

ISSN - 0571 - 7132

ԱՍՏՂԱՖԻԶԻԿԱ
АСТРОФИЗИКА

ԵՐԵՎԱՆ

Редакционная коллегия

В. А. Амбарцумян (главный редактор), *А. А. Боярчук*, *Б. А. Воронцов-Вельяминов*,
Г. А. Гурзadyн, *С. А. Каплан*, *Б. Е. Маркарян*,
Л. В. Мирзоян (зам. главного редактора), *В. В. Соболев*

Խ Մ ր ա զ ր ա կ ա ն կ ո լ ե գ ի տ

Ա. Ա. Բախշուկ, *Գ. Ա. Գուրգադյան*, *Ս. Ա. Կապլան*, *Վ. Հ. Համարճոնյան (զլխ. խմբագիր)*,
Ռ. Ե. Մարգարյան, *Լ. Վ. Միրզոյան (զլխ. խմբագրի տեղակալ)*, *Վ. Վ. Սորոկ*,
Բ. Ա. Վարդևանյան-Վեյսամյան

«АСТРОФИЗИКА» — научный журнал, издаваемый Академией наук Армянской ССР. Журнал печатает оригинальные статьи по физике звезд, физике туманностей и межзвездной среды, по звездной и внегалактической астрономии, а также статьи по областям науки, сопредельным с астрофизикой.

Журнал предназначен для научных работников, аспирантов и студентов старших курсов.

Журнал выходит 4 раза в год, цена одного номера 1 рубль, подписная плата за год 4 рубля. Подписку можно произвести во всех отделениях Союзпечати, а за границей через агентство «Международная книга». Москва, 200.

О ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНЫХ ДЕПРЕССИЯХ УРОВНЕЙ Fe I И
„КРАСНЫХ СДВИГАХ“ СПЕКТРАЛЬНЫХ ЛИНИЙ ПРИ
ДАВЛЕНИИ ДО 1 АТМОСФЕРЫ

О. А. МЕЛЬНИКОВ

Поступила 4 октября 1965

Изучение имеющегося материала по „красным сдвигам“ спектральных линий Fe I при перепаде давления воздуха приблизительно от ~ 0 до ~ 1 атм подтвердило известный результат Х. Д. Бэбкока: сдвиги являются следствием депрессии соответствующих уровней или приростом численных значений термов. Прирост может быть представлен параболической зависимостью 2-ой степени или же частной параболической зависимостью 2-ой степени.

При этом оказалось более существенным термы делить на две группы по признаку четности, а не мультиплетности, как было принято ранее. Прирост численных значений термов в зависимости от энергии уровней при перепаде давления 0—1 атм получен в виде $\delta T (10^3 \text{ см}^{-1}) = 0.99 E^2 (\text{эВ}^2) - 0.32 E (\text{эВ})$ и $0.53 E^2 (\text{эВ}^2) + 0.41 E (\text{эВ})$ для четных и нечетных термов соответственно. Альтернативно получено $\delta T (10^3 \text{ см}^{-1}) = 0.94 E^2 (\text{эВ}^2)$ и $0.63 E^2 (\text{эВ}^2)$ для частной зависимости.

Показано, что различные системы термов Fe I не согласуются между собой из-за ошибок в принятых показателях преломления воздуха при введении вакуумных поправок в длины волн спектральных линий.

Обнаружено своеобразное изменение уклонений измеренных факторов Ланде от теоретических, которые коррелируют с измеренными приростами численных значений термов из-за давления. И в этом отношении четные и нечетные термы ведут себя несколько различно.

По-видимому, в среднем, уклонения в сдвигах линий и уровней наблюдаются совместно с уклонениями в правилах интервалов, в величинах Δg и, вероятно, в правилах интенсивностей и т. д.

Наличие поправок в сдвигах линий на давление с одной стороны и градиент давления в атмосферах звезд, с другой, приводят к тому, что система длин волн в звездных спектрах своеобразно изменяется по высоте атмосферы и, следовательно, различно для линий разной силы.

Прогресс в современных конструкциях неподвижных спектрографов обеспечивает возможность измерения малых сдвигов линий

в астрономических и лабораторных спектрах. Лабораторные стандарты длин волн 2-го порядка имеют точность до 1 мÅ , что в лучевой скорости для средней области спектра немногим меньше 0.1 км/сек .

1. В связи с этим в настоящее время большое внимание физиков и астрофизиков спектроскопистов снова привлекает проблема измерения и последующего изучения небольших сдвигов спектральных линий, обусловленных различными тонкими явлениями, помимо доплеровского.

Сдвиги спектральных линий могут дать дополнительную, еще далеко не изученную информацию о плазме, дающей соответствующий спектр.

В то же время проблема измерения и последующего изучения интенсивностей спектральных линий в большей или меньшей степени уже решена, на уровне современных экспериментально-теоретических возможностей, и соответствующая информация в известной мере использована.

Особый интерес на предмет изучения небольших дифференциальных сдвигов спектральных линий вызывает спектр нейтрального железа, линии которого еще до настоящего времени общеприняты в качестве стандартов 2-го порядка класса „В“*.

Известно, что спектр Fe I изучен относительно очень хорошо. Общее количество классифицированных линий, разбросанных по всему легко доступному спектру (хоть и не равномерно!) достигает приблизительно 5000. Все они возникают примерно на 500 энергетических уровнях, сгруппированных в термы числом около 150. Линии группируются по TC приблизительно в 1500 мультиплетов. Более 1000 линий, в основном слабых, было предсказано теоретически (по комбинационному принципу и другим правилам). Многие из этих линий обнаружены астроспектроскопистами благодаря тому, что в астрономических спектрах, или точнее звездных атмосферах, условия возникновения для них более благоприятны, чем в лабораторных спектрах (электрических дугах, разрядных трубках, высокотемпературных печах и др.).

Благодаря низкому давлению при больших оптических толщах слабые линии в астрономических спектрах получают достаточно резкими для измерения их положения.

Сдвиги спектральных линий, обусловленные „эффектом давления“ были открыты еще в 1896 г. [1] и в последующем изучались на линиях Fe I неоднократно. В настоящее время их измерение для

* Сейчас предлагается для той же цели более выгодный с физической и др. точек зрения ториевый спектр.

выяснения физической сущности производится при средних и высоких давлениях [2], что для астрофизики не представляет первостепенного интереса.

В лабораторных спектрах при источнике спектра в виде дуги постоянного тока, горящей в воздухе, были обнаружены сдвиги линий, обусловленные „эффектом полюса“ [3]. Эти сдвиги, обычно при работе по сдвигам вообще, являются существенной помехой. Однако, в дальнейшем оказалось, что особая конструкция электрической дуги типа А. Г. Пфунда, выбор режима ее работы и использование средней части объема плазмы практически устраняет указанное мешающее явление [4]. Современные же дуги, работающие при пониженном давлении (почти в вакууме) вообще не показывают „эффекта полюса“ [5].

По чувствительности к давлению линии Fe I были разделены на классы *a*, *b*, *c*, *d* (в дальнейшем классы *c*, *d* были объединены) [6] и затем еще „*e*“ [7]. Класс „*a*“ низкотемпературные линии, соответствующие относительно низким энергетическим уровням, для верхнего в пределах 2.5 — 4.0 эв. Их сдвиг давлением мал и форма симметричная. Класс „*e*“, наоборот, высокотемпературные линии с верхними энергетическими уровнями в пределах 6.6 — 6.8 эв и ниже. Они показывают большие сдвиги в эффекте давления, часто несимметричны и нестабильны по положению при источнике — свободноточащей в воздухе дуге. Они не используются обычно в виде стандартов длин волн. Чаще это линии, соответствующие переходам с четных верхних уровней (e^2F и др.) на нечетные нижние (z^5D^0 и др.).

Небольшие штарковские сдвиги линий Fe I, также в лабораторных условиях при умеренных электрических полях, измерялись и обсуждались, в частности, в [8].

Учитывая изотопический состав природного железа, с массовыми числами 54, 56, 57 и 58 (с относительной распространенностью 5.84, 91.68, 2.17 и 0.31% соответственно), изучение соответствующих сдвигов и вообще СТС, также весьма интересно.

В настоящей работе, однако, мы будем интересоваться только эффектом давления и только при малых давлениях от практически нулевого и до 1 атм.

2. Этот вопрос наиболее полно был изучен Х. Д. Бэбкоком [9] еще в 1927 г. Были получены сдвиги линий в красный конец спектра при перепаде давления от практически вакуума и до 1 атм, то есть в воздухе. Их пересчет в волновые числа позволил путем комбинации переходов получить соответствующие депрессии энергетических уровней — ΔE или же прирост численных значений термов, для

удобства увеличенных в 1000 раз, то есть ΔT (10^3 см^{-1}). Было обнаружено, что соответствующие приросты термов, разбитых по признаку мультиплетности, несколько больше для септетов и квинтетов, чем для триплетов.

Со времени цитированной работы прошло уже почти 40 лет. За это время значительно была улучшена систематика спектра Fe I, получены более точные численные значения энергий уровней, обозначений термов и пр.

Кроме того было выяснено [10], что известную роль в интенсивностях спектральных линий играет признак четности верхнего и нижнего терма или энергетического уровня, связанных с данной линией.

Поэтому мы решили на основе имеющегося материала [9] пересмотреть эффект давления на термах Fe I, разбив их при этом по признаку четности, а не мультиплетности.

Таблица 1

| Четные | | | | | Нечетные | | | | |
|---------|--------------------------|--|--------|---------------------------------------|-----------|--------------------------|--|--------|---------------------------------------|
| Терм | $\langle E \rangle$ (эв) | $\langle \Delta T \rangle$ 10^3 см^{-1} | ρ | $\langle \Delta g \rangle \cdot 10^3$ | Терм | $\langle E \rangle$ (эв) | $\langle \Delta T \rangle$ 10^3 см^{-1} | ρ | $\langle \Delta g \rangle \cdot 10^3$ |
| $d^5 D$ | 0.07 | [0]* | 0 | -4 | $z^7 D^o$ | 2.44 | 3 | 11 | -2 |
| $d^5 F$ | 0.94 | 1 | 8 | -3 | $z^7 F^o$ | 2.83 | 6 | 2 | +1 |
| $d^5 P$ | 1.55 | [1] | 0 | +3 | $z^7 P^o$ | 2.99 | 5 | 5 | -4 |
| $d^5 P$ | 2.19 | [3] | 0 | -5 | $z^5 D^o$ | 3.26 | 8 | 8 | -0 |
| $d^5 P$ | 2.28 | 2 | 1 | +3 | $z^5 F^o$ | 3.37 | 10 | 4 | -1 |
| $d^5 H$ | 2.43 | 5 | 3 | +4 | $z^5 P^o$ | 3.65 | 14 | 6 | -7 |
| $b^5 F$ | 2.59 | 4 | 3 | -10 | $z^5 F^o$ | 3.88 | 8 | 4 | +6 |
| $d^5 G$ | 2.73 | 7 | 3 | -1 | $z^3 D^o$ | 3.93 | 6 | 1 | +1 |
| $e^7 D$ | 5.39 | 27 | 5 | -1 | $y^5 D^o$ | 4.15 | 11 | 3 | -8 |
| $e^5 D$ | 5.59 | 30 | 15 | -8 | $y^5 F^o$ | 4.19 | 7 | 4 | -3 |
| $e^5 F$ | 5.83 | 34 | 1 | -3 | $z^3 P^o$ | 4.24 | 9 | 3 | -6 |
| $e^5 G$ | 6.26 | 46 | 1 | +239 | $z^5 G^o$ | 4.38 | 11 | 1 | -25 |
| $g^5 D$ | 6.37 | 30 | 1 | -16 | $z^3 G^o$ | 4.43 | 14 | 3 | +46 |
| $f^5 F$ | 6.39 | 43 | 1 | -15 | $y^5 P^o$ | 4.56 | 10 | 5 | 0 |
| $e^5 D$ | 6.41 | 35 | 3 | -90 | $y^3 F^o$ | 4.61 | 15 | 1 | +6 |
| $g^5 F$ | 6.62 | 43 | 1 | - | $y^3 D^o$ | 4.74 | 15 | 1 | -10 |
| $f^5 G$ | 6.63 | 38 | 1 | +57 | $x^3 D^o$ | 4.94 | 20 | 2 | -2 |
| $e^5 G$ | 6.66 | [21]** | 1 | -49 | $z^5 S^o$ | 5.07 | 10 | 2 | -15 |
| $e^5 H$ | 6.67 | [20] | 5 | -4 | — | — | — | — | — |
| $e^5 H$ | 6.72 | [21] | 3 | +68 | — | — | — | — | — |

Численные результаты показаны в табл. 1 для четных (слева) и нечетных (справа) термов. В первом столбце каждой половины помещен соответствующий терм, во втором — средний по ТС потенциал воз-

* В квадратных скобках значения ΔT , принятые по допущению.

** В фигурных скобках значения ΔT , сильно уклоняющиеся от предыдущих и не учтенные при вычислениях.

буждения, в третьем — средний по $ТС$ численный прирост терма из-за перепада давления от 0 до 1 *атм*, в четвертом — соответствующий вес, как и в [9], за счет усреднения по уровням тонкой структуры ($ТС$) и в пятом — значения $\langle \Delta g \rangle \cdot 10^3$ (см. ниже). Табличные значения с нулевым весом были, как и в [9], приняты по допущению, а значения в фигурных скобках во втором столбце внизу слева не были использованы в дальнейших вычислениях, как сильно отклоняющиеся.

Решение данных табл. 1 по способу наименьших квадратов* в случае неравноточных измерений для параболической зависимости 2-ой степени дало следующий численный результат:

$$\Delta T (10^3 \cdot \text{см}^{-1}) = 0.99 E^2 (\text{эВ}^2) - 0.32 E (\text{эВ}), \quad (1)$$

для четных и

$$\Delta T (10^3 \cdot \text{см}^{-1}) = 0.53 E^2 (\text{эВ}^2) + 0.41 E (\text{эВ}), \quad (2)$$

для нечетных термов соответственно.

Для частной параболической зависимости 2-ой степени аналогичным образом получено

$$\Delta T (10^3 \cdot \text{см}^{-1}) = 0.94 E^2 (\text{эВ}^2), \quad (3)$$

для четных и

$$\Delta T (10^3 \cdot \text{см}^{-1}) = 0.63 E^2 (\text{эВ}^2), \quad (4)$$

для нечетных термов соответственно.

Из этих данных мы видим, что при перепаде давления 0—1 *атм* численный прирост термов (иначе депрессия уровней) получается больший для четных термов, чем для нечетных. Энергия термов E в предыдущих формулах выражена в электрон-вольтах (эВ).

Результаты иллюстрированы графически на рис. 1 *a, b* и 2 *a, b*.

Мы видим из них, что для четных термов отсутствуют точки в области средних значений энергий термов, а для нечетных в области нижних и самых верхних. Это связано с характером переходов для линий Fe I и структурой уровней и не является существенным для дальнейшего, ибо для введения поправок за сдвиги линий давлением астрофизики естественно используют области обеспеченные точками, так как в других областях соответствующих подходящих линий нет вообще.

В табл. 2 мы показываем разности в численном приросте термов $\delta [\Delta T (\text{см}^{-1})]$ для четно-нечетных термов по нашим данным и

* При вычислениях и на рисунках для второго четного терма ошибочно принят потенциал возбуждения 0.1 вместо 0.94 *эВ*, что однако практически не сказывается на окончательных результатах.

для септетов, квинтетов-триплетов, согласно данным Х. Д. Бэбкока [9]. Из таблицы мы видим, что для более верхних уровней явление по признаку четности более существенно, чем по признаку мультиплетности. Между тем в астрофизических работах поправки на давление вводились до сего времени только по признаку мультиплетности [11, 12].

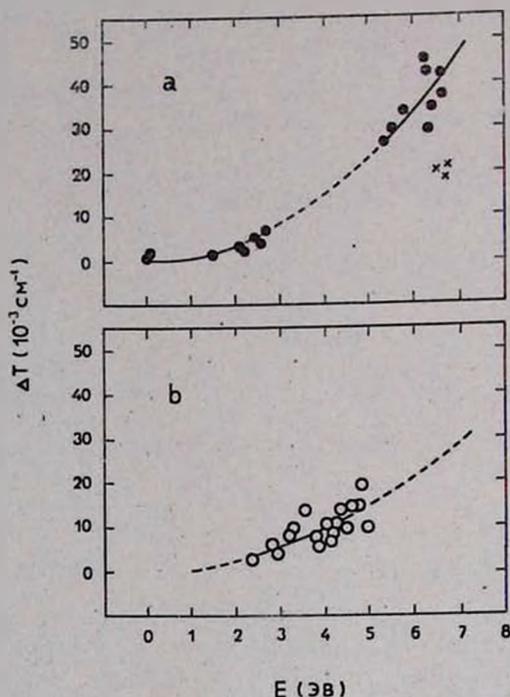


Рис. 1. Эффект давления в термах Fe I при перепаде последнего от 0 до 1 атм. Абсолютные депрессии уровней или же численный прирост термов ΔT (10^{-3} см^{-1}) в зависимости от энергии термов E (эв): а) четные термы—темные кружки (крестиками показаны значения, не участвовавшие в вычислениях), б) нечетные термы—светлые кружки. Кривые проведены способом наименьших квадратов (для неравноточных наблюдений) при параболической зависимости 2-ой степени.

Таблица 2

| E (эв) | 0 | 1 | 2 | 3 | 4 | 5 | 6 |
|----------------------------|---|-------|-------|-------|-------|-------|--------|
| | $\delta \Delta T (\text{см}^{-1}) \cdot 10^3$ | | | | | | |
| четно-нечетные | 0 | -0.27 | +0.38 | +1.95 | +4.44 | +7.85 | +12.18 |
| септеты, квинтеты-триплеты | 0 | +0.66 | +1.32 | +1.98 | +2.64 | +3.30 | +3.96 |

Для численной иллюстрации важности полученных результатов мы приводим табл. 3 сдвигов линий для четно-нечетных (вверху) и нечетно-четных (внизу) переходов. В первом столбце приведен порядковый номер линии, во втором—длина волны в Å, в третьем—пе-

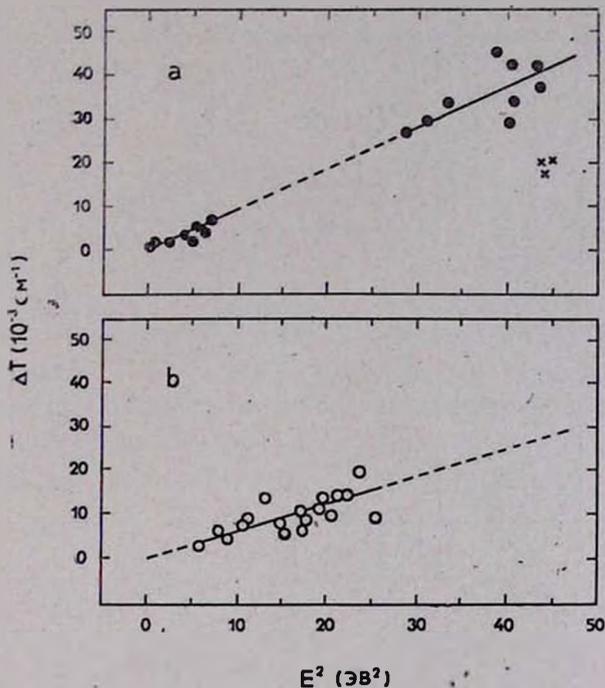


Рис. 2. То же, что и на рис. 1, но для частной параболической зависимости 2-ой степени (по оси абсцисс здесь нанесены E^2 (эВ)²).

