1.44	1.10	0.21	0.85	0.62
206773	BOne	1.43	1.22	0.21	0.84	0.74
207198	O9s	1.57	1.16	0.30	0.73	0.62
207538	O9ss	1.52	1.19	0.30	0.68	0.65
208218	Bls	1.71	1.18	0.26	0.98	0.71
208392	B3nc	1.40	1.23	0.23	0.75	0.81

Таблица З

Tob mun 1

Л. В. МИРЗОЯН

§ 4. УЧЕТ МЕЖЗВЕЗДНОГО ПОГЛОЩЕНИЯ И НОРМАЛЬНЫЕ СПЕКТРОФОТОМЕТРИЧЕСКИЕ ГРАДИЕНТЫ

Все исследуемые звезды находятся в области. где имеет место заметное покраснение межзвездной природы. Об этом свидетельствуют избытки цвета этих звезд (габл. 4). Поэтому наши определения нуждаются в редукции за избирательное космическое поглощение.

В работе Петри [9] показано, что учет межзвездного покраснения может быть основан на зависимостях наблюдаемый градиент-избыток цвета и наблюлаемый градиентинтенсивность линий межзвездного кальция. Использование второй зависимости дает меньшую точность из-за неравномерного распределения атомов кальция в межзвездном пространстве, несовпадающего с распределением избирательнопоглощающей материи.

Зависимость наблюдаемый градиент-избыток цвета была подробно рассмотрена в [10]. На основе наблюдательных данных об избытках цвета и градиентах звезд был определен угловой коэффициент А в зависимости:

$$\Phi = A \cdot H \square + \Phi_{n}$$

где Ф — наблюдаемый, Ф₀ — нормальный градиенты звезды, а ИЦ — ее избыток цвета. Для средних длин волн интересующих нас областей спектра и для системы показателей цвета Стеббинса и др. коэффициент А оказался соответственно равным 2.81 (при $\lambda = 0,425\mu$) и 1.81 (при $\lambda = 0,350\mu$). Эти значения и использованы нами. Избытки цвета звезд заимствованы из работы Стеббинса и его коллег [11] с поправками за нормальные показатели цвета согласно Н. Ф. Флоря [12].

Полученные нормальные градиенты табулированы во второй половине таблицы 4.

§ 5. ВЕЛИЧИНА БАЛЬМЕРОВСКОГО СКАЧКА

Решения систем нормальных уравнений при определе-

СПЕКТРОФОТОМЕТРИЯ 10 ГОРЯЧИХ ЗВЕЗД

нии относительных градиентов были использованы для вычисления величины скачка у границы серии Бальмера:

$$D = lg \frac{l_+}{l_-}.$$

Расстояние точек на прямых, представляющих относительное распределение энергии в спектре исследуемой звезды слева и справа от Бальмеровского скачка при волновом числе, соответствующем скачку, как нетрудно убедиться, равно разности в величинах скачка у звезд исследуемой и сравнения.

Для указанного волнового числа принято значение $\lambda = 2.703$ ($\lambda = 3700$ A). При этом разность D—D₀ для пары HD 206165 — α Лиры оказалась равной 0.443, откуда по известной величине скачка в спектре α Лиры 0.510 [6] была вычислена величина скачка в спектре HD 206165, а затем и в спектрах всех исследуемых звезд (табл. 5).

			•
Номер по HD	Спектр	D-Do	D
202214	C9s	0.035	0.032
203374	BOne	0.002	0,069
205139	Bls	-0.035	0.032
206165	cB2	0.000	0.067
.206267	O6n	-0.037	0.030
206773	B0ne	_0.077	- 0.010
207198	O9s	-0.063	0.004
207538	O9ss	0.030	0.037
208218	BI	0.041	0.108
208392	B3ne	0.061	0.128

Таблица 5

§ 7. ОБСУЖДЕНИЕ ПОЛУЧЕННЫХ РЕЗУЛЬТАТОВ

Четыре из исследованных 10 звезд входят в список Шалонжа и Диван [3]. Кроме того, для шести из них Барбье [13] определил величину Бальмеровского скачка на основе данных шестицветной фотометрии Стеббинса

Л. Б. МИРЗОЯН

и Унтфорла [14]. При этом три звезды общие в обеих работах.

В таблице 7 приводится сводка результатов, полученных в этих работах и в нашей, с целью их сравнения.

	~			
	1711	3929:	1.7	2
- 41 1		1 14 44		9.

	1	4	P.	4	Pe		D	
Номер ио HD	Спектр	Палонж, Диван	мираови	Шалонж, Ливан	Mapaoau	Палонж, Диван	Eapone	Мирзови
203374	Bone	-	1.59	_	1.21	-	-0.013	0.069
205139	B01s	1.24	1.21	1.36	1.13	0.053	0.028	0,032
205165	cB2	1.50	1.50	1.56	1.30	0.089	0,071	0.067
206267	O6n	1.45	1.44	1.51	1.10	0.029	_	0.030
206773	Bone	-	1.43		1.22	-	-0.034	-0.010
207198	O9s	1.57	1.57	1.56	1,16	0.048	0.004	0.004
207538	09	-	1.52	-	1,19		-0.017	0.037
					-			

Рассмотрение этой таблицы показывает, что в фотографической области для всех четырех звезд градиенты совнадают с высокой точностью, между тем в ультрафиолете они значительно отличаются, причем по нашим определениям они систематически меньше, чем у Шалонжа и Диван.

Если учесть, что по работе последних для «Лиры соответствующие градиенты равны: $\Phi_1 = 0.96$ и $\Phi_2 = 1.43$, а нами использованы значения $\Phi_1 = 1.14$ и $\Phi_2 = 1.60$, то указанная разность в ультрафиолете значительно возрастет, а для градиентов в фотографической области появится постоянная разность между определениями Шалонжа и Диван и нашими.

Согласие между определениями нашими, Шалоижа и Диван, а также Барбье для величины бальмеровского скачка следует считать удовлетворительным.*

¹⁹ Примечание к корректуре. Согласие, удовлетворительное также между нашими определениями и таковыми, приведенными в недавно вышедшей статье Диван (Ann. d'Ap. 17, 456, 1954).

СПЕКТРОФОТОМЕТРИЯ 10 ГОРЯЧИХ ЗВЕЗД

Для HD 203374 заметное различие в величине скачка, по определениям Барбье и нашим, повидимому, можно объяснить усплением непрерывного излучения этой звезды за бальмеровским скачком в перпод наблюдений Стеббинса и Уитфорда, подобно тому, что наблюдалось у у Кассиопен [1]. В пользу такого объяснения может служить сходство их спектров, классифицированных как ВОпе.

Данные второй половины таблицы 4 можно понытаться использовать для получения средних для данного спектрального подкласса пормальных градиентов и спектрофотометрических температур. Сказанное пллюстрируется таблицей 7. Температуры в ней вычислены из формулы

$$\Phi = \frac{\mathbf{c}_2}{\mathrm{T}} \left(1 - \mathrm{e}^{-\frac{\mathbf{c}_2}{\lambda \mathrm{T}}} \right)^{-1},$$

где Т — спектрофотометрическая температура, а с₂ — постоянная в аконе Планка.

				1	Таблица 7		
Сисктр	n	Φ,	Φ2	$T_1 \times 10^{-3}$	T ₂ ×10-3		
06-09	4	0.75	0.69	26.5	26.5		
BO	2	0.84	0.73	21.5	24.0		
B1	2	0.86	0.77	20.5	22.0		
B2—B3	2	0.82	0.86	22.5	19.0		

Данные этой таблицы показывают, что спектрофотометрические температуры в ультрафиолете в среднем больше, чем в фотографической области. Как известно, во всех известных случаях наблюдается обратное соотношение (см. например [15]). Причина такого расхождения кроется, повидимому, в том, что наши исходные данные об абсолютных градиентах α Лиры не совсем корректны. Дело не выигрывает, если использовать для них данные Шалонжа и Барбье [1] или Шалонжа и Диван [2]. В первом случае получаются невероятно высокие температуры в ультрафиолете, а во втором, как в ультрафиолете, так и в фотографической области.

Остается допустить, что если величина абсолютного градиента « Лиры в ультрафиолете, принятая в настоящей

Л. В. МИРЗОЯН

работе $\Phi_{a} = 1.60$. близка к действительности так как приводит к температурам, близким к средним температурам. полученным на основе материала для большого числа звезд [16], то его величина в фотографической области $\Phi_{1} = 1.14$ должна быть несколько уменьшена.

Не исключена также возможность, что это расхождение имеет более глубокую причину. А именно, что у звезд, входящих в звездные ассоциации, т. е. находящихся в стадии становления, имеется избыток ультрафиолетового излучения по отношению к излучению нормальных звезд.

Автор выражает благодарность сотруднику обсерватории Э. С. Парсамян за помощь в вычислениях.

Бюраканская астрофизическая обсерватория АН Армянской ССР

Լ. Վ. ՄԻՐՉՈՑԱՆ

10 ደԵቦՄ ԱՍՏՂԻ ԱՆԸՆԴՀԱՏ Ս**ዓ**ԵԿՏՐՆԵՐԻ ՖՈՏՈՄԵՏՐԻԿ ՈՒՍՈՒՄՆԱՍԻՐՈՒԹՅՈՒՆ

Ամփոփում

8ևֆևյ [[աստղասփյուռի կաղմում դիտվող մինչև յոթևրորդ մեծության 10 աստղի անընդհատ սպեկտրների չափուքևերի հիման վրա որոշված են այդ աստղերի սպեկտրոֆոտոմետրիկ գրադիենտները րալմերյան թերչքի երկու կողմերում ընկած տիրույթների համար, ինչպես նաև այդ թերչքի մեծությունը։ Ուսումնասիրված աստղերի ցուցակը բերված է աղյուսակ 1-ում։