реход, в четвертом и пятом—потенциалы возбуждения верхнего и нижнего уровней, в шестом—интенсивность в произвольной шкале, в седьмом—номер мультиплета (как и предыдущие данные все по [13] Ш. Мур) и в восьмом „красный сдвиг“ избранных линий, вычисленный по частным параболическим зависимостям 2-ой степени (3) и (4).

Из таблицы мы видим, что при перепаде давления 0—1 атм красные сдвиги возрастают в длинноволновой конец спектра, и они в 3—10 раз больше для нечетно-четных переходов, чем для четно-нечетных. Если учесть градиент давления в звездной и солнечной атмосферах в слоях, в которых образуются линии (0—1 атм), то будет понятным, что наличие переменных по высоте сдвигов линий приведет к расширению возможной области поглощения линии. Как

следствие, интенсивность линий поглощения (эквивалентная ширина) для нечетно-четных переходов в среднем будет больше. Именно это и наблюдается в спектре Солнца, что особенно детально в последнее время изучено Д. М. Кули-Заде [10].

Таблица 3

| № | λ (Å) | Переход | E_n (эв) | E_m (эв) | Интенс. (произв. шк.) | № (RMT) | Сдвиг $\Delta\lambda$ (mÅ) ($p \approx 0 \div 1$ атм) |
|-------------------------|---------------|-------------------|---------------|---------------|-----------------------------|------------|---|
| Четно-нечетные переходы | | | | | | | |
| 1 | 3020.643 | $a^3D_4 - y^3D_4$ | 0.00 | 4.09 | 200 R | 9 | 1.0 |
| 2 | 4271.764 | $a^3F_4 - z^3G_5$ | 1.48 | 4.37 | 35 | 42 | 1.8 |
| 3 | 5269.541 | $a^3F_5 - z^3D_4$ | 0.86 | 3.20 | 60 | 15 | 1.6 |
| 3 | 6430.851 | $a^3P_3 - y^3D_4$ | 2.17 | 4.09 | 300 | 62 | 2.5 |
| 5 | 7723.20: | $a^3P_2 - z^3D_3$ | 2.27 | 3.87 | 4 | 108 | 2.7 |
| 6 | 8688.633 | $a^3P_3 - z^3P_3$ | 2.17 | 3.59 | 1500 | 60 | 2.8 |
| 2 | 9118.888 | $b^3P_3 - y^3D_2$ | 2.82 | 4.17 | 25 | 338 | 2.9 |
| 8 | 10395.75: | $a^3P_3 - z^3F_4$ | 2.17 | 3.35 | 8 | 59 | 2.8 |
| Нечетно-четные переходы | | | | | | | |
| 1 | 3211.989 | $z^3D_5 - e^3P_4$ | 2.39 | 6.23 | 10 | 158 | 3.4 |
| 2 | 4227.434 | $z^3F_5 - e^3G_4$ | 3.32 | 6.24 | 30 | 693 | 5.3 |
| 3 | 5615.652 | $z^3F_5 - e^3D_4$ | 3.32 | 5.52 | 50 | 686 | 6.8 |
| 4 | 6003.033 | $z^3F_4 - e^3F_4$ | 3.86 | 5.92 | 8 | 959 | 8.5 |
| 5 | 7187.341 | $y^3D_4 - e^3F_3$ | 4.09 | 5.80 | 500 | 1051 | 8.5 |
| 6 | 8220.406 | $z^3G_6 - e^3F_3$ | 4.30 | 5.80 | 1500 | 1136 | 13.5 |
| 7 | 9217.54: | $x^3F_5 - f^3F_3$ | 4.97 | 6.31 | 54 | 1298 | 18.6 |
| 8 | 10348.26: | $w^3D_4 - f^3P_3$ | 5.37 | 6.56 | 4 | 1347 | 23.8 |

Как мы видим из табл. 3, абсолютные красные сдвиги получаются значительными. Достаточно напомнить, что: 1) красный сдвиг линий в спектре потока от всего диска Солнца по сравнению со спектром центра диска составляет для $\lambda = 5000 \text{ Å}$ всего лишь 1 m Å (за счет „эффекта края“), 2) сдвиг на краю диска из-за осевого вращения составляет для $\lambda = 5000 \text{ Å}$ примерно 30 m Å , 3) релятивистский красный сдвиг в той же длине волны около 11 m Å и т. д.

3. Полученный результат поддается некоторому контролю. В настоящее время Б. Эдлэн вывел новую систему длин волн λ_2 Fe I для дуги в стандартном воздухе [14] и, в виде предварительной системы, λ_1 также в стандартном воздухе (без вакуумной поправки за дисперсию воздуха), но для источника при пониженном давлении [15]. Последняя система недавно была сопоставлена с новыми данными, однако с введением недостаточно точной вакуумной поправки, и мы ее не использовали [16].

Разность длин волн $\delta\lambda = \lambda_2 - \lambda_1$ двух указанных выше систем длин волн дает красные сдвиги линий Fe I для источника спектра в воздухе и при пониженном давлении. В обеих системах вакуумные поправки не учитывались. Эти красные сдвиги длин волн, пересчитанные на абсолютные сдвиги в шкале волновых чисел $|\delta\sigma_E (\text{см}^{-1})| \cdot 10^3$, мы на рис. 3 сопоставляем графически со сдвигами $|\delta\sigma_B (\text{см}^{-1})| \cdot 10^3$, полученными непосредственно дифференциальным методом [9], при перепаде давления 0—1 атм (использованы нами выше). Из рис. 3 мы видим, что согласие двух рядов сдвигов волновых чисел

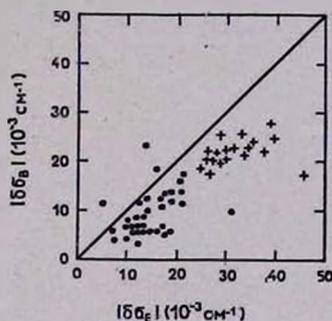


Рис. 3. Зависимость абсолютных сдвигов линий в волновых числах $|\delta\sigma_B| (10^{-3} \text{ см}^{-1})$ по [9] и $|\delta\sigma_E| (10^{-3} \text{ см}^{-1})$ по расчету из [14, 15].

линий — $\delta\sigma$ линейное. Однако прямые измерения сдвигов $|\delta\sigma_B|$ оказываются несколько меньшими. Приблизительно, при малых сдвигах $|\delta\sigma_E| \approx 0.015 \text{ см}^{-1}$, $\delta\sigma_E = 1.50 \delta\sigma_B$, а при больших $|\delta\sigma_E| \approx 0.035 \text{ см}^{-1}$, $\delta\sigma_E = 1.15 \delta\sigma_B$. Для средней длины волны $\langle \lambda \rangle = 5000 \text{ \AA}$ различие соответствует в шкале длин волн $\langle \delta\lambda_E - \delta\lambda_B \rangle = 1.25 m \text{ \AA}$ при малых и $1.14 m \text{ \AA}$ при больших сдвигах.

Таким образом, если учесть полное отличие источников данных по $\delta\sigma_E$, $\delta\sigma_B$, то согласие следует признать хорошим, а различие сравнительно не существенным, особенно если помнить о точности стан-

дартов длин волн линий FeI второго порядка, которая составляет примерно также $1 \text{ m}\text{\AA}$.

Необходимо отметить, что Б. Эдлэн, сравнив [15] две указанные выше системы длин волн, считает, что сдвиги линий классов давления a, b, c, d и отдельно „ e “ могут быть представлены формулами

$$\delta\lambda (\text{m}\text{\AA}) = 1.5 \cdot 10^{-7} \lambda^2 (\text{\AA})^2 \quad \text{и} \quad \delta\lambda (\text{m}\text{\AA}) = 3.0 \cdot 10^{-7} \lambda^2 (\text{\AA})^2$$

соответственно.

4. Выше мы упомянули о нежелательности использования вакуумных значений системы длин волн линий Fe I, в которые были введены поправки за дисперсию воздуха. Чтобы иллюстрировать это, мы можем сравнить системы численных значений энергетических урвней, полученных из численного анализа положения линий Fe I после их редукции к вакууму. Так, например, система энергетических уровней в известных таблицах Ш. Е. Мур [17] основана на вакуумных поправках за дисперсию воздуха по В. Ф. Меггерсу и К. Г. Петерсу. Аналогичная же система энергетических уровней в таблицах Б. Эдлэна [14] основана на его собственных, более точных вакуумных поправках.

Таблица 4*

| Четные | | | | Нечетные | | | |
|--------|--------------------------|---|--------|----------|--------------------------|---|--------|
| Терм | $\langle E \rangle$ (эв) | $\langle \Delta T \rangle (10^3 \text{ см}^{-1})$ | ρ | Терм | $\langle E \rangle$ (эв) | $\langle \Delta T \rangle (10^3 \text{ см}^{-1})$ | ρ |
| a^3D | 0.07 | 0 | 5 | z^7D^o | 2.42 | 20 | 4 |
| a^3F | 0.94 | 13 | 5 | z^7E^o | 2.85 | 21 | 7 |
| a^3P | 1.54 | 21 | 3 | z^7P^o | 2.98 | 26 | 3 |
| a^3P | 2.19 | 32 | 3 | z^5D^o | 3.25 | 28 | 5 |
| a^3P | 2.38 | 24 | 2 | z^5F^o | 3.37 | 29 | 5 |
| a^3H | 2.42 | 32 | 3 | z^5P^o | 3.63 | 27 | 3 |
| b^3F | 2.58 | 36 | 3 | z^3F^o | 3.92 | 37 | 3 |
| a^3G | 2.72 | 34 | 3 | z^3D^o | 3.50 | 38 | 3 |
| b^3P | 2.83 | 45 | 3 | y^3D^o | 4.16 | 41 | 4 |
| b^3G | 2.97 | 38 | 2 | y^3F^o | 4.23 | 42 | 5 |
| c^3P | 3.05 | 40 | 2 | z^3P^o | 4.23 | 38 | 2 |
| a^1G | 3.03 | 35 | 1 | z^5G^o | 4.39 | 39 | 4 |
| e^3D | 5.39 | 44 | 5 | z^3G^o | 4.41 | 45 | 3 |
| e^3D | 5.59 | 46 | 5 | y^3F^o | 4.58 | 43 | 3 |
| e^3F | 5.99 | 55 | 3 | y^3P^o | 4.58 | 47 | 3 |
| — | — | — | — | y^3D^o | 4.76 | 50 | 3 |
| — | — | — | — | x^3D^o | 4.96 | 50 | 5 |
| — | — | — | — | x^3F^o | 4.97 | 67 | 1 |

* Использованы только значения T , известные с точностью до 0.001 см^{-1} .

Разность значений энергетических уровней ΔT (10^3 см^{-1}) в смысле Эдлэн—Мур (E. — M.), увеличенная в 1000 раз; приведена в табл. 4 для четных (слева) и нечетных (справа) термов.

По формуле эта таблица аналогична 1 и не требует объяснений. Результаты таблицы приведены графически на рис. 4 а, б. Мы видим, что различие весьма существенно и по численной величине вполне сравнимо с приростом численных значений термов, обусловленных эффектом давления (согласно табл. 1 и рис. 1 а, б).

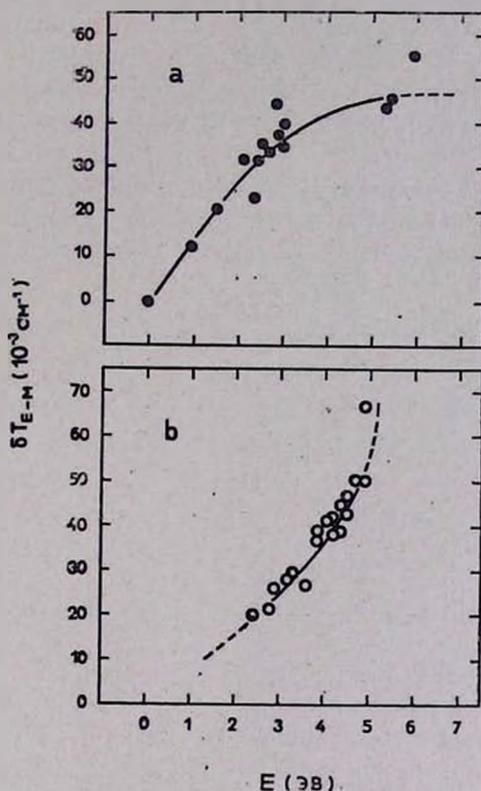


Рис. 4. Разность численных значений термов δT_{E-M} (10^{-3} см^{-1}) FeI в зависимости от энергии термов E (эв). Получены по спектру дуги, горящей в воздухе, с редукцией в линиях к вакууму по Б. Эдлэну (1952 г.) и В. Ф. Меггерсу—К. Г. Петерсу (1918 г.) [18] согласно [14] (обозначено в индексе „E“) и [17] (обозначено в индексе „M“): а) четные термы (темные кружки), в) нечетные термы (светлые кружки).

Этот результат вполне понятен, если учесть, что разность показателей преломления „стандартного воздуха“ (сухой воздух, $+15^\circ \text{ C}$, 760 мм рт. ст. и 0.03% CO_2 по объему), в смысле данные Эдлэна

минус данные Меггерса-Петерса [18], увеличенная для удобства в 10^8 , составляет $\delta n_\lambda \cdot 10^8 = -155, +2, +106, +49, +24$ для длин волн 2000, 2500, 3500, 7000 и 10 000 Å соответственно.

При этом естественно, что если бы все линии возникали с основного уровня Fe I, то эти поправки определили и поправки в разностях энергетических уровней. На деле же доступные наблюдениям линии Fe I возникают с четных нижних на нечетные верхние уровни и далее с нечетных нижних (в действительности средних) на четные верхние уровни. В связи с этим длины волн (волновые числа) и поправки к ним сложным образом влияют на поправки к энергетическим уровням, в результате чего мы и наблюдаем разницу двух систем (E.—M.) уровней, как в табл. 4 и на рис. 4 *a, b*.

5. Интересно, что „эффект давления“ сказывается и в тонкой структуре, которая в случае Fe I в основном обращена. В качестве примера мы приводим табл. 5 для 4-х линий мультиплета Fe I № 43.

Таблица 5

| Переход | λ (Å) | E_m (эВ) | J_m | $-\delta\sigma$ (см^{-1}) $\cdot 10^3$ |
|---------------------|---------------|------------|-------|---|
| $a^3F_4 - y^3F_4^o$ | 4046 | 4.53 | 4 | 12 |
| $a^3F_3 - y^3F_3$ | 4064 | 4.59 | 3 | 12 |
| $a^3F_4 - y^3F_3$ | 3969 | 4.59 | 3 | 14 |
| $a^3F_3 - y^3F_2^o$ | 4005 | 4.61 | 2 | 19 |

В первом столбце приведен соответствующий переход, во втором — приближенная длина волны, в третьем — потенциал возбуждения верхнего уровня, в четвертом — верхнее результирующее квантовое число и в пятом — сдвиг линии в волновых числах, увеличенный в 1000 раз [9] при перепаде давления 0—1 атм. Из таблички мы видим, что с уменьшением J_m сдвиг растет, что естественно, ибо уровни обращены.

Примерно то же самое наблюдается для мультиплетов № 4, 152 и др. Однако, при малых J_m наблюдается максимум и затем уменьшение сдвигов с J_m . Для многих мультиплетов результат иногда получается неопределенным. Это объясняется малым перепадом давления, когда зачастую сдвиги получаются в пределах точности измерений. Для исследования этого вопроса необходимо повышение точности, ибо увеличение давления может повлиять на характер явления.

6. Мы попутно обратили внимание также еще и на то, что наблюдаемые сдвиги линий (с перепадом давления $0 - 1 \text{ атм}$), перечисленные в приросты численных значений термов и усредненные, то есть $\langle \Delta T \rangle (10^3 \text{ см}^{-1})$, как в табл. 1, своеобразным образом коррелируют с отклонениями усредненных по TC факторов Ланде $\langle \Delta g \rangle$. При этом $\langle \Delta g \rangle = \langle g (\text{набл.}) - g (\text{теор.}) \rangle$, то есть разность наблюдаемых и рассчитанных для нормальной связи L, S факторов Ланде.

Величины $\langle \Delta g \rangle \cdot 10^3$ занесены в табл. 1. Результат сопоставления двух величин показан на рис. 5.

В общем наблюдается рост средних абсолютных значений $\langle \Delta g \rangle \cdot 10^{-3}$ с $\langle \Delta T \rangle (10^{-3} \text{ см}^{-1})$ и одновременно рост дисперсии точек по площади, приблизительно напоминающей прямоугольный треугольник. Эта площадь ограничена на рис. 5 пунктиром.

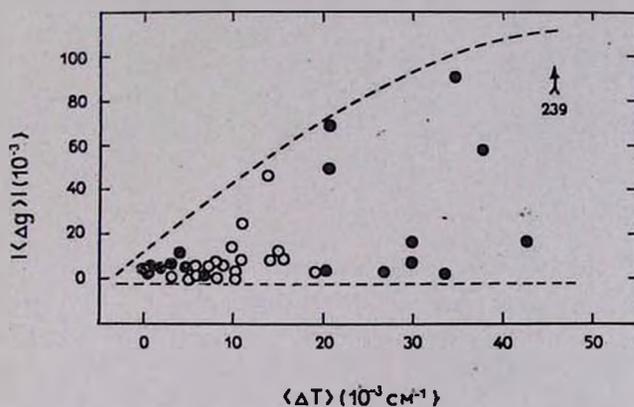


Рис. 5. Соотношение средних отклонений $\langle \Delta g \rangle \cdot 10^{-3}$ по табл. 1 и измеренных численных приростов термов $\langle \Delta T \rangle (10^{-3} \text{ см}^{-1})$, также по табл. 1; темные кружки — четные, светлые — нечетные термы. Пунктирные кривые приблизительно ограничивают область дисперсии кружков по площади.