Դիտումները կատարվել են Բյուրականում, 10" ԱՍԻ-5 դիտակ-սպեկտրոդրաֆի միջոցով 1953 թվականի նոյեմրեր ամսին։

Օգտագործված է հեղինակի նախկին աշխատանընևրում մշակված մեթոդիկան։

Չափումների արդյուն չներն աղատված են մինոլորտային կլանման աղդեցությունից։ Օգտադործված են դիտումների ժամանակաշրջանի ճամար որոշված մինոլորտի թափանցիկության միջին գործակիցները (աղյուսակ 2)։

Բոլոր աստղևրը համեմատված են HD 206165 աստղի հետ, որն իր հերթին համեմատված է « Քնարի աստղի հետ, Վեր-

ԱՆԸՆԴՀԱՏ ՍԳԵԿՏՐՆԵՐԻ ՈՒՍՈՒՄՆԱՍԻՐՈՒԹՑՈՒՆ

ջինիս մամար նախկինում որոշված են եղել բացարձակ սպեկտրոֆոտոմետրիկ գրադիենտները հիշյալ տիրույթներում և բալմերյան թռիչջի մեծությունը, որոնջ և օգտագործվել են ներկա աշխատանջում.

Ուսումնասիրված աստղերի հարաբերական գրադիենտները HD 206165-ի համեմատությամբ, նրանց միջին ջառակուսային սխալների հետ միասին բերված են աղյուսակ 3-ում, իսկ դիտվող րացարձակ գրադիենտները՝ աղյուսակ 4-ի երրորդ և չորրորդ սյունակներում։

Աստղերի դիտվող լացարձակ դրադիենտների և դույնի ավելցուկների միջոցով այնուհետև հաշվված են նրանց իրական (նորմալ) րացարձակ դրադիենտները (աղյուստկ 4-ի վեցերորդ և յոթնրորդ սյունակներ)։

Բալմերյան Թռիչքի մեծությունը որոշված է նախկինում օգտադործված մեթոդով։ Հաշվման արդյունքները բերված են աղյուսակ 5-ում։

Ստացված մնծությունները համեմատված են այլ հեղինակների ստացած արդյուն ըների հետ (աղյուստկ 6)։

Աշխատանքի վերջում բերված են տարբեր սպնկտրալ ենխաղասերի համար հաշվված միջին Նորմալ բացարձակ դրադիենտներն ու սպեկտրոֆոտոմետրիկ ջերմաստիճանները (ազյուսակ 7)։

Արդյունջների ջննարկումը հանդեցնում է հետևյալ եզրակացուխյանը։ ԵԹև « Քնարի բացարձակ գրադիենտի համար բալմերյան Թռիչքից հետո ընկած տիրույթում ընդունված 1.60 արժեջը մոտ է իրականությանը, ապա մինչ այդ Թռիչջը ընկած մասում ընդունված 1.14 արժեջը պետք է փոջրացվի։

Հակառակ դեպքում պնտք է հնթադրել, որ աստղասփյուռննրի կազմում գիտվող աստղնրը, որոնք ըստ ժամանակակից պատկնրացումների երիտասարդ աստղեր են, Նորմալ աստղերի համնմատությամբ սպնկտրի ուլարամանուշակագույն մասում ուննն ճառագայթման ավնլցուկ։

ЛИТЕРАТУРА

1. Barbier D., Chalonge D. Ann. d'Ap. 4, 31, 1941.

2. Barbier D., Chalonge D. Ann. d'Ap. 10, 195, 1947.

- 3. Chalonge D., Divan L. Ann. d'Ap. 15, 201, 1952.
- 4. Шалонж Д. Природа, 11, 42, 1954.

Į. ų. ሆኑቦደበ**3**ዚኑ

5. Маркарян Б. Е. Сообщения Бюраканской обсерватории, вып. 11, 1953 6. Мирзоян Л. В. Астрон. Журн., 30, 153, 1953.

7. Мирзоян Л. В. Сообщения Бюраканской обсерватории, вын. 7. 1951.

8. Гурзадяя Г. А. Сообщения Бюраканской обсерватории, вын. 14, 1954.

9. Petrie W. Publ. Dom. Obs. Victoria, 7, 383, 1948.

10. Мирзоян Л. В. Известия АН Армянской ССР, серия ФМЕТ изук, 5 № 6, 1952.

11. Stebbins J., Huffer C., Whitford A. Ap. J. 90, 20, 1940.

12. Флоря Н. Ф. Труды ГАИШ, 16, 4, 1949.

13. Barbier D. Ann. d'Ap. 15, 113, 1952.

14. Stebbins J., Whitford A. Ap. J. 102, 318, 1945-

15. Мустель Э. Р. Успехи Астр. наук, 3, 153, 1953.

16. Мирзоян .7. В. Доклады АН Армянской ССР., 20: 3, 1955.

О НЕКОТОРЫХ В-ЗВЕЗДАХ АССОЦИАЦИИ ОРИОНА

Н. Л. Иванова

Используя наблюдательный материал, полученный в Бюраканской обсерватории на 10" телескопе АСИ-5 осенью 1954 и зимой 1954—1955 гг., мы произвели спектрофотометрическое изучение непрерывного спектра, а также водородных линий поглощения некоторых В-звезд ассоциации Ориона.