Следует вообще отметить, что как и в результатах автора и С. С. Журавлева [19] по индивидуальным 364 значениям Δg , а в данном случае усредненным (через интервалы 5000 см^{-1} энергетических уровней), наблюдается своеобразное изменение $\langle \Delta g \rangle$ с $\langle E \rangle (\text{эв})$. Материал для усреднения на основе [20] был использован из [17]. Данные приведены в табл. 6 для четных (слева) и нечетных (справа) уровней отдельно с положительными и отрицательными значениями Δg . В первом столбце каждой половины участка таблицы дано среднее значение энергии уровня $\langle E \rangle (\text{эв})$, во втором — среднее значение $\langle \Delta g \rangle \cdot 10^3$, в третьем — число значений, участвовавших в усреднении. Всего использовано 129 значений для четных и 235 для

нечетных уровней. Интересно, что большие уклопення с $\Delta g > 0.1$ или $\Delta g \cdot 10^3 > 100$ встречаются довольно часто. Для четных уровней мы нашли их 17, а для нечетных 44. Таким образом, последние встречаются чаще (даже относительно).

Таблица 6

| Четные | | | | | | Нечетные | | | | | |
|-----------------------------|---------------------------------------|-----|-----------------------------|---------------------------------------|-----|-----------------------------|---------------------------------------|-----|-----------------------------|---------------------------------------|-----|
| Положительные Δg | | | Отрицательные Δg | | | Положительные Δg | | | Отрицательные Δg | | |
| $\langle E \rangle$ (эв) | $\langle \Delta g \rangle \cdot 10^3$ | p | $\langle E \rangle$ (эв) | $\langle \Delta g \rangle \cdot 10^3$ | p | $\langle E \rangle$ (эв) | $\langle \Delta g \rangle \cdot 10^3$ | p | $\langle E \rangle$ (эв) | $\langle \Delta g \rangle \cdot 10^3$ | p |
| 0.86 | 3 | 2 | 0.06 | 4 | 4 | 2.47 | 1 | 1 | 2.43 | 5 | 3 |
| 1.55 | 3 | 3 | 0.97 | 6 | 3 | 2.92 | 6 | 3 | 2.82 | 4 | 7 |
| 2.40 | 6 | 4 | 2.25 | 5 | 4 | 3.37 | 2 | 7 | 3.46 | 8 | 5 |
| 2.91 | 4 | 5 | 2.79 | 11 | 9 | 3.97 | 8 | 6 | 4.42 | 10 | 13 |
| 3.40 | 42 | 7 | 3.45 | 43 | 5 | 4.57 | 19 | 9 | 4.65 | 16 | 8 |
| 4.12 | 12 | 2 | 4.13 | 17 | 1 | 5.26 | 65 | 10 | 5.30 | 64 | 26 |
| 5.41 | 5 | 5 | 5.30 | 15 | 1 | 5.87 | 61 | 43 | 5.50 | 101 | 28 |
| 5.92 | 17 | 7 | 5.95 | 22 | 4 | 6.56 | 83 | 26 | 6.40 | 86 | 14 |
| 6.42 | 131 | 29 | 6.52 | 55 | 28 | 6.96 | 29 | 11 | 7.03 | 30 | 10 |
| 7.19 | 38 | 2 | 7.00 | 54 | 4 | 7.50 | 14 | 3 | 7.48 | 12 | 2 |

Данные табл. 6 приведены графически светлыми кружками на рис. 6. Крестиками там же показаны данные табл. 1, то есть для термов, использованных нами при изучении эффекта давления. Мы видим, что результаты табл. 1 и 6 согласуются, конечно не в деталях. Видно также, что кружки и крестики располагаются по площади напоминающей осевое сечение „воронки“ для жидкости. Эта площадь ограничена на рисунке пунктирными кривыми.

Из рисунка мы, таким образом, видим, что уклонение факторов Ланде Δg и дисперсия точек растут с приближением к более высоким энергетическим уровням. В общем это понятно, ибо верхние уровни расположены очень тесно друг относительно друга. Если рассмотреть все 364 точки без усреднения, то как и в [19] можно увидеть, что для четных уровней дисперсия точек особенно велика в области $E \approx 6.2 \div 6.8$ эв, а для нечетных в области $E \approx 5.6 \div 6.8$ эв, то есть в два раза более широкой.

Кроме сказанного, мы еще как и в [20] во многих термах констатировали связь между уклонениями в Δg для уровней и нарушением правила интервалов в последних. Напомним также, что нарушение правила интервалов в уровнях терма часто в свою очередь сопровождается нарушением в правилах интенсивностей линий [21]. В виде примера мы иллюстрируем это в табл. 7. В первом столбце

приводится электронная конфигурация Fe I, во втором — терм, в третьем — квантовое число J , в четвертом — уклонение $\Delta g \cdot 10^3$, в пятом — энергия уровня в см^{-1} , в шестом — интервал между уровнями в см^{-1} , в седьмом — относительный теоретический интервал. Из таблицы мы видим, что нарушение правила интервалов по величине и даже по знаку (порядок термов перепутан) зачастую, хоть и не во всех слу-

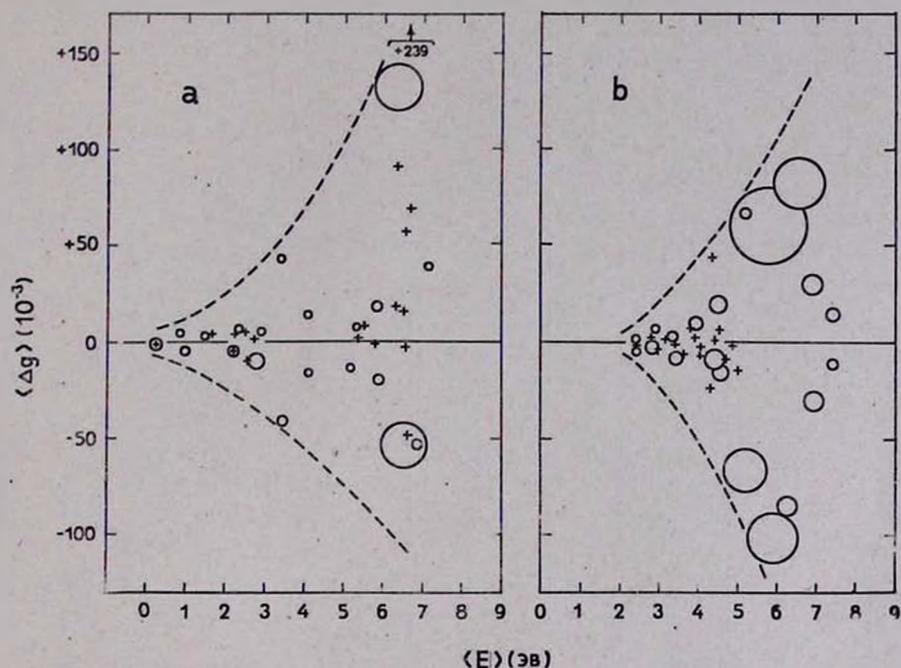


Рис. 6. Зависимость средних уклонений (для 364 уровней) $\langle \Delta g \rangle \cdot 10^{-3}$ наблюдаемого фактора Ланде от рассчитанного по L, S -связи. Светлые кружки соответствуют усредненным значениям с приблизительным указанием веса (по диаметру) по табл. 6 и крестики — соответствующие значения по табл. 1. Пунктирные кривые приблизительно ограничивают область дисперсии знаков обозначений на рисунке по площади.

чаях сопровождается для соответствующих уровней терма большими уклонениями в $\Delta g \cdot 10^3$.

Поскольку знаки (обозначения) для данных табл. 1 и 6 на рис. 6 практически располагаются одинаково (по характеру), то можно предположить, что изученные на эффект давления избранные термы табл. 1 не отличаются в среднем по поведению от других термов Fe I.

7. *Заключение.* Найдено для Fe I, что для введения поправок в сдвигах линий на давление следует уровни и термы разбивать на группы по признаку четности, а не по мультиплетности.

Таблица 7

| Конфигурация Fe I | Терм | J | $\Delta g \cdot 10^3$ | Энергия уровня (см^{-1}) | Интервал (см^{-1}) | Относит. теорет. интервал |
|---------------------|----------|---|-----------------------|-------------------------------------|-------------------------------|---------------------------|
| $3d^4 4s (a^4D) 4d$ | e^4F | 6 | +10 | 50342.180 | -491.305 | 6 |
| | | 5 | +5 | 50833.485 | -358.835 | 5 |
| | | 4 | +117 | 51192.320 | +43.45: | 4 |
| | | 3 | -1 | 51148.87: | -182.22: | 3 |
| | | 2 | - | 51331.090 | +123.05: | 2 |
| | | 1 | +990 | 51208.04: | | |
| $3d^4 4s (a^4D) 4d$ | e^4G | 6 | +18 | 50522.94: | -180.97: | 6 |
| | | 5 | +93 | 50703.912 | -275.715 | 5 |
| | | 4 | +88 | 50979.627 | -239.432 | 4 |
| | | 3 | +377 | 51219.059 | -151.125 | 3 |
| | | 2 | +620 | 51370.184 | | |
| $3d^4 4s (b^4F) 4p$ | w^4F^o | 5 | -18 | 44243.67: | +221.12: | 5 |
| | | 4 | +94 | 44022.55: | -143.69: | 4 |
| | | 3 | +101 | 44166.24: | -119.24: | 3 |
| | | 2 | +117 | 44285.48: | -92.94: | 2 |
| | | 1 | +283 | 44378.42: | | |

Обращается внимание на несогласие между отдельными системами термов Fe I, что обуславливается ошибками в вакуумных поправках для линий. Уклонения факторов Ланде от теоретических коррелируют со сдвигами термов давлением. Уклонение в факторах Ланде также весьма своеобразно изменяется с энергией уровней. Поправки за давление, изменяясь с величиной последнего, приводят к тому, что система длин волн линий в спектре звезды (с градиентом давления) изменяется с высотой в атмосфере и, следовательно, различно для разных линий.

Более подробное содержание данного исследования будет опубликовано позднее. Но и настоящие результаты, по-видимому, представляют большой интерес для изучения лабораторных и астрономических спектров.

Ленинградский государственный
университет

ON THE DIFFERENTIAL DEPRESSION OF Fe I LEVELS AND THE
„RED DISPLACEMENT“ OF SPECTRAL LINES AT PRESSURES
UP TO 1 ATMOSPHERE

O. A. MELNIKOV

A study of the data on the „red displacement“ of Fe I spectral lines at variation of air pressure from 0 to 1 *atm* confirms H. D. Babcock's results: the displacements of the lines are due to a depression of the levels or an increase in the numerical values of the terms. This increase can be represented by a parabola of the second order. It was found that it is more essential to divide the terms into two groups according to its evenness or oddness rather than according to previous division by multiplicity.

The increase of the numerical values of the terms in dependence on energy levels with pressure increase from 0 to 1 atmosphere is obtained:

$$\delta T (10^3 \text{ cm}^{-1}) = 0.99 E^2 (ev^2) - 0.32 E (ev) \text{ и } 0.53 E^2 (ev^2) + 0.41 E (ev),$$

correspondingly for even and odd terms.

Alternately for a partial dependence it is found:

$$\delta T (10^3 \text{ cm}^{-1}) = 0.94 E^2 (ev^2) \text{ и } 0.63 E^2 (ev^2).$$

It is shown that different systems of Fe I terms are not in agreement due to errors in the adopted refractive indices of air when taking into account the vacuum corrections in the spectral line wavelengths. A peculiar variation of deviations of the measured Lande *g*-factors from theoretical values, which correlate with the measured increases of numerical values of the terms due to pressure, has been detected. The behaviour of even and odd terms somewhat differs in this respect. Apparently, in the average, the deviations of line and level displacements are observed simultaneously with deviations in the law of intervals, values of Δg and probably in the law of intensity, etc. The presence of unaccounted for corrections in line displacements due to pressure, on the one hand, and the pressure gradient in stellar atmospheres, on the other, are responsible for the observed variations of wavelength systems in star spectra.

These latter variations consequently will depend on the height of formation of lines of different strength in the stellar atmosphere.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. *W. H. Humphry, J. F. Mohler*, *Ap. J.*, **3**, 114, 1896.
2. *Shang-Yi Ch'en, V. Chandrasekharan*, *Ap. J.*, **133**, 1067, 1961; *G. T. Lalos, G. L. Hammond*, *Ap. J.*, **135**, 616, 1962.
3. *F. Goos*, *Ap. J.*, **38**, 141, 1913.
4. *Ch. E. St. John, H. D. Babcock*, *Ap. J.*, **46**, 231, 1917.
5. *Ch. E. St. John, H. D. Babcock*, *Ap. J.*, **42**, 1, 1915.
6. *H. G. Hale, W. S. Adams*, *Ap. J.*, **35**, 10, 1962.
7. *Ch. E. St. John, M. L. Ware*, *Ap. J.*, **38**, 202, 1913.
8. *S. F. Panter, J. S. Foster*, *Proc. Roy. Soc., London*, **162**, 336, 1937.
9. *H. D. Babcock*, *Phys. Rev., Ser. 2*, **30**, 366, 1927; *Ap. J.*, **67**, 240, 1928.
10. *W. W. Carter*, *Phys. Rev.*, **76**, 962, 1949; *Р. Б. Теплицкая*, "Астрон. ж.", **37**, 51, 1960; *Д. М. Кули-Заде*, *Солнечные данные*, **11**, 56, 1964.
11. *M. G. Adam*, *MN*, **115**, 405, 1955.
12. *О. А. Мельников*, *Изв. ГАО АН СССР*, **23**, № 175, 1964.
13. *Ch. E. Moore*, *Contr. Princeton obs.*, № 20, 1945.
14. *B. Edlén*, *Transactions IAU IX*, 218, 1957.
15. *B. Edlén*, *Tr. IAU, X*, 211, 1960.
16. *Transactions IAU, XI A*, 97, 1962.
17. *Ch. E. Moore*, *Atomic Energy Levels., Vol. II, Not. Bur. Stand. (USA), Washington, Circ. n. 467*, 1952.
18. *W. F. Meggers, C. G. Peters*, *Nat. Bur. Stand. (USA), Washington, Sci. Pap.* **14**, 724, 1918; *B. Edlén*, *J. Opt. Soc. Am.*, **43**, 339, 1953.
19. *О. А. Мельников, С. С. Журавлев*, *Труды АО ЛГУ*, **23**, 1965, в печати.
20. *D. W. Weeks*, *Tr. Am. Ph. Soc.*, **34**, part II, 181, 1944.
21. *П. Ф. Груздев*, *Сб. докл. и сообщ. на Совещ. по измер. и вычисл. сил осцилляторов, ЛГУ*, стр. 224, 1959; *Оптика и спектроскопия*, **13**, 309, 1962; *П. Ф. Груздев и Г. П. Старцев*, *Оптика и спектроскопия*, **8**, 879, 1960.

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР
АСТРОФИЗИКА

ТОМ 1

ДЕКАБРЬ, 1965

ВЫПУСК 4

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ЭЛЕКТРОННОЙ КОНЦЕНТРАЦИИ
ПО ЭМИССИОННЫМ ЛИНИЯМ СЕРИИ БАЛЬМЕРА

Л. Н. КУРОЧКА

Поступила 20 октября 1965

Используя контуры линий, расширенных полями ионов и электронов [10], найдена связь электронной концентрации с предельно разрешаемой линией и с полушириной наблюдаемых линий.

1. Известный метод определения электронной концентрации по предельно разрешаемой линии основан на том, что в результате действия эффекта Штарка линии серии Бальмера, начиная с некоторого номера, сливаются, образуя непрерывный спектр. Номер m^* предельно разрешаемой линии зависит в основном от электронной концентрации. Эту зависимость пытались найти многие авторы [1 — 6]. Наибольшее распространение получила формула Инглиса-Теллера [3]

$$\lg n_e = 23.26 - 7.5 \lg m^*. \quad (1)$$

Вывод ее основан на полукачественных соображениях, поэтому и количественная связь n_e с m^* не является точной. Подобную зависимость можно вывести исходя из условий контрастности линий и основываясь на современной теории эффекта Штарка [7 — 11].

В настоящей работе использовались штарковские контуры, вычисленные Гримом [10] в предположении воздействия на излучающий атом полей ионов и электронов. Гриму удалось показать, что форма контура линии при различных n_e и T_e зависит от одного параметра $\gamma(n_e, T_e)$.

$$\gamma(n_e, T_e) = \frac{5.6 \cdot n_e^{1/2}}{10^8 T_e^{1/2}} \frac{(m^2 + 32)}{(m^2 - 4)} \left(6.48 + \lg T_e - \frac{1}{2} \lg n_e - 2 \lg m \right). \quad (2)$$

Контуры линий, расширенных полями ионов и электронов, вычислялись по формуле

$$T(\beta, \gamma) = \frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\gamma}{\gamma^2 + (\beta - \beta')^2} T(\beta') d\beta', \quad (3)$$

где $T(\beta)$ — штарковский контур в старой теории Хольтсмарка [12], которая учитывает только поля ионов ($T(\beta')$ задается в виде таблицы [13, 14]),

$$\beta = \frac{\Delta\lambda}{k_m F_0}. \quad (4)$$

Здесь $F_0 = 2.61 \cdot e \cdot n_e^{1/2}$ — нормальная напряженность поля по Хольтсмарку, а k_m — коэффициент, зависящий от номеров квантовых уровней, при переходах между которыми возникает рассматриваемая линия. Для серии Бальмера

$$k_m = 8.8 \cdot 10^{-4} \frac{m^4}{m^2 - 4}. \quad (5)$$

Штарковские контуры $T(\beta, \gamma)$, вычисленные Гримом [10] для $0 < \gamma \leq 10$, имеют точность 10–15%. Таблицу значений $T(\beta, \gamma)$ можно продлить для $\gamma > 10$, аппроксимируя штарковский контур дисперсионным, половина полуширины которого равна γ . Вычисленные таким методом штарковские контуры имеют точность не ниже 15–20%.

С целью определения номера предельно разрешаемой линии строились контуры $T(\beta, \gamma)$ линий серий Бальмера для фиксированных электронных концентраций и температуры ($10^{11} < n_e \leq 10^{13} \text{ см}^{-3}$, $T_e = 10000^\circ$). Считалось, что две линии наблюдаются раздельно, если суммарная интенсивность налагающихся крыльев не превышает 80% от центральной интенсивности. В результате были найдены значения m^* для указанных n_e . Оказалось, что связь электронной концентрации с предельно разрешаемой линией можно представить следующей интерполяционной формулой:

$$\lg n_e = 22.5\bar{5} - 7.7 \lg m^*. \quad (6)$$

Значения n_e , вычисленные по формуле Инглиса-Теллера, примерно на порядок больше, чем по данной формуле. Например: для $m^* = 30$, согласно (6), получаем $n_e = 1.5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$, а пользуясь соотношением (1) — $1.5 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$. Зависимости m^* от n_e , приведенные в [1, 2, 4–6], дают еще большие значения электронной концентрации.

При построении контуров линий Бальмера выяснилось, что несколько последних наблюдаемых линий (3–4) в результате взаим-

ного наложения образуют непрерывный спектр, резко снижающий контрастность линий. Контуры линий, благодаря переналожению, сильно искажены. Эквивалентные ширины их, измеренные от уровня непрерывного спектра, резко уменьшаются с приближением к предельно наблюдаемой линии.

2. В результате того, что интенсивности линий с номером падают (особенно резко у границы серии [6]), далеко не всегда наблюдается предельно разрешаемая линия. В связи с этим предполагается еще один способ определения электронной концентрации. Он основан на зависимости полуширин линий $\Delta\lambda_{1/2}$ от n_e .

При построении штарковских контуров найдено, что $\beta_{1/2}$ — приведенная штарковская полуширина линий — связана с параметром $\gamma(n_e, T_e)$ следующей зависимостью:

$$\beta_{1/2} = 4 + 0.8 \cdot \gamma(n_e, T_e). \quad (7)$$

Используя значения $\gamma(n_e, T_e)$ ($T_e = 10\,000^\circ$), вычисленные по формуле (2), можно найти $\beta_{1/2}$, а затем с помощью [4] получить $\Delta\lambda_{1/2}$ для любой линии. Из этих вычислений следует, что существует линейная связь между $\lg \Delta\lambda_{1/2}$ и $\lg n_e$ для каждой линии m в отдельности

$$\lg \Delta\lambda_{1/2} = a \lg n_e - b, \quad (8)$$

где

$$a = 6.63 \cdot 10^{-1} + 7.7 \cdot 10^{-3} m - 7.6 \cdot 10^{-5} m, \quad (9)$$

$$b = 10.356 - 2.72 \cdot 10^{-2} m. \quad (10)$$

По формулам [8 — 10] n_e определяется с точностью 10 — 20%, если только линия свободна от самопоглощения. Индикаторами того, что линия расширена эффектом Штарка, является форма ее контура и рост полуширин линий с увеличением номера.

Таким образом, определение электронной концентрации можно производить независимо по предельно наблюдаемой линии и по полуширинам линий.

В заключение выражаю благодарность Н. А. Яковкину за внимание, проявленное к настоящей работе.

Астрономическая обсерватория
Киевского университета

THE ELECTRON CONCENTRATION DETERMINATION BY
EMISSION BALMER LINES

L. N. KUROCHKA

Using profiles of the lines broadened by the electron and ion fields [10] the dependence of the limit resolving line and half-width of the observed line from the electron density have been found.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. *M. Sugita*, Proc. Phys. Math. Soc. Japan, 16, 254, 1934.
2. *A. Pannekoek*, MN, 98, 694, 1938.
3. *D. R. Inglis, E. Teller*, Ap. J., 90, 439, 1939.
4. *A. Unsöld*, Z. f. Astrophys., 24, 355, 1948.
5. *Г. С. Иванов-Холодный, Г. М. Никольский, Р. А. Гуляев*, Астрон. ж., 37, 611, 1960.
6. *Г. С. Иванов-Холодный, Г. М. Никольский*, Астрон. ж., 38, 455, 1961.
7. *A. C. Kolb, H. R. Griem*, Rhys. Rev., 111, 514, 1958; 116, 416, 1959.
8. *M. Baranger*, Phys. Rev., 111, 481, 1958; 111, 494, 1959; 112, 855, 1958.
9. *H. R. Griem, A. C. Kolb, K. Y. Shen*, Phys. Rev., 116, 4, 1959.
10. *H. R. Griem*, Ap. J., 132, 361 1960; 136, 422, 1961.
11. *M. Lewis*, Phys. Rev., 121, 501, 1961.
12. *H. Holtzmark*, Z. Physik, 20, 162, 1919; 25, 73, 1924.
13. *E. Vandien*, Ap. J., 109, 452, 1949.
14. *C. de Jager*, Researches Astr. Obs. Utrecht, 13, n. 1, 1952.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ИЗМЕНЕНИЯ СКОРОСТИ ВРАЩЕНИЯ
ГАЛАКТИКИ В Z-НАПРАВЛЕНИИ ПО ПРОФИЛЯМ ЛИНИЙ
НЕЙТРАЛЬНОГО ВОДОРОДА

Т. А. АГЕКЯН, И. В. ПЕТРОВСКАЯ, Б. И. ФЕСЕНКО

Поступила 24 ноября 1965

Предложен метод определения скорости вращения подсистемы нейтрального водорода во внешних областях Галактики вне галактической плоскости. Скорость вращения нейтрального водорода при удалении от галактической плоскости на расстоянии 0.01 убывает в среднем на 10 км/сек — 5 км/сек на расстояниях от центра Галактики 1.2 — 1.4 (расстояния выражены в единицах расстояния Солнца от центра Галактики). Уточнена кривая вращения подсистемы нейтрального водорода во внешних областях галактической плоскости.

Метод невязок уравнения интенсивности. В работе [1] было получено выражение для интенсивности излучения нейтрального водорода, в предположении, что его плотность M и угловая скорость ω зависят от R и z

$$I(\Omega, l, b) = \frac{kN(R, z)}{\left| \sin l \cos b \left(\frac{\partial \Omega}{\partial R} \cos b \sqrt{1 - R^{-2} \sin^2 l} + \frac{\partial \Omega}{\partial z} |\sin b| \right) \right|}, \quad (1)$$

где

$$\Omega(R, z) = [\omega(R, z) - \omega_0] R_0.$$

ω_0 — угловая скорость вращения Солнца. Расстояние R_0 от Солнца до центра Галактики принято равным единице, величина Ω измеряется в км/сек.

В настоящей работе выражение (1) используется для исследования изменения скорости обращения в Галактике в зависимости от координаты z .

Вводя обозначения

$$g(R, z) = \frac{1}{kN(R, z)} \frac{\partial \Omega}{\partial R},$$

$$h(R, z) = \frac{1}{kN(R, z)} \frac{\partial Q}{\partial z},$$

$$a = I(Q, l, b) \sin l \cos^2 b \sqrt{1 - R^{-2} \sin^2 l},$$

$$c = I(Q, l, b) \sin l |\sin b| \cos b,$$

приведем (1) к виду

$$a(Q, l, b) g(R, z) + c(Q, l, b) h(R, z) = 1. \quad (2)$$

Зададим и закрепим некоторые значения R и Q . Тогда, вследствие того, что Q зависит от R и z , закрепляется и z . Уравнение (2) при фиксированных Q , R и z можно написать для каждого направления, в котором имеются измерения, соответствующие выбранному Q . Вычислив для этих направлений коэффициенты $a(Q, l, b)$ и $c(Q, l, b)$, получаем избыточную систему уравнений с неизвестными g и h .

Между величинами R , z , l и b существует соотношение

$$z = (\cos l + \sqrt{R^2 - \sin^2 l}) \operatorname{tg} b.$$

Поэтому в нашем случае при фиксированных R и z для каждого l широта b определяется однозначным образом.

Так как для данного l может не быть контура с нужным b , в плоскости l, b были построены кривые $b(l, R, z)$ для различных пар значений R и z . На этот же чертеж были нанесены точки с координатами l и b , соответствующие направлениям, в которых выполнялись наблюдения. При фиксированных значениях R и z рассматривались все контуры, попадающие в плоскости l, b между кривыми

$$b(l, R, z - \Delta z) \text{ и } b(l, R, z + \Delta z). \quad (3)$$

Избыточная система n уравнений (2), полученная с фиксированными Q , R и z , решалась следующим образом. Вычислялись средние значения коэффициентов

$$\bar{a} = \frac{1}{n} \sum a(Q, l, b), \quad \bar{c} = \frac{1}{n} \sum c(Q, l, b)$$

и их отношение \bar{a}/\bar{c} . Затем все уравнения разбивались на две группы. К первой группе были отнесены уравнения, в которых отношение коэффициентов больше отношения их средних значений

$$\frac{a(Q, l, b)}{c(Q, l, b)} > \frac{\bar{a}}{\bar{c}},$$

а ко второй группе те уравнения, в которых выполняется условие

$$\frac{a(Q, l, b)}{c(Q, l, b)} < \frac{\bar{a}}{\bar{c}}.$$

Уравнения каждой группы суммировались и получалась нормальная система для определения неизвестных g и h

$$\Sigma_1 a(\Omega, l, b) g + \Sigma_1 c(\Omega, l, b) h = 1,$$

$$\Sigma_2 a(\Omega, l, b) g + \Sigma_2 c(\Omega, l, b) h = 1.$$

Для определения зависимости Ω от R и z для каждой пары Ω и R решалось несколько избыточных систем с различными z . За истинное значение z , соответствующее выбранным Ω и R , принималось то значение, при котором сумма абсолютных величин невязок, поделенная на число уравнений (невязка на одно уравнение), принимает наименьшее значение.

Были использованы наблюдения Мюллера и Вестерхаута [2], для которых методом, использовавшимся ранее в [1], были выполнены редукции за самопоглощение и остаточные скорости.

Зависимость функции Ω от z была рассмотрена при двух значениях R , равных 1.2 и 1.4. В табл. 1 приводятся невязки на одно уравнение, полученные для $R=1.2$, где в (3) Δz принято равным 0.005. Таблица показывает, что для всех Ω от -70 до -100 получены сравнительно уверенные минимумы невязок. Положения минимумов, определенные по плавной кривой, соединяющей три соседние точки на графике зависимости невязок от Ω , представлены крестиками на рис. 1 и обнаруживают уменьшение угловой скорости с удалением от галактической плоскости.

Таблица 1

| $z \backslash \Omega$ | -60 | -70 | -80 | -90 | -100 | n |
|-----------------------|------|------|------|------|------|-----|
| 0.00 | 0.52 | 0.44 | 0.90 | 1.22 | | 34 |
| 0.01 | 0.66 | 0.61 | 0.46 | 1.00 | | 70 |
| 0.02 | 0.60 | 0.80 | 0.65 | 1.00 | 0.91 | 58 |
| 0.03 | 0.70 | 0.79 | 0.80 | 0.77 | 0.95 | 56 |
| 0.04 | | | | 0.80 | 0.69 | 52 |
| 0.05 | | | | 0.87 | 0.95 | 50 |
| 0.06 | | | | | 1.18 | 29 |

Те же вычисления выполнены после отбрасывания внутренних направлений ($270^\circ < l'' < 360^\circ$, $0 < l'' < 90^\circ$). Эти направления были отброшены для уменьшения эффекта сглаживания за ширину диаграммы направленности, о котором говорилось в работе [1]. Результаты вычислений невязок для внешних направлений представлены в табл. 2. При этом, для выявления возможных различий в зависи-

мости Ω от z по разные стороны от галактической плоскости, для $R=1.2$ вычисления были выполнены отдельно для $b > 0$ и $b < 0$ (табл. 2, рис. 1).

Таблица 2

| $z \backslash \Omega$ | -70 | -80 | -90 | -100 | n |
|-----------------------|------|------|------|------|-----|
| 0.06 | | | | | |
| 0.15 | | | 0.77 | 0.82 | 19 |
| 0.04 | | | 0.54 | 1.12 | 18 |
| 0.03 | 0.85 | 0.58 | 0.48 | 0.88 | 26 |
| 0.02 | 0.48 | 0.58 | 1.09 | 0.48 | 26 |
| 0.01 | 0.43 | 0.38 | 0.80 | 0.55 | 25 |
| 0.00 | 0.32 | 0.96 | 1.27 | 0.79 | 29 |
| -0.01 | 0.75 | 0.71 | 0.82 | 0.71 | 23 |
| -0.02 | 0.75 | 0.96 | 1.19 | 1.23 | 27 |
| -0.03 | | 0.79 | 0.92 | 0.46 | 21 |
| -0.04 | | | 0.96 | 0.66 | 27 |
| -0.05 | | | 1.59 | 0.81 | 20 |
| -0.06 | | | | | |

При $R=1.4$, ввиду сильных флуктуаций в числе уравнений с изменением z , после отбрасывания внутренних направлений, был

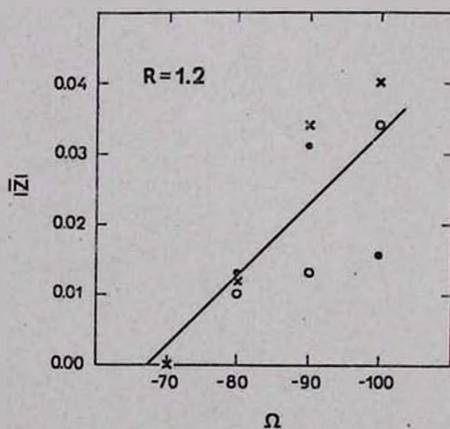


Рис. 1. крестики — все направления; черные кружки — внешние направления с $b > 0$; светлые кружки — внешние направления с $b < 0$.

выбран интервал $\Delta z = 0.01$. Увеличение интервала Δz в два раза было сделано для исключения влияния числа уравнений на величину средней невязки. Результаты вычислений приводятся в табл. 3 и на рис. 2.

Таблица 3

| $z \backslash \Omega$ | -80 | -90 | -100 | n |
|-----------------------|------|------|------|-----|
| 0.008 | 0.58 | 0.88 | 0.85 | 66 |
| 0.025 | 0.67 | 0.61 | 0.98 | 48 |
| 0.045 | 0.73 | 0.76 | 0.81 | 51 |

Все результаты указывают на уменьшение скорости вращения нейтрального водорода при удалении от плоскости Галактики, но, разумеется, вследствие различных причин количественно не совпадают.

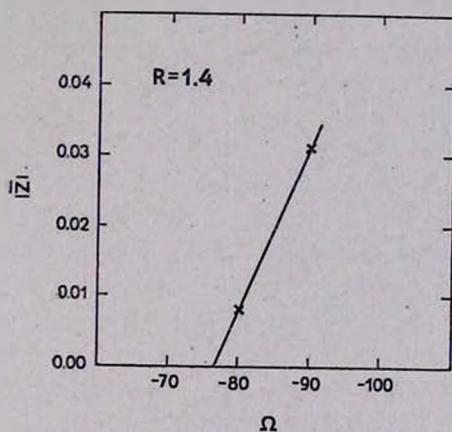


Рис. 2.

ют. Можно считать, что в настоящее время для направления z реально лишь определение среднего градиента скорости вращения нейтрального водорода. По точкам на рис. 1 проведены средние кривые (на рис. 2 точки соответствующие внешним направлениям имеют больший вес), которые позволяют дать следующие оценки:

1) На расстоянии 1.2 от центра Галактики скорость вращения нейтрального водорода при удалении от плоскости Галактики на расстояние 0.01 убывает в среднем на 10 км/сек,

2) на расстоянии 1.4 от центра Галактики та же величина составляет — 5 км/сек на расстояние 0.01.

Улучшение определения закона вращения Галактики для ее плоскости. Определенный нами [1] закон вращения Галактики впервые включал данные и для внешней ее области. Однако три точки, полученные в этой области, обнаруживают большой разброс и потому кривая угловых скоростей для внешней области проводится неуверенно. Положение точек во внешней области сильно влияет и на участок кривой около $R=1$, то есть в окрестностях Солнца, так как независимо определенных точек для этого района нет.

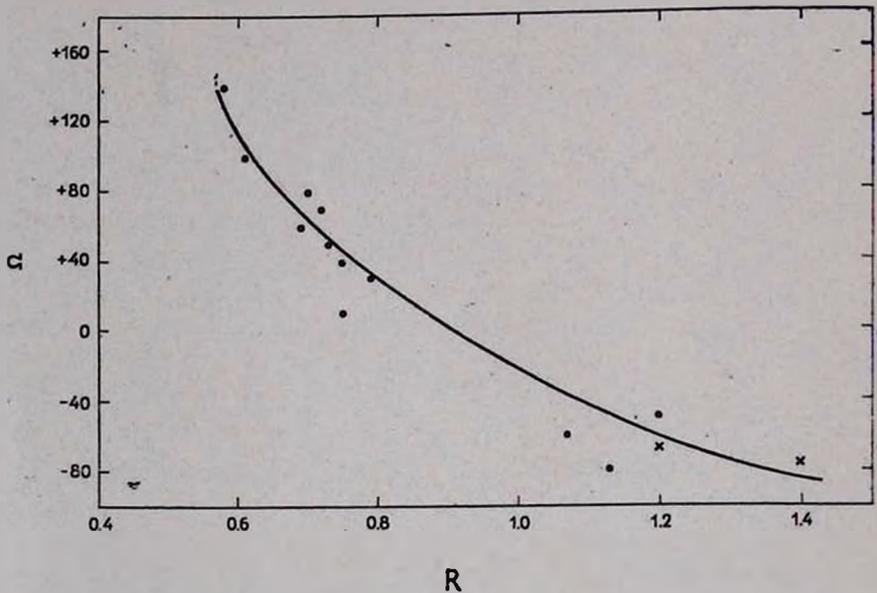


Рис. 3.

В настоящем исследовании для внешних областей получены еще две точки кривой скоростей, относящейся к плоскости Галактики. Они определяются при пересечении сглаживающих прямых с прямой $z=0$ на рис. 1 и 2. Мы получаем $R=1.2$, $\Omega=-66$ и $R=1.4$, $\Omega=-76$. Две новые точки получены на основании более обширного материала, включающего профили линий с $b \neq 0$, поэтому вес каждой из них больше веса точек, определявшихся в работе [1]. На рис. 3 черными кружками показаны точки, определенные в работе [1], а крестиками две новые точки, определившиеся в настоящей работе. Совокупность всех полученных точек позволяет провести новую кривую скоростей, основанную на большем наблюдательном материале. Кривая проведена с учетом того, что вес двух новых точек больше веса прежних трех точек для внешней области Галактики.

Приводим вновь полученный закон вращения Галактики в табличной форме.