Для исследования были выбраны звезды из каталога спектральных типов и фотоэлектрических величин звезд ранних типов ассоциации Ориона Шарплесса [1]. В таблице 1 даются номера этих звезд по HD, спектральные классы и классы светимостей, определенные Шарплессом согласно системе Иеркского атласа звездных спектров, и визуальные звездные величины.

Калибровка пластинок (использовались пластинки Ильфорд Зенит) производилась на телескопе при помощи 4-сетчатых диафрагм различной светопропускаемости, а также дополнительно в лаборатории при помощи трубочного фотомегра. Пять характеристических кривых, полученных на участке длин волн $\lambda\lambda$ 4600—3647 Å и пять на участке 3647—3100 Å совмещались в две усредненные. Из измерений же пластинок, снятых на трубочном фотометре с 3 разными экспозициями, получалась еще дополнительная контрольная кривая. построенная по 18 точкам для λ 4400 Å. Обе характеристические кривые, полученные для фотографической области, хорошо совпадают, что делает калибровку пластинок достаточно уверенной.

Все спектры были обработаны на бюраканском саморегистрирующем микрофотометре с увеличением масштаба при исследовании непрерывного спектра в 10 раз и при исследовании линий в 40 раз. Спектрофотометрия непрерывного спектра звезд. По методу, подробно изложенному в ранее опубликованных работах Бюраканской обсерватории [2,3], исследовалось относительное распределение энергии на участке спектра 2000-4600 А:

Tab inua !

א≥ חח.	Звезда по НD	Спектр	m
1	34511	B5V	7.39
2	34959	Bōp	6,50
3	35079	B3V	7.06
4	35407	B5V	6.31
5	35502	B5V	7.35
6	35575	B3V	6.41
7	35588	B3V	6.15
8	35730	B5p	.7.20
9	35792	B3V	7.20
10	35899	B5V	7.52
11	35910	B6V	7.58
12	36151	B5V	6.71
13	36824	B3V	6.69
14	36954	B3V	6.92
15	37025	B3	7.17
16	37334	B3	7.19

В качестве звезд сравнения использовались: в осенний период наблюдений «Лиры и в зимний период — «Б. Пса. Обе звезды, вследствие их большой яркости, фотографировались через диафрагму с площадью, равной ¹/₁₈ площади свободного отверстия телескопа.

Относительные спектрофотометрические градиенты звезд

$$\Delta \Phi = -0.921 \frac{\mathrm{d}(\Delta m_{\lambda})}{\mathrm{d}(^{1}/\lambda)}$$

определялись для двух участков каждого спектра: λ3647— 4600 Å и λ3100—3647Å. Δm_λ— разности блеска звезды срав-

О НЕКОТОРЫХ В-ЗВЕЗДАХ АССОЦИАЦИИ ОРИОНА 55

нения и исследуемой звезды в каждой длине волны λ измерялись в 20 точках спектра.

Для внесения поправок за атмосферное поглощение, необходимых вследствие того, что исследуемые звезды и звезда сравнения фотографировались на разных зенитных расстояниях, были определены средние для осеннего периода наблюдений 1954 года коэффициенты прозрачности р. (таблица 2). Для получения последнего фотографировалась звезда α Лиры на разных зенитных расстояниях [2]. В зимний период наблюдений удалось фотографировать исследуемые звезды и звезду сравнения практически при одинаковых зенитных расстояниях.

Таблица 2

1/λ	2.151	2.248	2.354	2.470	2.599	2.774	2.865	2.949	3.0 30
P2.	0,800	0,750	0.710	0.687	0,605	0.440	0,370	0.322	0.285

Относительные градиенты определялись из решения систем условных уравнений вида:

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

где Δm_{λ} — разность звездных величин звезды сравнения и исследуемой звезды для данной длины волны. исправленных за атмосферное поглощение. Решая систему по способу наименьших квадратов. находим величину $\frac{d(\Delta m_{\lambda})}{d(^{1}/\lambda)}$, которая после умножения на—0.921 и дает искомый градиент. Полученные таким образом градиенты $\Delta \varphi_{1}(\lambda 3647 - 4600 \text{ Å})$ и $\Delta \varphi_{3}(3100 - 3647 \text{ Å})$ приводятся в таблице 3. Здесь же приведены средние квадратические ошибки, которые для всех звезд (за исключением HD 35730, сфотографированной при больших z) невелики.