Таблица 4

| z | R | Ω | R | Ω | R |
|------|------|----------|------|----------|------|
| +140 | 0.57 | +40 | 0.77 | -30 | 1.04 |
| +120 | 0.59 | +30 | 0.80 | -40 | 1.09 |
| +100 | 0.62 | +20 | 0.83 | -50 | 1.14 |
| + 80 | 0.66 | +10 | 0.87 | -60 | 1.19 |
| + 70 | 0.69 | 0 | 0.92 | -70 | 1.26 |
| + 60 | 0.71 | -10 | 0.95 | -80 | 1.36 |
| + 50 | 0.74 | -20 | 0.99 | -85 | 1.42 |

Метод сдвига максимумов в профилях линий. Как известно, профили линий нейтрального водорода показывают значительные отклонения от того рисунка, который предсказывается теорией в предположении, что плотность водорода постоянна, или же монотонно убывает с увеличением R и z . Для внешних направлений, например, при сделанных предположениях в профилях не должно быть максимумов интенсивностей. Между тем, локальные максимумы интенсивности наблюдаются в большом числе внешних направлений. Обычно у целой группы соседних по l и b профилей наблюдаются локальные максимумы интенсивности, находящиеся приблизительно на одинаковых местах. Это свидетельствует об общности происхождения максимумов и показывает, что участок водорода повышенной плотности, их вызывающий, имеет значительную протяженность. Водород, вызывающий локальные максимумы интенсивности в профилях линий, по-видимому, связан со спиральными ветвями Галактики.

Изучение положений максимумов интенсивностей в группе соседних по l и b профилей позволяет сделать некоторые выводы о распределении скоростей вращения в Галактике. Обзор профилей линий для внешних направлений показывает, что в тех случаях, когда в целой группе соседних профилей имеются схожие локальные максимумы интенсивности, наблюдается тенденция сдвига положений максимумов в сторону меньших лучевых скоростей при увеличении $|b''|$, когда l'' постоянно. Это явление естественно объяснить уменьшением скорости обращения в уплотненной области водорода по мере увеличения z .

Характерным примером является группа профилей в области $135^\circ \leq l'' \leq 152^\circ.5$, которую мы воспроизводим по каталогу Кви, Мюллера и Вестерхаута [2] на рис. 4. Во всех профилях этой группы, имеющих положительное b'' , наблюдаются локальные максимумы интенсивности около значений лучевых скоростей $-30 \div -50$ км/сек. В профилях с отрицательными b'' аналогичные максимумы не наблюдаются, или почти не наблюдаются. Для положительных же b'' связь упомянутых максимумов (мы снабдили их вертикальными отметками) не вызывает сомнений. По-видимому, в рассматриваемом направлении находится значительное количество нейтрального водорода повышенной плотности, расположенного главным образом в области положительных z .

Благодаря симметричным формам кривых около максимумов, в этой группе профилей нет необходимости учета влияния остаточных скоростей водорода, самопоглощения и других эффектов. Эти редукции не изменяют положения максимумов.

В профилях с положительными b'' отчетливо виден систематический сдвиг в сторону меньших лучевых скоростей положений максимумов по мере увеличения b'' .

В табл. 4 приведены значения

$$v_r \text{ и } \Omega(R, z) = \omega(R, z) - \omega_0 = \frac{v_r}{\sin l'' \cos b''},$$

вычисленные для положений локальных максимумов. Так как значе-

Таблица 5

| l'' b'' | 134°.9 | | 137°.4 | | 139°.9 | | 142°.4 | | 147°.4 | | 152°.4 | |
|----------------|--------|----------|--------|----------|--------|----------|--------|----------|--------|----------|--------|----------|
| | v_r | Ω |
| +9°.1 | — | — | -52.9 | -7.92 | — | — | — | — | -45.6 | -85.7 | -43.3 | -94.7 |
| +6.6 | -56.0 | -79.7 | -52.6 | -78.3 | -48.3 | -75.6 | -43.2 | -71.3 | -42.5 | -79.4 | -39.5 | -85.9 |
| +4.1 | -55.2 | -78.2 | -48.4 | -71.7 | -46.2 | -72.0 | -42.7 | -70.2 | -39.3 | -73.2 | -37.1 | -80.5 |
| +1.6 | -51.7 | -73.0 | -43.6 | -64.4 | -42.7 | -66.3 | -39.3 | -64.4 | -34.8 | -64.6 | -34.0 | -73.4 |
| -0.9 | -45.4 | -64.1 | -42.1 | -62.2 | -41.4 | -64.3 | -39.3 | -64.4 | -32.1 | -59.6 | -27.1 | -58.5 |
| -3.2 | -46.5 | -65.8 | — | — | — | — | — | — | — | — | — | — |

ния b'' в соседних по l'' контурах хотя и близки, но не совпадают, в таблице указаны \bar{b}'' , равные средним значениям b'' , близких по значениям этой координаты, профилей для всех рассматриваемых значений l'' . Отклонения соответствующих значений b'' от \bar{b}'' , как

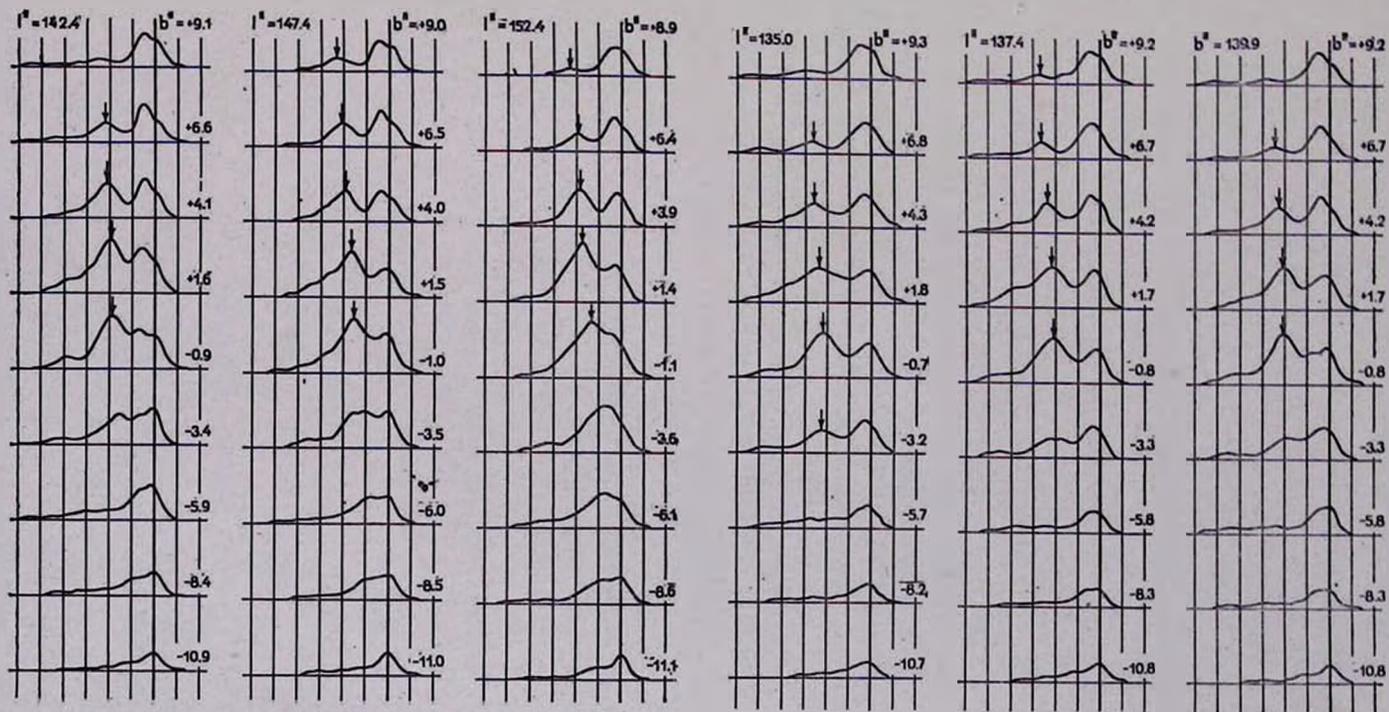


Рис. 4.

это легко видеть по данным рис. 1, весьма малы и не могут играть существенной роли.

В табл. 6 приведены средние величины Ω для шести различных значений l , фигурирующих в табл. 5.

Таблица 6

| \bar{b}'' | $-0^{\circ}.9$ | $+1^{\circ}.6$ | $+4^{\circ}.1$ | $+6^{\circ}.6$ | $+9^{\circ}.1$ |
|-------------|----------------|----------------|----------------|----------------|----------------|
| Ω | -62.2 | -67.7 | -74.3 | -78.2 | -86.5 |
| z | -0.004 | 0.008 | 0.020 | 0.034 | 0.045 |

Налицо систематическое со сравнительно равномерным ходом уменьшение Ω при увеличении \bar{b}'' . Чтобы определить градиент изменения угловой скорости в направлении z , необходимо оценить расстояние до водородных масс, вызывающих максимумы в профилях линий.

Интерполирование в табл. 5 дало бы для $\bar{b}'' = 0$ значение $\Omega = -64.2$. Однако, из соображений симметрии надо полагать, что у Ω при $\bar{b}'' = 0$ имеется максимум. Поэтому более подходящим является значение $\Omega = -62$. К сожалению, кривая скорости вращения Галактики для внешних областей известна неуверенно. На основании данных рис. 3 расстояние от центра Галактики водородной массы, вызывающей максимумы в профилях линий, нужно оценить в 1.2. Это означает, что расстояние ее от Солнца составляет 0.28. Тогда, согласно табл. 5, градиент скорости обращения водородных масс в направлении z составит в среднем -5 км/сек на 0.01.

Этот результат, полученный по сдвигам максимумов в профилях линий, подтверждает результаты, полученные методом невязок уравнения интенсивности.

Авторы благодарят О. А. Морину и Т. И. Подунову за помощь при выполнении вычислений.

Ленинградский государственный
университет

THE DETERMINATION OF VARIATION OF THE GALAXY ROTATION VELOCITY AT Z-DIRECTION FROM THE NEUTRAL HYDROGEN LINE PROFILES

T. A. AGEKIAN, I. V. PETROVSKAYA, B. I. FESSENKO

A method is proposed for the determination of the variation of Galaxy rotation velocity of the neutral hydrogen subsystem for outer Ga-

laxy regions outside the galactic plane. The rotation velocity of neutral hydrogen decreases at an average of $10 \text{ km/sec} - 5 \text{ km/sec}$ at the distances of galactic centre 1.2—1.4 with the recession from the galactic plane on 0.01 (the distances are expressed in the units of the distance of the Sun from the galactic centre). The rotation curve for neutral hydrogen subsystem in the outer regions of galactic plane is made more exact.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Т. А. Агекян, И. В. Петровская, Б. И. Фесенко, Астрон. ж., 41, 1027, 1964.
2. C. Muller, G. Westerhout, Bull. Astron. Inst. Netherl., 13, 151, 1957.

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР
АСТРОФИЗИКА

ТОМ 1

ДЕКАБРЬ, 1965

ВЫПУСК 4

О НЕПРЕРЫВНОМ ИЗЛУЧЕНИИ SS Cyg

Л. В. МИРЗОЯН, Н. Л. КАЛЛОГЛЯН

Поступила 16 октября 1965

Изучено распределение энергии в непрерывном спектре SS Cyg. Используются спектрограммы, полученные с объективной призмой на 8" и 40" телескопах системы Шмидта Бюраканской астрофизической обсерватории. Обнаружено присутствие в непрерывном спектре звезды коротковолнового избыточного излучения нетелловой природы (непрерывной эмиссии) в период минимума ее блеска. Показано, что более ранние наблюдения Хиндерера [11] и Цукерман [12] находятся в согласии с этим результатом и указывают на существование непрерывной эмиссии в спектре звезды иногда и в период максимума ее блеска.

Введение. Замечательная звезда SS Cyg является представителем эруптивных переменных звезд типа U Gem [1]. Большую часть времени она имеет минимальный блеск ($\sim 12^m$). Временами ее блеск в течение нескольких дней возрастает на 3—4^m. Падение блеска происходит, обычно, медленнее, чем подъем. Промежутки времени между двумя последовательными вспышками в среднем около 50 дней. В минимуме блеска наблюдаются небольшие колебания яркости [2, 3], которые происходят, по-видимому, беспрерывно [4].

Фотоэлектрические и фотометрические наблюдения SS Cyg в системе U, B, V были выполнены рядом исследователей [2—7].

Хуже обстоит дело с изучением спектра этой звезды и вообще звезд типа U Gem, что обусловлено слабостью указанных звезд. Между тем спектральные наблюдения этих звезд, несомненно, представляют большой интерес для понимания их природы.

Согласно исследованию А. Джоя [8, 9], SS Cyg является спектроскопической двойной с периодом обращения компонент 0.276 дней. Компоненты системы: один горячий субкарлик (спектр В), а другой звезда класса G5, оба подвержены быстрым вспышкам, изменяющим полную яркость системы, особенно в коротковолновой области.

Согласно К. Эльви и Г. Бэбкоку [10], в минимуме блеска SS Cyg наблюдается наложение эмиссионного спектра на слабый непрерывный спектр. В этот период хорошо видны яркие линии водорода, гелия и ионизованного кальция, которые по мере возрастания яркости звезды заливаются непрерывным континуумом. Спектральный класс звезды при этом изменяется от G до A, а иногда и до B.

Подробное спектрофотометрическое исследование звезды было выполнено Ф. Хиндерером [11]. Оно охватывает все фазы изменения яркости звезды и показывает, что изменение спектрофотометрической температуры SS Cyg от минимума к максимуму блеска соответствует ее переходу от спектрального класса G к A. Его наблюдения содержат указания на отклонение распределения энергии в спектре от закона Планка.

Следует упомянуть также обширное исследование М. Цукерман [12], посвященное теоретической интерпретации SS Cyg, основанной на спектрофотометрических (в области λ 3200 — 6000) и трехцветных фотоэлектрических наблюдениях, покрывающих всю кривую яркости звезды, в частности, периоды сильных флюктуаций яркости, как между вспышками, так и во время вспышек.

На диаграмме Герцшпрунга — Рессела звезды типа U Gem попадают в область между белыми карликами и горячими субкарликами [1]. Согласно Дж. Гринстейну [13], оба компонента каждой из этих звезд лежат существенно ниже главной последовательности и, по-видимому, находятся в конце звездной эволюции.

Наблюдения и обработка. В течение 1961 года в Бюраканской астрофизической обсерватории на 8 — 12" телескопе системы Шмидта с помощью объективной призмы (дисперсия 420 \AA/мм у H_1) велись регулярные наблюдения области SS Cyg. Однако, вследствие слабости звезды в минимуме, эти снимки непригодны для измерений непрерывного спектра SS Cyg. В сентябре 1961 года удалось застать звезду в максимуме блеска. Он продолжался около 18 дней, включая и период спада блеска. За этот период было получено около двух десятков снимков этой области. Из них нами использованы десять.

В начале августа 1962 года, когда звезда находилась в минимуме блеска, на метровом телескопе системы Шмидта с объективной призмой (дисперсия 275 \AA/мм у H_1) было получено несколько снимков той же области. Три снимка из этой серии использованы для фотометрии непрерывного спектра SS Cyg.

Список всех обработанных спектрограмм приводится в табл. 1 (n — число спектрограмм).

Звездные величины m , приведенные в последнем столбце табл. 1 определены из кривых блеска SS Cyg, построенных М. Мейолл [14].

Записи спектров были получены на саморегистрирующем микрофотометре с увеличением в 40 раз. На рис. 1 приводятся примеры этих записей.

Таблица 1

СПЕКТРАЛЬНЫЕ НАБЛЮДЕНИЯ ОБЛАСТИ SS Cyg

| Дата | n | Сорт пластинок | Телескоп | Экспозиция (мин) | m |
|-------------|-----|----------------|----------|------------------|-------------------|
| 1961 | | | | | |
| 16 сентября | 4 | Kodak OaO | 8" | 10 | 8 ^m .6 |
| 19 " | 2 | " | " | 7 | 8.5 |
| 20 " | 2 | " | " | 10 | 8.6 |
| 21 " | 2 | " | " | 10 | 8.6 |
| 1962 | | | | | |
| 1 августа | 1 | Agfa Spezial | 40" | 15 | 11.9 |
| 4 " | 1 | " | " | 10 | 11.8 |
| 5 " | 1 | " | " | 11 | 11.7 |

Калибровка спектрограмм производилась с помощью отпечатков трубочного фотометра. При измерениях спектрограмм, соответствующих максимуму блеска, звездой сравнения служила HD 207219 ($m_{pg} = 9.5$, спектр G5), а минимуму блеска — безымянная звезда с координатами $\alpha = 21^h 38^m 6$, $\delta = 43^\circ 06'$ ($m_{pg} = 11.6$, спектр G5 по нашей глазомерной оценке).

Звезды сравнения находятся недалеко от исследуемой звезды, и, поэтому, нами не учтено дифференциальное атмосферное поглощение.

Исследуемая спектральная область охватывает интервал $\lambda\lambda 3700$ — 4800 в максимуме блеска звезды и $\lambda\lambda 3550$ — 5000 в минимуме. Общая методика обработки спектрограмм описана в [15, 16].

Результаты. Наши наблюдения показывают, что при переходе от минимума блеска к максимуму в спектре SS Cyg происходят значительные изменения.

В минимуме звезда имеет слабый непрерывный спектр с сильными эмиссионными линиями. Водородные линии очень сильны и могут быть прослежены до H_9 — H_{10} , остальные линии сливаются в непрерывную водородную эмиссию. Линия $\lambda 4686$ ионизованного гелия слаба. Видны линии K Ca II*, $\lambda 4026$ и $\lambda 4471$ гелия.

* Линия H CaII сливается с H.