Исследуемые звезды расположены в относительно прозрачной области, однако 3 из них (HD 35079, 35502 и 36954) имеют все же заметные избытки цвета. Пользуясь методом Мирзояна [4], мы внесли в полученные значения градиентов поправки за межзвездное поглощение. Эти поправки $\Delta \Phi'$, согласно [4], выражаются в виде: $\Delta \Phi' = A \cdot HIL$, гле коэффициент А представляет собой произведение двух множителей, зависящих от законов поглощения в области эффективных длин волн системы избытков цвета и в области определения спектрофотометрических градиентов, а HIL =избыток цвета данной звезды. В качестве коэффициента A мы приняли значения, определенные Мирзояном [4] по спектрофотометрическим градиентам, взятым из работ Шалонжа и Барбье, и по фотоэлектрическим избыткам цвета в системе Стеббинса, Хаффера и Унтфорда.

№пп.	Звезда по HD	Число наблюде- ний	ΔΦ1.	J	74"	÷1	D
1	34511	2	0.02	0.023	-0.45	0.048	0.17
2.	34959	4	-0.15	0.017	0.36	0.036	0,25
3	35079	2	-0.02	0.032	-0.46	0.014	0.26
• +	35407	2 .	-0.05	0.010	-0.61	0.029	0,23
5	35502	3	-0.00	0.039	-0.39	0.041	0.23
6	35575	1	-0,06		0.18	-	0.26
7	35588	3	-0.12	0.027	0.75	0.052	0.15
8	35730	3	-0.13	0.124	-0.84.	0.192	0.21
9	35792	3	0,12	0.030	-0.42	0.015	0.13
10	35899	2	0.16	0.013	-0.73	0,024	0.20
11	35910	3.	-0.12	0.045	-0.61	0.031	0.25
12	36151	4	-0.02	0.012	0.73	0,094	0.20
13	36824	4	-0,07	0.008	- 0.87	0.050	0.16
14	36954	3	-0.13	0.040	0.57	0.025	0.12
15	37025	2	-0.18	0,0:8	- 0.73	0.025	0.18
16	37331	3	0,06	0,010	-1.01	0,094	0.19
				1			

Коэффициент А оказался равным 2.88 для $\lambda = 4250$ Å и 1.82 для $\lambda = 3500$ А. Избытки цвета были взяты из работы Шарилесса [1], определившего их в области эффективных длин воли $\lambda = 5540$ Å я $\lambda = 4420$ Å. Зависимость между избытками цвета системы Шарилесса и системы Стеббинса и др. выражается в виде:

О НЕКОТОРЫХ В-ЗВЕЗДАХ АССОЦИАЦИИ ОРИОНА

$$E_1 = 0.425E_y$$

где Е, избыток цвета в системе Шарплесса. Значения Е, привелены в таблице 4.

7	a	б	A	u	u	a	ł
_		-			-	_	

№ ни.	Звезда по НD	E ₁	Φι	Φ2	$T_1 \times 10^{-3}$	T ₂ ,<10 ⁻³
1	34511	0.03	1.03	1.10	15.5	14
2	34959	0.02	0.93	1,20	18	13
3	35079	0,07	0.92	1.01	18	16
4	35407	0.00	1.09	0.99	14	16
5	35502	0.06	0.97	1.10	16.6	14
6	35575	0.01	1.05	1.10	15	14
7 -	35588	0.01	0,99	0.83	16	21
8	35730	07.0	1.01	0,76	16	25
9	35792	0.03	0.94	1.13	18	14
10	35899	0.01	0.95	0,85	17.5	20.5
11	35910	0.02	0.96	0.92	17	18
. 12	36151	0.01	1.09	0.85	14	20,5
13	36821	0.02	1.01	0.69	16	30
14	36954	0.05	0.87	0.94	20-	18
15	37025	0.03	0.87	0.82	20	21.5
16	37334	0.01	1.05	0.58	15	-
		1.0				

Используя относительные спектрофотометрические градиенты и вычисленные по значениям E₁ поправки градиентов за поглощение, мы получили исправленные за поглощение абсолютные градненты

$\Phi = \Phi_0 + \Delta \Phi - \Delta \Phi',$

где Φ_0 — абсолютный градиент α Лиры, определенный ранее [2,3] и равный для области $\lambda = 3647 - 4600$ А 1.14 и для $\lambda = = 3100 - 3647$ Å 1.60. Для α Б. Пса были приняты те же значения Φ_0 . Абсолютные градненты Φ_1 для фотографической области и Φ_2 для ультрафиолетовой области. а также соответствующие им температуры T_1 и T_2 приведены также в таблице 4.

Н. Л. ИВАНОВА

Сделав переход от нашей шкалы температур к шкале Шалонжа и Барбье (абсолютные градиенты нормальных АО звезд равны для области 4600 > λ > 3700 A 1.00 и для области 3100 < λ <3700 A + 1.39), мы получили средние значения абсолютных градиентов для каждого спектрального класса $\overline{\Phi}_1$ и $\overline{\Phi}_2$, приведенные в таблице 5. где также даются результаты Шалонжа и Барбье [5].

Таблица э Автор Шалонж Барбье Спектр $\overline{\Phi}_1$ Φ., $\overline{\Phi_1}$ φ. 0.79 0.86 0.82 0.68 **B**3 0.87 0.77 0,93 1.02 B--B6

Из таблицы видно, что для фотографической областв цветовые температуры. полученные Шалонжем, Барбье и нами, отличаются мало. В области ультрафиолета у В-звезд ассоциации Ориона цветовая температура выше, чем в фотографической области. Вместе с тем она. повидимому, выше, чем Т₂ для звезд тех же типов, находящихся вне ассоциации.

Величины Бальмеровских скачков D, приведенные, в последнем столбце таблицы З, соответствуют значениям, обычно получаемым для нормальных звезд классов ВЗ-В5.

Определение скачков было выполнено следующим образом. Составлялись уравнения вида:

$$x + \frac{1}{\lambda} y = \lg I_{\lambda},$$

в котором х и у — некоторые неизвестные, а $\lg l_{\lambda}$ — интенсивность непрерывного спектра для данного λ . Из решения по способу наименьших квадратов двух систем условных уравнений (одна до границы серин Бальмера, другая — за границей) находим величины х и у и с их помощью определяем величины $\lg l_{3647+\epsilon}$ и $\lg l_{3647-\epsilon}$ (3647 Å — теоретическое

О НЕКОТОРЫХ. В-ЗВЕЗДАХ АССОЦИАЦИИ ОРИОНА 5

значение длины волны скачка). Тогда величина скачка определяется как

$$D = \frac{\lg l_{3647+s}}{\lg l_{3647-s}}.$$

Спектрофотометрия водородных линий поглощения

а) Эквивалентные ширины и центральные остаточные интенсивности. Дисперсия спектрографа 10" телескопа (156 А/мм около H₇) недостаточна для точной спектрофотометрин линий, однако первый опыт определения эквивалентных ширин, произведенный Мирзояном [2]. показал неплохое согласие с результатами, полученными на приборах с большой дисперсией другими наблюдателями. Нами предпринята попытка дальнейшего исследования линий на этом телескопе. В таблице 6 приводятся средние значения эквивалентных ширин водородных линий, выраженных в Å, а в таблице 7— центральные остаточные интенсивности. Результаты измерений нескольких пластинок одних и тех же звезд находятся в удовлетворительном согласии.

									i womani o	
№ пп.	Звезда по HD	HT	Ha	H	H _s	Ho	H ₁₀	Hu	H ₁₂	
1	34959	6.51	6.23	5.41	5.73	5.43	3.95	3.13	-	
2	35079	4.99	6.49	6.81	6.33	4.56	2.85	1.45		
3	35407	9.75	7.29	6.63	7.23	6.51	3.22	2.38	_	
4	35502	9,36	10.47	10.28	8.36	8.04	5.80	3,62	2.26	
5	35588	8.11	8.28	8.00	6.92	6.05	3.64	2.56	1.16	
6	35730	8.52	8.88	7.17	7.49	5.91	3.72	2.45	1.28	
7	35792	6.81	8.43	6.69	6.96	6.04	3.83	2.76	1.20	
8	35899	7.33	6.63	6.81	9.04	5.10	2.64	1.66	-	
9	35910	9.67	8.43	7.64	6.62	6.40	3.90	2.52	_	
10	36824	9.41	8.70	8.56	8.47	7.20	4.47	2.93	_	
11	36954	6.08	5,96	6.69	5.65	5.65	2.95	1.76	1.23	

Таблица б

Н. Л. ИВАНОВА

Se											
№ пп.	Звезда по HD	Hĩ	Ha	He	H,	H _p	Hie	HII	H ₁₂		
	34959	0.77	0.71	0.67	0.68	0.71	0.70	0,74			
2	35079	0.78	0.71	0.68	0.69	0.73	0.80	0.84			
3	35-107	0.69	0.68	0.67	0.65	0.67	0.75	0,76	-		
4	35502	0.60	0.53	0.52	0.56	0.59	0.62	0.72	0,77		
5	35588	0.66	0.64	0.62	0.65	0.68	0.72	0.77	0.87		
6	35730	0.66	0.64	0.59	0.61	0.66	0.71	0.77	0.84		
7	35792	0.68	0.65	0.61	0.60	0.73	0.77	0.77	0.86		
8	35899	0.72	0.70	0.66	0.62	0.70	0.79	0.81	-		
9	35910	0.69	0.68	0.66	0.66	0.65	0.71	0.79	-		
10	16824	0.71	0.69	0.64	0.63	0.65	0.70	0.78			
11	36954	0.70	0.68	0,68	0.70	0.74	0.80	0.84	_		

Для исследованных звезд не имеется определений эквивалентных ширин, произведенных другими наблюдателями, что лишает нас возможности произвести сравнение. В качестве некоторого конгроля нами была дополнительно измерена α Лиры, которая имеется и в исследованиях других авторов. В таблице 8 приводятся измерения эквивалентных ширин для α Лиры Гюнтера [6], Мичаика [7] и наши, а гакже средние значения для звезд класса ВЗ и В5, полученные Гюнтером, Эльвеем [8] для H₁ и нами. Средние значения эквивалентных ширин исследуемых звезд несколько отличаются от средних для каждого спектрального класса значений, полученных Гюнтером и Эльвеем.