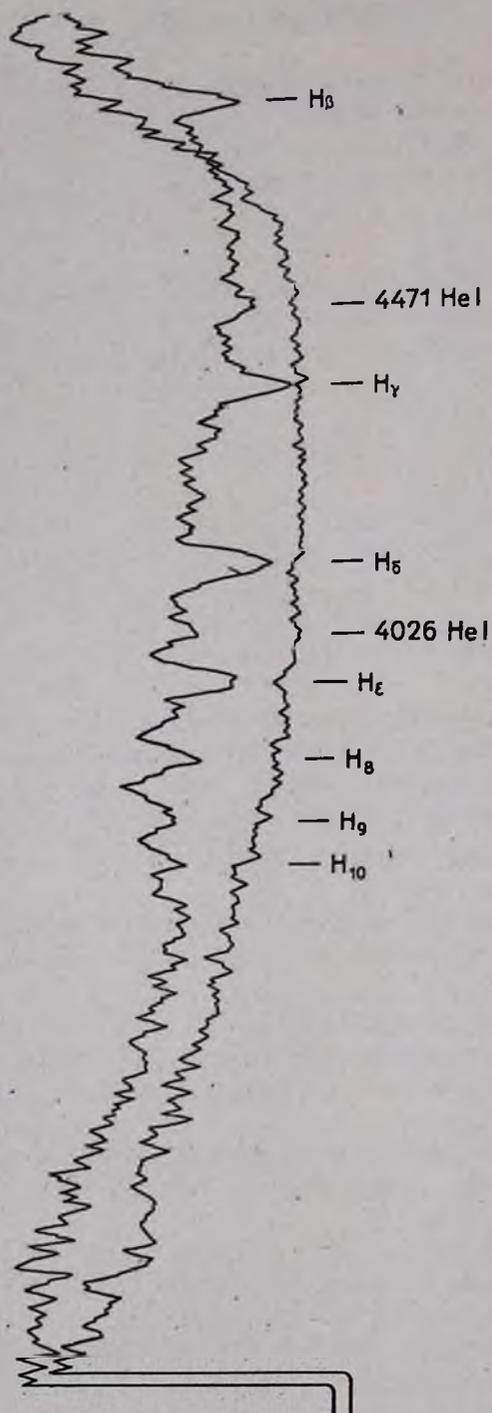


Рис. 1. Примеры записей спектра SS Cyg: в максимуме (вверху) и минимуме (внизу) блеска.

Судя по спектрограммам, полученным во время максимума блеска, с возрастанием блеска звезды усиливается ее непрерывный спектр и уже в максимуме с большим трудом можно выделить некоторые водородные линии поглощения.

Два из наших наблюдений, за 29 и 30 сентября 1961 года, приходятся на период спада блеска. К сожалению, соответствующие спектрограммы SS Cyg обработать не удалось ввиду их сильной недодержанности. На спектрограммах отчетливо видно, что непрерывный спектр звезды в этот период был слаб, а в коротковолновой части спектра уже заметны эмиссионные линии.

Значения относительных интенсивностей в логарифмической шкале (SS Cyg — звезда сравнения) для всех наших наблюдений приводятся в табл. 2 (максимум) и 3 (минимум). Эти разности даны для волновых чисел, указанных в первой строке.

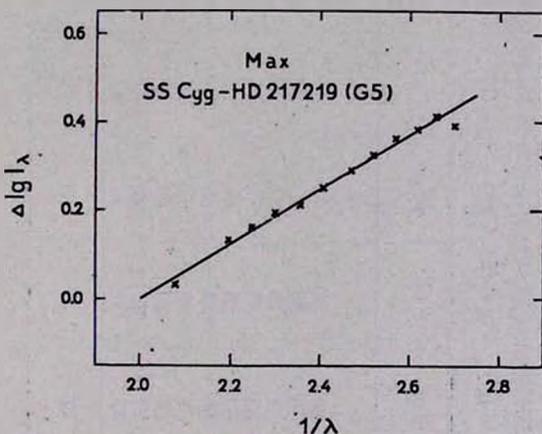


Рис. 2. Относительное распределение энергии в непрерывном спектре SS Cyg в период максимума блеска, усредненное для 10 наблюдений.

Рис. 2 иллюстрирует относительное распределение энергии SS Cyg в максимуме блеска, усредненное для 10 наблюдений (табл. 2). Оно удовлетворительно представляется прямолинейной зависимостью от $1/\lambda$ (звезда сравнения HD 207219 — G 5). Это свидетельствует о том, что в период максимального блеска непрерывное излучение SS Cyg в рассматриваемой области спектра нормальное и может быть представлено планковской кривой. Соответствующий относительный спектрофотометрический градиент (-0.6) указывает на спектрофотометрическую температуру, несколько более высокую, чем у звезды сравнения HD 207219.

Таблица 2

ЗНАЧЕНИЯ ВЕЛИЧИНЫ $100 (\Delta \lg I_{\lambda} + 0.2)$ В МАКСИМУМЕ БЛЕСКА SS Cyg

$$\Delta \lg I_{\lambda} = \lg I_{\lambda}(\text{SS Cyg}) - \lg I_{\lambda}(\text{HD 207219} - \text{G5})$$

| Дата \ $1/\lambda$ | 2.08 | 2.20 | 2.25 | 2.30 | 2.36 | 2.41 | 2.47 | 2.52 | 2.57 | 2.62 | 2.66 | 2.70 |
|--------------------|------|------|------|------|------|------|------|------|------|------|------|------|
| 16 сентября 1961 | 21 | 33 | 36 | 38 | 42 | 47 | 51 | 57 | 62 | 64 | 67 | — |
| 16 . | 2 | 12 | 16 | 20 | 23 | 26 | 30 | 35 | 40 | 43 | 46 | 48 |
| 16 . | 21 | 31 | 34 | 39 | 41 | 46 | 52 | 56 | 60 | 64 | 66 | 67 |
| 16 . | 29 | 33 | 35 | 36 | 39 | 41 | 45 | 49 | 53 | 57 | 63 | — |
| 19 . | 40 | 56 | 62 | 65 | 68 | 69 | 72 | 74 | 76 | 76 | 77 | — |
| 19 . | 34 | 45 | 50 | 53 | 56 | 58 | 61 | 65 | 67 | 68 | 71 | 73 |
| 20 . | 29 | 37 | 38 | 40 | 42 | 48 | 52 | 54 | 56 | 57 | 58 | 60 |
| 20 . | 8 | 24 | 26 | 29 | 32 | 37 | 40 | 46 | 52 | 54 | — | — |
| 21 . | 14 | 22 | 24 | 26 | 28 | 31 | 37 | 40 | 44 | 46 | 46 | 48 |
| 21 — | 27 | 34 | 37 | 39 | 41 | 43 | 46 | 48 | 50 | 53 | 57 | 59 |
| Среднее | 23 | 33 | 36 | 39 | 41 | 45 | 49 | 52 | 56 | 58 | 61 | 59 |

Таблица 3

ЗНАЧЕНИЯ ВЕЛИЧИНЫ $100 (\Delta \lg I_{\lambda} + 0.5)$ В МИНИМУМЕ БЛЕСКА SS Cyg

$$\Delta \lg I_{\lambda} = \lg I_{\lambda}(\text{SS Cyg}) - \lg I_{\lambda}(\text{G5})^*$$

| Дата \ I/λ | 1.99 | 2.03 | 2.10 | 2.15 | 2.22 | 2.30 | 2.37 | 2.42 | 2.47 | 2.51 | 2.55 | 2.58 | 2.61 | 2.64 | 2.67 | 2.70 | 2.73 | 2.76 | 2.79 | 2.88 |
|--------------------|------|------|------|------|------|------|------|------|------|------|------|------|------|------|------|------|------|------|------|------|
| 1962 | | | | | | | | | | | | | | | | | | | | |
| 1 августа | 12 | 6 | 10 | 5 | 7 | 14 | 12 | 18 | 24 | 29 | 33 | 33 | 38 | 44 | 50 | 51 | 59 | 57 | 64 | 64 |
| 4 | 31 | 26 | 32 | 30 | 30 | 31 | 26 | 25 | 26 | 30 | 35 | 41 | 46 | 52 | 58 | 66 | 80 | — | — | — |
| 5 | 24 | 26 | 26 | 29 | 33 | 31 | 32 | 32 | 34 | 39 | 40 | 39 | 46 | 53 | 62 | 68 | 70 | 69 | 68 | 76 |
| Среднее | 22 | 19 | 23 | 21 | 23 | 25 | 23 | 25 | 28 | 33 | 36 | 38 | 43 | 50 | 57 | 62 | 70 | 63 | 66 | 70 |

*) Безымянная звезда: $\alpha = 21^{\text{h}}38^{\text{m}}6$, $\delta = 43^{\circ}06'$.

Совершенно отличную картину мы имеем в минимуме блеска звезды. В этот период (звезда сравнения класса G5: $\alpha = 21^{\text{h}} 38^{\text{m}} 6$, $\delta = 43^{\circ} 06'$) относительное распределение энергии в непрерывном спектре SS Cyg невозможно представить одной планковской кривой (рис. 3). Относительная интенсивность излучения, начиная примерно с $1/\lambda \approx 2.4$, резко возрастает вплоть до коротковолнового предела наших измерений. Поэтому в этом случае для представления наблюдаемого распределения требуются по крайней мере две планковские кривые для спектральных областей до и после указанного волнового числа.

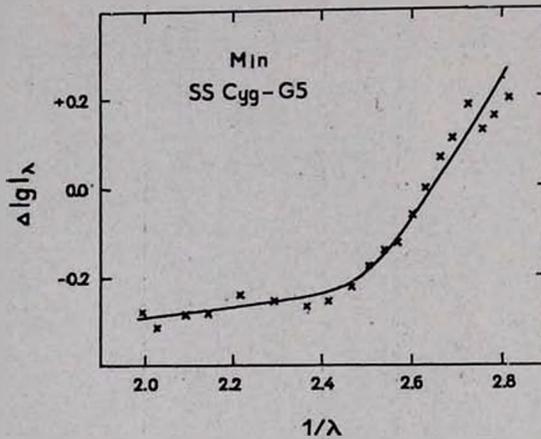


Рис. 3. Относительное распределение энергии в непрерывном спектре SS Cyg в период минимума блеска, усредненное для 3 наблюдений.

Используя абсолютное распределение в непрерывном спектре Солнца [17], при допущении об идентичности его с распределением для наших звезд сравнения, на рис. 4 построено распределение энергии в непрерывном спектре SS Cyg по усредненным данным табл. 2 и 3 в условных единицах (интенсивность излучения при $\lambda 4000$ принята равной единице). Сравнения этих кривых с кривыми, построенными для звезд спектральных классов O8 [18] и A0 [12] показывает, что в максимуме блеска непрерывное излучение SS Cyg близко к излучению нормальной A-звезды, с небольшим избытком в конце коротковолновой области спектра. Между тем в минимуме блеска SS Cyg это распределение аномальное: интенсивность излучения в коротковолновой области спектра звезды в этот период растет заметно быстрее, чем у высокотемпературной звезды класса O8.

Обсуждение. Приведенные выше данные, характеризующие непрерывное излучение SS Cyg, определенно указывают на присутст-

вие в его составе, в период минимума блеска, избыточного коротковолнового испускания. В период максимума блеска это избыточное испускание либо составляет незначительную долю всего излучения, либо вовсе отсутствует. Рис. 4, вероятно, свидетельствует в пользу первой из этих возможностей.

Более отчетливо это следует из наблюдений Хиндерера [11]. Они показывают, что коротковолновое избыточное излучение постоянно

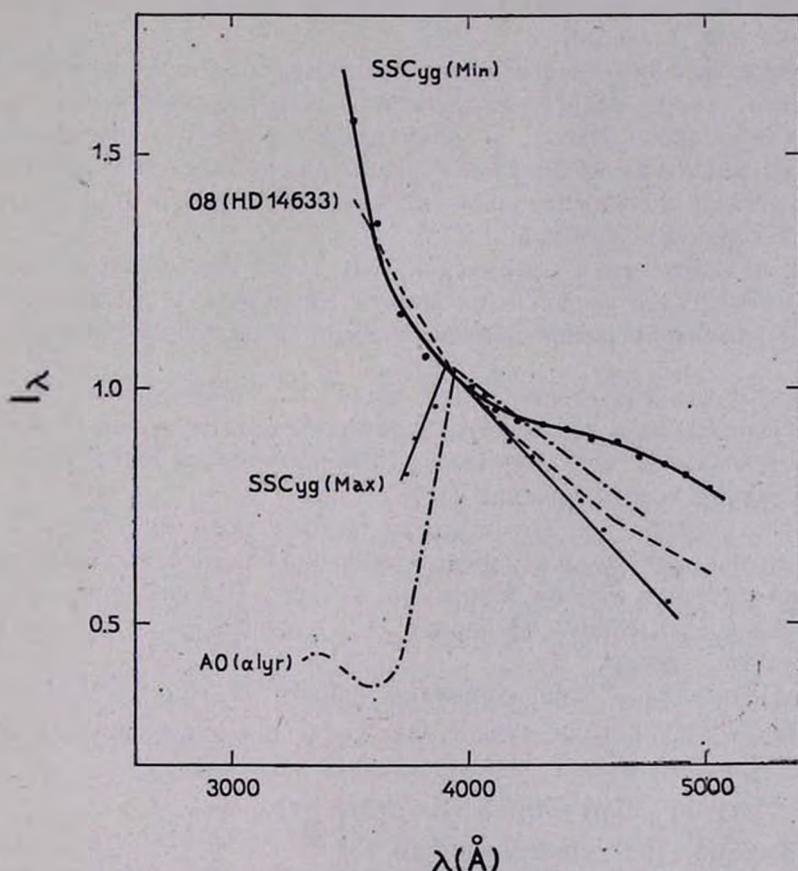


Рис. 4. Абсолютное распределение энергии в спектре SS Cyg. Для сравнения приведены распределения для O8-звезды и A0-звезды. Интенсивность у λ 4000 принята за единицу.

присутствует в спектре SS Cyg независимо от яркости звезды. На всех графиках зависимости Δm от $1/\lambda$ (звезда сравнения BD + 44° 3840, спектрального класса B 5), представленных в работе Хиндерера [11], наблюдается отклонение от прямолинейного хода в коротковолновой области спектра около $1/\lambda \approx 2.4$, в смысле сильного возрастания

интенсивности непрерывного излучения SS Cyg. Это возрастание особенно резко в минимуме блеска звезды, когда относительная интенсивность коротковолнового избыточного излучения велика.

Вместе с этим в минимуме блеска звезды указанное отклонение от прямолинейного хода, то есть проявление избыточного излучения, начинается при значительно более длинных волнах, чем в максимуме. Согласно [11], в максимуме блеска оно наступает при $1/\lambda \approx 2.6$, в то время как в минимуме блеска имеются случаи, когда она начинается уже при $1/\lambda \approx 2.3$.

Заслуживает серьезного внимания тот факт, что возрастание интенсивности непрерывного излучения к коротковолновому концу спектра аномально резкое. В некоторых случаях (в особенности, в периоды минимума яркости) оно настолько резкое, что не может быть объяснено дополнительным высокотемпературным тепловым излучением горячего спутника.

Нам кажется, что об этом свидетельствует как наш рис. 4, так и упомянутые выше графики из работы Хиндерера [11], представляющие относительное распределение энергии в непрерывном спектре SS Cyg.

Следует отметить также, что, даже в длинноволновой области спектра, наблюдаемая зависимость спектрофотометрической температуры от яркости SS Cyg значительно отклоняется от ожидаемой для случая планковского излучения [11].

Можно думать, что это подтверждается также необычными изменениями цвета SS Cyg в коротковолновой области спектра во время колебаний блеска в период минимума. В табл. 4 приведены данные, заимствованные из работы Цукерман [12] и относящиеся к этому периоду яркости звезды.

Согласно табл. 4, при изменении яркости SS Cyg на $\Delta V = 0.55$ (от 12^m05 до 11^m50) в желтых лучах, яркость в синих и ультрафиолетовых лучах возрастает, соответственно, на величину

$$\Delta B = 0.785 \quad \text{и} \quad \Delta U = 1.43.$$

Для отношения амплитуд имеем

$$\frac{\Delta B}{\Delta V} = 1.4, \quad \frac{\Delta U}{\Delta B} = 1.8, \quad \frac{\Delta U}{\Delta V} = 2.6.$$

Если учесть, что при тепловом излучении эти отношения не могут превышать, соответственно, 1.3, 1.2 и 1.5*, то отсюда следует, что наблюдаемые изменения яркости SS Cyg невозможно объяснить высокотемпературным избыточным излучением.

* Предельные значения указанных отношений вычислены для монохроматических звездных величин: U (λ 3600), B (λ 4200) и V (λ 5400).

Таблица 4

ЗАВИСИМОСТЬ МЕЖДУ
ЯРКОСТЬЮ И ЦВЕТОМ SS Cyg

| V | $B-V$ | $U-B$ |
|-------|--------|--------|
| 12.05 | +0.795 | -0.20 |
| 12.00 | 0.76 | -0.33 |
| 11.95 | 0.74 | -0.43 |
| 11.90 | 0.71 | -0.49 |
| 11.86 | 0.70 | -0.54 |
| 11.85 | 0.69 | -0.545 |
| 11.80 | 0.66 | -0.60 |
| 11.75 | 0.64 | -0.665 |
| 11.70 | 0.63 | -0.72 |
| 11.65 | 0.61 | -0.75 |
| 11.60 | 0.59 | -0.79 |
| 11.55 | 0.57 | -0.81 |
| 11.50 | 0.56 | -0.845 |

Вычисления, основанные на данных об изменениях между соседними строчками табл. 4, показывают, что отношения $\frac{\Delta U}{\Delta B}$ и $\frac{\Delta U}{\Delta V}$ во всех случаях, а отношение $\frac{\Delta B}{\Delta V}$ в большинстве случаев также превышают эти предельные значения для теплового излучения.

Таким образом, коротковолновое избыточное излучение, наблюдаемое в спектре SS Cyg, обладает свойствами, приближающимися к свойствам непрерывной эмиссии, наблюдаемой в спектрах звезд типа Т Тау и примыкающих к ним звезд [20, 21]. В частности, начало его проявления скользит по спектру, перемещаясь в сторону длинных волн, при усилении ее относительной интенсивности [22 — 24], а возрастание интенсивности более резкое, чем может быть при тепловом или синхротронном излучении [18, 24].

Исходя из вышеизложенного, трудно согласиться с интерпретацией SS Cyg Цукерман [12], связывающей вспышки звезды с изменениями лишь температуры горячего ее спутника.

Приведенные данные трудно согласовать, по-видимому, также с точкой зрения Гринштейна [13], согласно которой звезды типа U Gem находятся в конце звездной эволюции. Присутствие коротковолнового избыточного излучения нетепловой природы в непрерывном спектре звезд во всех до сих пор известных случаях рассматривалось как явление, обусловленное их молодостью [20, 21]. Этому представлению, вероятно, не противоречит и расположение компонентов звезд типа U Gem на диаграмме Герцшпунга-Рессела существен-

но ниже главной последовательности [13]. В недавней работе Г. Аро и Э. Чавира [25] приводятся свидетельства о существовании значительного числа молодых вспыхивающих звезд, расположенных ниже главной последовательности.

Бюраканская астрофизическая
обсерватория

ON CONTINUOUS RADIATION OF SS Cyg

L. V. MIRZOYAN, N. L. KALLOGHLIAN

The energy distribution in continuous spectrum of SS Cyg has been studied. The objective-prism spectrograms taken with 8" and 40" Schmidt cameras of the Byurakan astrophysical observatory have been used. The presence of a short-wave excess radiation of non-thermal origin (continuous emission) in continuous spectrum of the star during its minimum brightness has been detected. It has been shown, that the earlier observations of Hinderer [11] and Zuckermann [12] were in agreement with this result and showed the existence of a continuous emission in spectrum of the star, sometimes during maximum brightness as well.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. В. Г. Горбацкий, И. Н. Минин, Нестационарные звезды, М. 1963, стр. 320.
2. G. Grant, Ap. J., 122, 566, 1955.
3. M. C. Zuckermann, Mem. Soc. Roy. Sci. Liege, quatrième serie, 20, 237, 1958.
4. К. К. Чуваев, Изв. КрАО., 28, 141, 1962.
5. M. F. Walker, Non-Stable Stars, Cambridge Univ. Press, 1957, p. 46.
6. G. Grant, H. A. Abt, Ap. J., 129, 323, 1959.
7. G. Wallerstein, Publ. A. S. P., 71, 316, 1959.
8. A. Joy, Ap. J., 124, 317, 1956.
9. А. Джой, Нестационарные звезды, АН Арм. ССР, Ереван, 1957, стр. 137.
10. С. Т. Elvey, H. W. Babcock, Ap. J., 97, 412, 1943.
11. F. Hinderer, Astr. Nachr., 277, 193, 1949.
12. M. C. Zuckermann, Ann. d'Astrophys., 24, 431, 1961.
13. J. Greenstein, Stellar Atmospheres, Chicago, 1960, p. 684.
14. M. Mayall, J. Roy. Astr. Soc., 56, 133, 1956; 57, 125, 1957.
15. Л. В. Мирзоян, Сообщ. Бюр. обс., 19, 43, 1956.
16. Л. В. Мирзоян, Э. С. Казарян, Астрофизика, 1, 213, 1965.
17. А. Унзольд, Физика звездных атмосфер, ИЛ., М., 1949, стр. 49.
18. К. Н. Вёлт, Zs. f. Astrophys., 43, 245, 1957.
19. И. Н. Глушневa, Автореферат, МГУ, 1964.
20. В. А. Амбарцумян, Сообщ. Бюр. обс., 13, 1954.
21. В. А. Амбарцумян, К симпозиуму по нестационарным звездам, АН СССР, М., 1955, стр. 5.
22. Л. В. Мирзоян, ДАН СССР, 105, 928, 1955.
23. L. V. Mirzoyan, Mem. Soc. Roy. Sci. Liege, quatrième serie, 20, 274, 1958.
24. Л. В. Мирзоян, ДАН СССР, 119, 667, 1958.
25. G. Haro, E. Chavira, Flare Stars in Stellar aggregates of different ages, Tonantzintla Observatory, preprint, 1964.

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР
АСТРОФИЗИКА

ТОМ 1

ДЕКАБРЬ, 1965

ВЫПУСК 4

НЕКОТОРЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ СПЕКТРОФОТОМЕТРИЧЕСКОГО
ИССЛЕДОВАНИЯ V 444 ЛЕБЕДЯ

Н. Л. ИВАНОВА, Р. Х. ОГАНЕСЯН, Р. А. ЕПРЕМЯН

Поступила 2 ноября 1965

В работе даны результаты спектрофотометрического исследования спектрально-двойной звезды V 444 Лебеда. После исправления абсолютных градиентов за межзвездное поглощение был установлен следующий характер изменения в распределении энергии звезды с изменением фазы:

1. Цветовая температура V 444 Лебеда в максимуме блеска соответствует в фотографической области температуре звезд типа A 2 ($\Phi_1 = 1.25$, $T_1 = 12000^\circ$), а в ультрафиолетовой — спектральному типу E0 ($\Phi_2 = 0.75$, $T_2 = 20000^\circ$).

2. В течение главного и вторичного минимумов наблюдается понижение цветовой температуры.

3. Отчетливо выраженное понижение цветовой температуры как в фотографической, так и в ультрафиолетовой областях наблюдается в фазе 0.4.

1. *Вводное замечание.* Спектрально-двойная звезда V 444 Лебеда (HD 193576, $\alpha = 20^h 15^m 8$, $\delta = +38^\circ 25'$, $m_{pg} = 8.3 - 8.6$) входит в состав известной ассоциации вокруг Р Лебеда.

Система V 444 Лебеда состоит из звезды раннего типа (спектр около O6) и звезды Вольфа-Райе (тип WN5), обращающихся с периодом 4.212 дней по круговой орбите вокруг их общего центра тяжести.

После открытия Вилсоном [1] двойной природы, звезда V 444 Лебеда стала предметом многочисленных исследований. Спектральные наблюдения были сделаны Вилсоном [1], Билсом [2] и другими. Гапошкин [3], на основании предварительных фотографических наблюдений, сообщил о затменной природе изменения яркости этой звезды. Крон и Гордон [4] получили фотоэлектрическую кривую, которая позволила им высказать предположение, что компонента Вольфа-Райе имеет обширную полупрозрачную оболочку, ослабляющую в главном минимуме свет O-звезды. Копал и Шепли [5], изучив кривую блеска

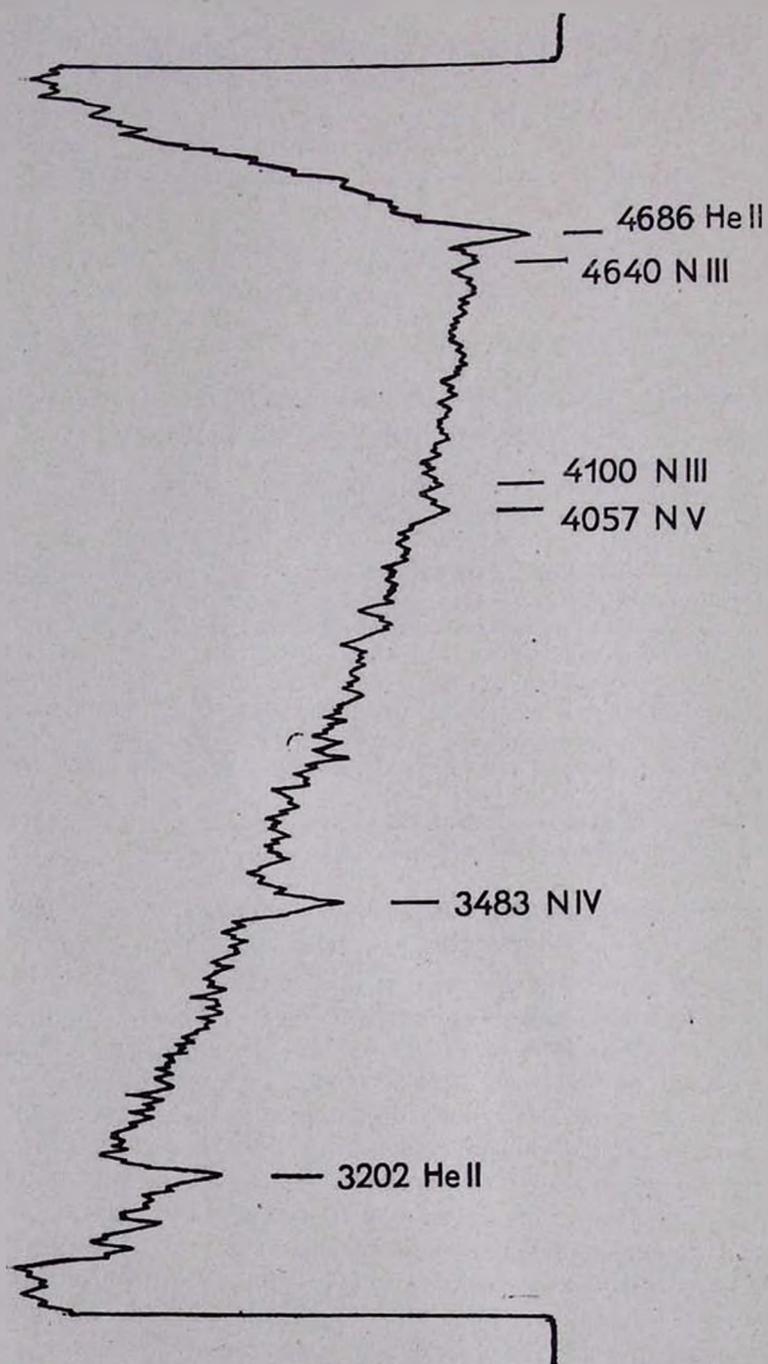


Рис. 1.

вблизи главного минимума, пришли к выводу о наличии электронного рассеяния в протяженной оболочке звезды Вольфа-Райе.

Относительно большое число работ было посвящено исследованию распределения энергии в спектре звезды, однако результаты, полученные разными авторами, отличаются между собой примерно в три раза в шкале звездных температур. Эти расхождения, по-видимому, обусловлены ошибками в учете межзвездного поглощения и затруднениями при проведении непрерывного спектра.

Целью настоящей работы является исследование распределения энергии в сложной системе V 444 Лебеда и выяснение вопроса, изменятся ли каким-либо образом это распределение в зависимости от фазы.

2. Наблюдательный материал, обработка, результаты. Наблюдательный материал был получен на 10" телескопе АСИ-5 Бюраканской обсерватории в октябре 1956 г. (использовались пластинки Agfa Astroplatten, экспозиция 35—45 минут) и в октябре 1964 г. (пластинки Agfa spezial, экспозиция 13 минут).

Звездой сравнения в 1956 году служила α Лиры (абсолютные градиенты $\Phi_1 = 1.00$, $\Phi_2 = 1.39$, A0 [6]), а в 1964 году — она же и дополнительно звезда HD 193681 ($\alpha = 20^h 16^m 5$, $\delta = +38^\circ 31'$, $m_{pg} = 8.6$). Для последней, однако, величины Φ_1 и Φ_2 не были известны и были определены нами, посредством сравнения ее с α Лиры. Полученные таким образом абсолютные градиенты HD 193681 оказались равными: $\Phi_1 = 1.00$ и $\Phi_2 = 0.70$.

Спектры были обработаны на Бюраканском универсальном микрофотометре с увеличением в 10 раз. На рис. 1 приводится одна из записей спектра V 444 Лебеда. Здесь отчетливо видны линии 4686 HeII, 4640 N III, 4100 N III, 4057 N IV, а в ультрафиолете — 3483 N IV и 3202 He II.

В табл. 1 приводятся абсолютные градиенты V 444 Лебеда для спектральных областей 3900—4550 Å (Φ_1) и 3200—3750 Å (Φ_2), полученные на основе сравнения с двумя упомянутыми выше звездами. Как в фотографической области, так и в ультрафиолете имеем, в среднем, удовлетворительное совпадение результатов, полученных по двум звездам.

При сравнении V 444 Лебеда с HD 193681 не было необходимости вводить поправки за атмосферное поглощение, так как эта звезда находится рядом с исследуемой. При сравнении с α Лиры использовались спектры, полученные на небольших зенитных расстояниях и при разнице Δz между сравниваемыми звездами не более 5° . Тем не менее

небольшие поправки за атмосферное поглощение были введены обычным способом [7].

3. *Учет влияния межзвездного поглощения на распределение энергии.* В связи с тем, что V 444 Лебеда находится в области, в направлении которой имеется значительное межзвездное поглощение,

Таблица 1

| № | Время наблюдения (в юлианских днях) | Φ_1 | | Φ_2 | |
|----|--|------------------|-----------|------------------|-----------|
| | | Звезда сравнения | | Звезда сравнения | |
| | | α Лирь | HD 193681 | α Лирь | HD 193681 |
| 1 | 2435749.1354 | 2.38 | — | 1.39 | — |
| 2 | 749.1770 | 2.40 | — | 1.39 | — |
| 3 | 750.1722 | 2.38 | — | 1.33 | — |
| 4 | 752.1667 | 2.63 | — | 1.33 | — |
| 5 | 753.1687 | 2.23 | — | 1.39 | — |
| 6 | 770.1979 | 2.40 | — | 1.39 | — |
| 7 | 771.1944 | — | — | 1.39 | — |
| 8 | 772.1931 | 2.72 | — | 1.39 | — |
| 9 | 774.1667 | 2.60 | — | 1.39 | — |
| 10 | 775.1819 | — | — | 1.39 | — |
| 11 | 776.1806 | 2.48 | — | 1.39 | — |
| 12 | 2438672.2396 | 2.49 | 2.15 | 2.08 | 2.15 |
| 13 | 672.2500 | 2.79 | 2.35 | 1.87 | 1.94 |
| 14 | 672.2917 | 2.68 | 2.31 | 1.39 | 1.41 |
| 15 | 675.2500 | 2.20 | 2.38 | 1.67 | 1.62 |
| 16 | 675.2597 | 2.38 | 2.38 | 1.39 | 1.62 |
| 17 | 675.2688 | 2.54 | 2.43 | 1.02 | 1.16 |
| 18 | 675.2840 | 2.38 | 2.45 | 1.71 | 1.80 |
| 19 | 676.2007 | 2.29 | 2.61 | 1.69 | 1.33 |
| 20 | 676.2535 | 2.84 | 2.93 | — | 1.46 |
| 21 | 676.2722 | 2.90 | 3.02 | 1.92 | 1.78 |
| 22 | 677.2424 | 2.61 | 2.50 | 1.39 | 1.96 |
| 23 | 677.2618 | 2.84 | 2.84 | 1.39 | 1.85 |

в полученное распределение энергии были внесены соответствующие поправки за это поглощение. Эти поправки находились двумя способами:

а) Использовался закон покраснения в спектральном диапазоне 3450 — 8000 Å, полученный Нэнди [8] для области в созвездии Лебеда, в центральной части которой как раз расположена исследуемая нами звезда. Кривые покраснения были выведены им путем сравнения умеренно и в значительной степени покрасневших O и ранних B-звезд до 10-ой величины.

Используя данные табл. 12 вышеупомянутой работы, мы построили график зависимости межзвездного поглощения Δm_λ от $1/\lambda$ для фотографической и ультрафиолетовой областей. Из этого графика мы

взяли значения Δm , непосредственно для тех длин волн, по которым определялось относительное распределение энергии в звезде V 444 Лебеда.

Исправленные за межзвездное поглощение градиенты Φ_1 и Φ_2 приведены в табл. 2. Так как в этом случае мы исходили из средней кривой поглощения, полученная спектрофотометрическая температура может несколько отличаться от истинной.

Таблица 2

| № | Φ_1 | Φ_2 | Φ_1^* | Φ_2^* |
|----|----------|----------|------------|------------|
| 1 | 1.78 | 0.70 | 1.36 | 0.75 |
| 2 | 1.80 | 0.70 | 1.38 | 0.70 |
| 3 | 1.78 | 0.63 | 1.36 | 0.79 |
| 4 | 1.94 | 0.63 | 1.61 | 0.79 |
| 5 | 1.69 | 0.70 | 1.21 | 0.75 |
| 6 | 1.80 | 0.70 | 1.38 | 0.75 |
| 7 | — | 0.70 | — | 0.75 |
| 8 | 2.00 | 0.70 | 1.60 | 0.75 |
| 9 | 1.92 | 0.70 | 1.58 | 0.75 |
| 10 | — | 0.70 | — | 0.75 |
| 11 | 1.84 | 0.70 | 1.46 | 0.75 |
| 12 | 1.85 | 1.40 | 1.47 | 1.44 |
| 13 | 2.04 | 1.18 | 1.77 | 1.23 |
| 14 | 1.97 | 0.70 | 1.66 | 0.75 |
| 15 | 1.67 | 0.97 | 1.18 | 1.03 |
| 16 | 1.78 | 0.70 | 1.36 | 0.75 |
| 17 | 1.88 | — | 1.52 | — |
| 18 | 1.78 | 1.02 | 1.36 | 1.07 |
| 19 | 1.72 | 1.00 | 1.27 | 1.05 |
| 20 | 2.08 | — | 1.82 | — |
| 21 | 2.12 | 1.24 | 1.88 | 1.28 |
| 22 | 1.93 | 0.70 | 1.59 | 0.75 |
| 23 | 2.08 | 0.70 | 1.82 | 0.75 |

б) Поправки к градиентам за межзвездное поглощение были определены также по способу Мирзояна [9], согласно которому поправка градиента $\Delta\Phi = A \cdot \text{ИЦ}$, где коэффициент A представляет собой произведение двух множителей, зависящих от законов поглощения в области эффективных длин волн системы избытков цвета и в области определения спектрофотометрических градиентов, а ИЦ — избыток цвета исследуемой звезды.

Для коэффициента A были приняты определенные в системе цветов Стеббинса значения [9]:

$$A = 2.88 \text{ для } \lambda \text{ 4250 и}$$

$$A = 1.88 \text{ для } \lambda \text{ 3500.}$$

Так как избыток цвета для V 444 Лебеда не определялся, мы вынуждены были взять среднее значение из избытков цвета, приве-

денных в работе [8] нижеследующих четырех звезд, расположенных близко к исследуемой звезде и входящих, как и V 444 Лебеда, в состав ассоциации вокруг Р Лебеда:

| | α | δ | Спектр | E_{B-V} |
|-----------|-----------------------------------|----------|---------|-----------|
| HD 194094 | 20 ^h 18 ^m 7 | + 38°14' | O9III | 0.90 |
| HD 228841 | 20 14.8 | + 38 34 | O 7.5 p | 0.89 |
| HD 228943 | 20 16.1 | + 38 17 | B0II | 1.21 |
| HD 228989 | 20 16.7 | + 38 23 | O8 Vlll | 1.08 |

Принимая, в среднем, для E_{B-V} значение 1.02, получаем, после перехода к системе показателей цвета C_1 Стеббинса [10], поправки для абсолютных градиентов: $\Delta \Phi_1 = 1.02$ и $\Delta \Phi_2 = 0.64$.

Приведенные в табл. 2 градиенты Φ_1 и Φ_2 , полученные после исправления соответствующих градиентов табл. 1 (даны только результаты сравнения с α Лиры), в ультрафиолетовой области почти совпадают с градиентами, исправленными за межзвездное поглощение по первому способу, а в фотографической области имеется систематическое расхождение.

4. *Изменение градиентов в зависимости от фазы.* Принимая, что абсолютные градиенты, исправленные за межзвездное поглощение по второму способу, более близки к истинным, построим график изменения Φ_1 и Φ_2 в зависимости от фазы (рис. 2). На основании этого графика удалось установить следующий характер изменения распределения энергии:

1. В максимуме блеска цветовая температура V 444 Лебеда в фотографической области примерно соответствует температурам звезд класса A2 ($\Phi_1 = 1.25$, $T_1 = 12\ 000^\circ$), а в ультрафиолете — спектральному классу B0 ($\Phi_2 = 0.75$, $T_2 = 20\ 000^\circ$).