Из таблицы 8 видно, что значения эквивалентных ширин, полученных нами для 2 Лиры, находятся в удовлетворительном согласии с другими исследователями.

6) Электронные давления. Пользуясь данными таблицы 7, мы определили электронные давления. Известно, что между эффективным кванговым числом п_т (главное квантовое число последнего дискретного уровия) и электронным давлением р_е существует зависимость:

 $lgp_e = 1.19 + lgT_e - 7.5 lgn_m$,

где Т_е-эффективная температура по Кейперу.

О НЕКОТОРЫХ В-ЗВЕЗДАХ АССОЦИАЦИИ ОРИОНА

Автор	Спектр	H ₇	Ha	Hi	Η,	Ha	Hm	H _{II}
Гюнтер	з Лиры	15.1	16.6	14.2	13.5	13.4	9.8	6.5
	B3	5.06	5.02	4.90	1.40	4.39	4.13	2.82
	B5	6.60	6.68	6.73	5.98	5.88	5.55	_
Мичанка	а Лиры	14.3	13.3	14.6	12.2	11.4	9.3	5.6
Эльвей	B3	6.33		-	_	-	-	
	B5	9.40		-	-	-		-
Иванова	а Лиры	11.6	17.1	15.9	12.7	10.6	6.22	3.98
	B3	7.08	7.57	7,35	6.86	5.88	3.55	2.28
	Bō	8.29	7.90	7.26	7.57	6.21	3,86	2.65
		1				1		1

Величину п_т мы находили по способу Молера [9], определявшему ее путем экстраполяции величины $\lg \frac{1}{r_0} \left(r_0 = \frac{1}{l_0} - центральная остаточная интенсивность \right)$ на нулевое

значение. Для величин го взяты средние из нескольких определений значения. Полученные значения пт и ре приводятся в таблице 9.

Полученные электронные давления оказались величинами приблизительно одного порядка для всех звезд. Среднее значение величины Ідре (в барах) равно 2.42. Эта величина совпадает с величиной, приведенной Мичаика [10] в качестве средней величины электронного давления для звезд класса ВЗ-В5. Величина п_т для х Лиры, равная 17.2, близка к значению, полученному Мичаика (n_т = 17.8) и несколько отличается от значения Молера (n_т = 20).

с) Высоты однородных атмосфер и числа атомов водорода. Зная эквивалентные ширины водородных линий, электронные давления и температуры, можно определить число атомов в столбе над фотосферой с сечением в 1 см³ — N_{0.2}H.

Если же получить, пользуясь значеняем я, из комбинации формул Больцмана и Саха число нейтральных атомов

Н. Л. ИВАНОВА

Таблица 9

		1 mil			
№ пп.	Звездэ по HD	lgTe	nm (lgpe в барах)	ре в атм.
1	34959	4.19	17.4	2.04	1.1-10-4
2	35079	4.27	15.1	2.61	4.1-10-4
3	35407	4,19	15.8	2.38	2.4.10-4
4	35502	4.19	16.2	2.31	2.0.10-4
5	35588	4.27	15.5	2.53	3.4.10-4
6	35730	4.19	15.0	2.57	3.7-10-4
7	35792	4.27	17.4	2.16	1.5-10-4
8	35899	4.19	14.6	2.64	4.4.10-4
9	35910	4.16	15.3	2.49	3.1.10-4
10	36824	4.27	16.0	2.42	2.6-10-4
11	36954	4.27	15.9	2.38	2.7-10-4
			I I I I I I I I I I I I I I I I I I I		

водорода в с.м³ во втором состоянии, го легко вычислить и высоту однородной атмосферы Н.

В работе Мельникова [11] даются следующие соотношения между эквивалентной шириной W. высотой однородной атмосферы H, а также ре и T:

для
$$H_7$$
: $W^{*} = [-12.48]N_{0.2}H \frac{Pe}{T} A_0^{**}$,

лля На:

$$W^{1_{0}} = [-12.64] N_{0.2} H \frac{P_{c}}{T} A_{0}^{*}$$

Величина же N_{0.2} определится из соотношения:

$$lgN_{0.2} = 2lgp_e - 3.5lgT_e + \frac{17035.2}{T_e} + 16.942.$$

В таблице 10 приводятся значения $lgN_{0.2}$, $lgN_{0.2}H$ и lgH. Величины lgH, полученные по H_7 и H_6 , оказались близкими друг к другу. Значения величин $lgN_{0.2}H$ для разных звезд меняются в пределах 16.8—18.0. Это несколько выше значений, приведенных в работе Мичанка [7], где дано среднее значение для звезд класса B3—16.24, а для B5—16.4. О НЕКОТОРЫХ В-ЗВЕЗДАХ АССОЦИАЦИИ ОРИОНА

- 4		 -	1	n
	7 . ()	 a		u.

63

№ пп.	Липия	Звезда	W	A	lgN0.2	IgNo.2H	lgH
I	H ₇	34959	6.51	0.23	7.46	16.81	9,35
	Ha		6.23	0.29	7.46	17.06	9.61
2	Η _τ	35079	4.99	0.22	8.39	16.58	8,19
	Hz		6.49	0.29	8.39	16.17	7.94
3	H ₇	35407	9.75	0.31	8.14	17.20	9.29
	Ha		7.29	0.32	8.14	• 17.26	9.11
4	H _T	35502	9.36	0.40	7.98	17.39	9.41
	Ha		10.47	0.47	7.98	17.41	9,59
5	Hy	35588	8.11	0.34	7.97	17.25	9.28
	Ha		8.28	0.36	7.97	17.18	9.37
6	HT	35730	8.52	0.34	8.52	17.13	8.61
	Ha		8.88	0.36	8.52	17.14	8.78
7	HT	357 9 2	6.81	0.32	7.27	17.39	10.12
	Ha		8.13	0.35	7.27	17.73	10.46
8	Hy	35899	7.33	0.28	8.66	17.02	8.36
	Ha		6.63	0,30	8.66	16.87	8.37
9	HT	35910	9.67	0.31	8.12	17.39	9.27
	Ha		8.43	0.32	8.12	17.21	9.25
10	H	36824	9.41	0.29	7.65	17.57	9.92
	H,	1	8.70	0.31	7.65	17.60	9.95
11	HT	36954	6.08	0.30	7.68	17.11	9,43
	5H		5.96	0.32	7.68	17.21	9.53

Приведенные же в работе Новочадовой [12] те же величины для звезд классов ВО, АО, АЗ, одного класса светимостей с нашими звездами, оказались меняющимися в пределах 16.5—17.6, т. е. близкими к нашим значениям.

В заключение можно отметить, что рассмотренная в настоящей работе группа В-звезд ассоциации Орнона по целому ряду характеристик, полученных из спектрофотометрического исследования непрерывного спектра, а также из исследования водородных линий поглощения, представляет весьма однородную группу. Звезды этой группы отличаются от нормальных В-звезд, расположенных вне ассоциаций, более высокими цветовыми температурами в ультрафиолетовой области, а также более высокими значениями высот однородных атмосфер.

Величины Бальмеровских скачков и электронных давлений находятся в соответствии со средними значениями этих величин для каждого спектрального класса.

Ն. Լ. ԻՎԱՆՈՎԱ

0ቦኮበՆኮ ԱՍՏՂԱՍՓՅՈՒՌԻ ՄԻ ՔԱՆԻ B-ՏԻՊԻ ԱՍՏՂԵՐԻ ՄԱՍԻՆ

Ամփոփում

Աշխատան թում ուսոմնասիրված են Օրիոնի աստղասփյուոի մեջ մանող մի թանի B տիպի աստղերի անթնդճատ սպեկտրրները և ջրածնի կլանման դծերը։ Անընդճատ սպեկտրի ուսումնասիրությունից լուսանկարչական մասի ճամար ստացված դույնային ջերմաստիճանները թիչ են տարրերվում այլ մեթեողներով ստացված դույնային ջերմաստիճաններից։

Սպեկտրի ուլտրամանիչակագույն մասի ճամար գույնային ջերմաստիճանները ճամեմատած լուսանկարչական մասի գույնային ջերմաստիճանների ճետ, ավելի բարձր են։ Դրա ճետ մեկտեղ, ճամապատասխան մասերի ստացված ջերմաստիճանները Օրիոնի աստղասփյուռի մեջ մտնող B տիպի աստղերի ճամար ավելի բարձր են, ջան նույն տիպի, բայց աստղասփյուռից պուրս դանվող աստղերի ճամար։

Ստացված Բալմնըյան Թռիչըննըի մնծությունները և էլնկարոնային ճնշումննըը ճամապատասխանում են B3 B5 տիպի աստղերի ճամար սովորարար ստացվող մեծություններին։

ЛИТЕРАТУРА

1. S. Sharpless. A. J., 116, 251, 1952.

2. Л. Мирзоян. Сообщения Бюраканской обсерватории, вып. 7, 1951.

3. Н. Иванова. Известия АН АрмССР, серия ФМЕТ наук, т. VI, № 5-6, 1953.

4. .7. Мирзоян. Известия АН АрыССР, серия ФМЕТ наук, т. V, № 6, 1952.

5. Э.: Мустель. Успехи астр. наук, З. 159, 175, 1947.

C. S. Gunter, Zs. f. Ap., 7, 106, 1933.

О НЕКОТОРЫХ В-ЗВЕЗДАХ АССОЦИАЦИИ ОРИОНА 65

- 7. G Micznika. Zs. f. Ap., 25, 77, 1948.
- 8. C. Elvey Ap. J., 71, 191, 1930.
- 9. E. Mohler, Ap. J., 80, 429, 1939.
- 10. G. Miczaika. Zs. f. Ap., 25, 72, 1918.
- 11. О. Мельников. Труды АО ЛГУ, 16, 80, 1952.
- 12. Н. Новочадова. Труды АО ЛГУ, 16, 105, 1952