2. Как в фотографической, так и в ультрафиолетовой областях наблюдается некоторое понижение цветовой температуры в фазе 0.125 (согласно Гапошкину [3], момент начала главного минимума) и в фазе 0.620 (начало вторичного минимума). К сожалению, имеющийся в нашем распоряжении наблюдательный материал не охватывает полностью периоды минимумов.

3. В фазе, равной 0.4, зафиксировано отчетливо выраженное понижение цветовой температуры в обеих областях спектра. Вероятно, это изменение находится в какой-то связи с обнаруженными вне минимумов колебаниями яркости в V 444 Лебеда [4].

Обнаруженные в данной работе изменения распределения энергии в звезде V 444 Лебеда с фазой, незамеченные ранее, возможно,

отчасти могут объяснить причину расхождений в значениях градиентов, полученных для этой звезды разными наблюдателями.

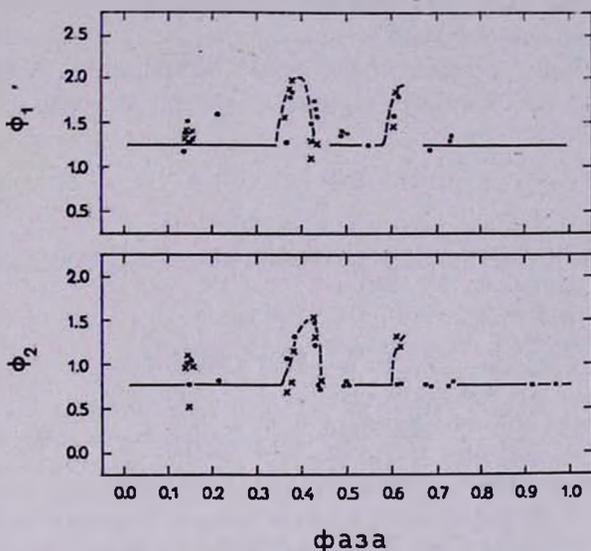


Рис. 2. Характер изменения Φ_1^* , Φ_2^* с фазой. Точки обозначают результаты сравнения V 444 Лебеда с α Лиры, крестики — со звездой HD 193681.

Подробное обсуждение результатов предполагается провести после получения и обработки более обширного наблюдательного материала.

Бюраканская астрофизическая
обсерватория

SOME RESULTS OF THE SPECTROPHOTOMETRIC INVESTIGATION OF V 444 CYG

N. L. IVANOVA, R. KH. HOVHANNISSIAN, R. A. YEPREMIAN

The results of spectrophotometric investigation of the spectral-binary V 444 Cyg are given.

After the correction of the absolute gradients for interstellar absorption the dependence of distribution of energy from the phase is revealed.

The following character of this variation was established:

1. The colour temperature of V 444 Cyg in photographic region during the maximum corresponds to the temperature of A2 type stars ($\Phi_1=1.25$,

$T_1 = 12000^\circ$) and in ultraviolet — to B 0 spectral type ($\Phi_2 = 0.75$, $T_2 = 20000^\circ$).

2. During the main and secondary minimums a decrease of colour temperature has been observed.

3. The definite decrease of the colour temperature is seen both in photographic and in ultraviolet regions in the phase equal to 0.4.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. *O. Wilson*, *Ap. J.*, **91**, 379, 1940; *Ap. J.*, **95**, 402, 1942.
2. *C. Beals*, *MN*, **104**, 205, 1944; *Ap. J.*, **104**, 160, 1946.
3. *S. Gaposchkin*, *Ap. J.*, **93**, 202, 1941.
4. *G. Kron*, *K. Gordon*, *Ap. J.*, **97**, 311, 1943.
5. *Z. Kopal*, *M. Shapley*, *Ap. J.*, **104**, 160, 1946.
6. *D. Chalonge*, *D. Barbier*, *Ann. d'Astrophys.*, **3**, № 2, 1940.
7. *Н. Иванова*, *Изв. АН Арм. ССР, физ-мат.* **6**, 87, 1953.
8. *K. Nandy*, *Publs. Roy. Obs. Edinburg*, **8**, п. 6, 1964.
9. *Л. Мирзоян*, *Изв. АН Арм. ССР, физ-мат.* **5**, 25, 1952.
10. *W. Morgan*, *D. Harris*, *H. Johnson*, *Ap. J.*, **118**, 92, 1953.

К ИССЛЕДОВАНИЮ СПЕКТРА RW ВОЗНИЧЕГО

Е. К. ХАРАДЗЕ, Р. А. БАРТАЯ

Поступила 12 октября 1965

Исследовано относительное распределение энергии в непрерывном спектре RW Возничего. Построены монохроматические кривые блеска Δm_{2450} , Δm_{4340} и Δm_{5550} . Рассмотрены изменения $B-V$ и $U-B$ в зависимости от блеска звезды. Результаты указывают на то, что ультрафиолетовая непрерывная эмиссия, в большей или меньшей степени, постоянно сопровождает излучение звезды; в связи с этим блеск звезды во все моменты в участке U больше, чем в B . Переменность же интегрального блеска звезды обусловлена в основном температурным излучением, то есть освобождение энергии происходит в основном в глубоких слоях фотосферы.

Известно, что одной из наиболее сложных и интересных проблем современной астрофизики является проблема об источниках излучения звезды и что представления о ядерных реакциях как о единственном источнике звездной энергии не могут объяснить всех явлений, обнаруживаемых наблюдениями [1, 2]. В этой связи особый интерес представляет собой изучение звезд класса RW Возничего. Исследования В. А. Амбарцумяна, П. Н. Холопова, А. Джоя, Дж. Хербига, Г. Аро весьма заметно продвинули вперед изучение звезд этого класса, но, тем не менее, многое в отношении их пока остается необъяснимым; до сих пор еще не оказалось возможным выработать единое мнение о природе непрерывной ультрафиолетовой эмиссии, наблюдаемой в спектрах этих звезд [3, 4].

Полнота изучения вопроса требует, естественно, выполнения по возможности непрерывных и продолжительных наблюдений над индивидуальными звездами данного класса. Эта необходимость обусловила проведение в 1962 году по инициативе Крымской астрофизической обсерватории кооперативных наблюдений над прототипом класса — звездой RW Возничего силами нескольких обсерваторий Советского Союза.

В Абастуманской обсерватории оказалось возможным накопление достаточно богатого спектрального материала. Он позволил нам получить интересные сведения о характеристиках переменности звезды и коротковолновой непрерывной эмиссии в ее спектре [5]. Однако тогда же была отмечена необходимость продолжать наблюдения над звездой, дабы иметь возможность полнее проследить за изменениями и распространить исследования также и на визуальный участок спектра, не вошедший в первую серию наблюдений.

Настоящая статья содержит результаты последующих наблюдений. Спектральный материал получен на 70 см менисковом телескопе с 8-ми градусной предобъективной призмой (дисперсия 166 \AA на 1 м.м около $H\gamma$; с коротковолновой стороны спектр простирается до 3500 \AA). Использовались, в основном, фотопластинки Кодак ОаО для фотографического и близкого ультрафиолетового участков (λ 4900—3500) и Кодак ОаF — для визуального и фотографического (λ 6600—3800). За 12 ночей получено 26 спектрограмм (табл. 1).

Таблица 1

| № | № негатива | Дата | Юлианские дни | Экспозиция (в минутах) | Среднее зенитное расстояние | Сорт фотопластинок |
|----|------------|-----------------|---------------|------------------------|-----------------------------|--------------------|
| 1 | 3738 | 18—19. XI. 1963 | 2438. . . | 35 | 39° | Кодак ОаО |
| 2 | 3742 | 19—20. XI | 342.588 | 30 | 15 | " |
| 3 | 3743 | | 343.383 | 37 | 10 | Кодак ОаF |
| 4 | 3744 | 20—21. XI | 344.314 | 40 | 22 | Агфа-Астро |
| 5 | 3745 | | 388 | 40 | 12 | Кодак ОаF |
| 6 | 3746 | | 435 | 60 | 10 | Агфа-Астро |
| 7 | 3756 | 21—22. XI | 345.407 | 40 | 10 | " |
| 8 | 3797 | 3—4. I. 1964 | 398.243 | 30 | 16 | Кодак ОаF |
| 9 | 3803 | 6—7. I | 401.308 | 15 | 11 | Кодак ОаО |
| 10 | 3804 | | 332 | 30 | 12 | Кодак ОаF |
| 11 | 3809 | 8—9. I | 403.265 | 20 | 11 | Кодак ОаО |
| 12 | 3810 | | 294 | 25 | 10 | Кодак ОаF |
| 13 | 3822 | 9—10. I | 404.256 | 20 | 12 | Кодак ОаО |
| 14 | 3823 | | 279 | 25 | 10 | Кодак ОаF |
| 15 | 3826 | | 339 | 10 | 16 | Кодак ОаО |
| 16 | 3837 | 10—11. I | 405.265 | 20 | 11 | " |
| 17 | 3838 | | 292 | 30 | 10 | Кодак ОаF |
| 18 | 3840 | | 336 | 10 | 16 | Кодак ОаО |
| 19 | 3848 | 11—12. I | 406.266 | 20 | 15 | " |
| 20 | 3849 | | 292 | 25 | 11 | Кодак ОаF |
| 21 | 3850 | | 314 | 10 | 12 | Кодак ОаО |
| 22 | 3851 | | 342 | 24 | 20 | " |
| 23 | 3858 | 13—14. I | 408.273 | 20 | 10 | " |
| 24 | 3859 | | 296 | 30 | 11 | Кодак ОаF |
| 25 | 3875 | 14—15. I | 409.257 | 20 | 10 | Кодак ОаО |
| 26 | 3876 | | 285 | 29 | 11 | Кодак ОаF |

Обработка спектрограмм осуществлялась в порядке, описанном в [5], с той разницей, что в данном случае кривые распределения энергии объемлют также и визуальный участок спектра.

Табл. 2 содержит данные, характеризующие распределение энергии в непрерывном спектре RW Возничего относительно звезды спектрального класса F6 (звезда „с“ по [5], фото 1).

В [5] были представлены кривые распределения энергии для фотографического и ультрафиолетового участков. Мы сочли излишним повторить их здесь и дали относительные спектрофотометрические градиенты $\Delta\Phi_1$, $\Delta\Phi_2$, $\Delta\Phi_3$ для ультрафиолетового (λ 3970 — 3580), фотографического (λ 4860 — 4030) и визуального (λ 6560 — 5100) участков соответственно (табл. 3). По виду кривых энергии мы нашли возможным охарактеризовать спектрофотометрическим градиентом также и ультрафиолетовый участок.

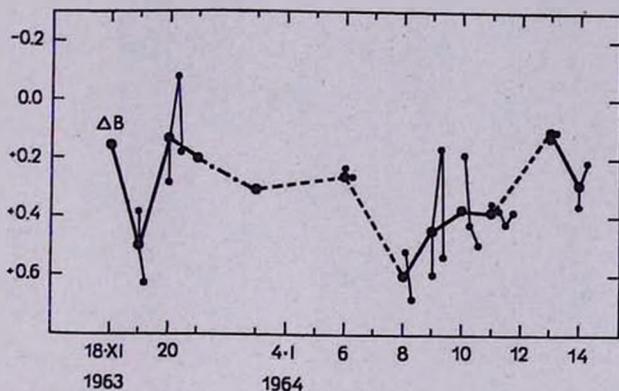


Рис. 1.

Табл. 3 не требует пояснений. Заметим лишь, что монохроматические величины Δm_{3850} , Δm_{4340} , Δm_{5550} (звезда сравнения — типа F6) мы условно приняли за величины ΔU , ΔB , ΔV и по ним составили показатели цвета $\Delta(U - B)$ и $\Delta(B - V)$.

Блеск звезды за период наблюдений не менялся в больших пределах. Это хорошо видно на рис. 1, где представлена кривая монохроматического блеска ΔB — величины, для которой мы имеем наибольшее количество наблюдений (табл. 3). Как видим, в ночи 20.XI.1963, 9.I, 10.I.1964 имели место вспышки, с амплитудой 0.3—0.4 зв. величины за один час.

На рис. 2 и 3 представлены кривые изменения блеска ΔU , ΔB , ΔV и цвета $\Delta(U - B)$, $\Delta(B - V)$ для одних и тех же моментов

ЗНАЧЕНИЯ ВЕЛИ-

| λ | Дата № мер. 1/λ | 18.XI.1963 | | 19.XI | | 20.XI | | | 21.XI | 3.I.1964 | 6.I | |
|------|-----------------------|------------|------|-------|------|-------|------|------|-------|----------|------|----|
| | | 3738 | 3742 | 3743 | 3744 | 3745 | 3746 | 3756 | 3797 | 3803 | 3804 | |
| 6562 | 1.52 | | | -7 | | +14 | | | | -4 | | 0 |
| 6400 | 1.56 | | | 9 | | 15 | | | | 5 | | -2 |
| 6200 | 1.62 | | | 10 | | 14 | | | | 5 | | 3 |
| 6000 | 1.67 | | | 12 | | 12 | | | | 6 | | 4 |
| 5800 | 1.72 | | | 12 | | 12 | | | | 5 | | 6 |
| 5550 | 1.80 | | | 12 | | 12 | | | | 5 | | 6 |
| 5300 | 1.89 | | | 11 | | 10 | | | | 7 | | 6 |
| 5100 | 1.96 | | | 14 | | 6 | | | | 10 | | 9 |
| 4861 | 2.06 | | | 22 | | 5 | | | | 13 | | 9 |
| 4680 | 2.14 | -6 | -14 | 22 | | 5 | | | | 11 | -15 | 11 |
| 4500 | 2.22 | 9 | 12 | 24 | -10 | 5 | -8 | -8 | | 11 | 17 | 11 |
| 4341 | 2.30 | 7 | 12 | 24 | 12 | 4 | 9 | 8 | | 12 | 12 | 10 |
| 4200 | 2.38 | 6 | 15 | 25 | 14 | 4 | 9 | 8 | | 12 | 10 | 10 |
| 4102 | 2.44 | 6 | 15 | 25 | 15 | 4 | 10 | 12 | | 12 | 11 | 11 |
| 4030 | 2.48 | 6 | 15 | 25 | 16 | 4 | 12 | 14 | | 10 | 13 | 11 |
| 3970 | 2.52 | 5 | 14 | 24 | 16 | 3 | 12 | 13 | | 10 | 14 | 10 |
| 3933 | 2.55 | 5 | 13 | 22 | 14 | 3 | 12 | 13 | | 10 | 13 | 6 |
| 3889 | 2.57 | 4 | 12 | 20 | 13 | 4 | 11 | 10 | | 9 | 11 | 4 |
| 3835 | 2.60 | -2 | 11 | 18 | 12 | 4 | 11 | 8 | | 8 | 9 | -1 |
| 3798 | 2.63 | +1 | 10 | 17 | 11 | 4 | 10 | 8 | | 6 | 8 | +2 |
| 3771 | 2.65 | 3 | 8 | | 10 | | 8 | 5 | | | 5 | 5 |
| 3750 | 2.67 | 5 | 5 | | 9 | | 6 | 4 | | | -1 | 0 |
| 3722 | 2.69 | 8 | 3 | | 8 | | 5 | -2 | | | 0 | 0 |
| 3670 | 2.72 | 11 | 0 | | 8 | | 4 | 0 | | | +2 | 3 |
| 3650 | 2.74 | 13 | +2 | | 9 | | 2 | 3 | | | 3 | 4 |
| 3620 | 2.76 | 16 | 4 | | 7 | | -1 | 5 | | | 4 | 4 |
| 3580 | 2.79 | 19 | 7 | | 6 | | 0 | 7 | | | 4 | 4 |
| 3550 | 2.82 | 22 | 9 | | 3 | | +2 | 12 | | | | |
| 3515 | 2.84 | 24 | 10 | | 0 | | 4 | 14 | | | | |

(табл. 3). Здесь же для сравнения и полного представления изменения блеска за все время наблюдений мы приводим также и кривые из работы [5] (рис. 2). В первый период (21.XI—28.XII.1962) блеск звезды менялся в интервале $m_{pg} = 10^m 4 - 12^m 1$. Во второй же период (18.XI.1963—15.I.1964) блеск колебался около $m_{pg} = 10^m 3$. Это еще раз указывает на то, что звезда сохраняет, как отмечено П. И. Холоповым [6], преимущественно именно это значение блеска. В дальнейшем, для простоты, мы будем говорить просто о величинах U , V , V и $U - V$ и $B - V$.

Как видим (рис. 2 и 3), B и V находятся в корреляции между собой, однако, U не коррелирует строго с ними. При этом $B - V$ все же меняется в малом интервале и эти изменения более или менее коррелируют с B и V , в то время как $U - V$ меняется, понятно, в относительно больших пределах, не коррелируя с B и V и, можно

Таблица 2

ЧИНЫ $100 \Delta \lg I_{\lambda}$

| 8.1 | | 9.1 | | | 10.1 | | | 11.1 | | | | 13.1 | | 14.1 | |
|------|------|------|------|------|------|------|------|------|------|------|------|------|------|------|------|
| 3809 | 3810 | 3822 | 3823 | 3826 | 3837 | 3838 | 3840 | 3848 | 3849 | 3850 | 3851 | 3858 | 3859 | 3875 | 3876 |
| | -17 | | -2 | | | -7 | | | -4 | | | | +6 | | +2 |
| | 18 | | 5 | | | 6 | | | 5 | | | | 5 | | +1 |
| | 18 | | 6 | | | 6 | | | 6 | | | | 3 | | -2 |
| | 20 | | 6 | | | 7 | | | 7 | | | | +1 | | 3 |
| | 21 | | 5 | | | 9 | | | 8 | | | | 0 | | 4 |
| | 21 | | 3 | | | 10 | | | 8 | | | | -1 | | 3 |
| | 19 | | 0 | | | 9 | | | 8 | | | | 0 | | 3 |
| | 22 | | 0 | | | 9 | | | 8 | | | | -3 | | 4 |
| -25 | 24 | -24 | 5 | -22 | -11 | 13 | -20 | -16 | 10 | -17 | -17 | -9 | 8 | -15 | 6 |
| 24 | 28 | 26 | 8 | 26 | 11 | 16 | 20 | 16 | 13 | 20 | 15 | 8 | 7 | 14 | 8 |
| 21 | 27 | 24 | 6 | 22 | 7 | 16 | 19 | 13 | 12 | 18 | 13 | 5 | 4 | 13 | 6 |
| 21 | 27 | 24 | 6 | 22 | 7 | 17 | 20 | 14 | 15 | 17 | 15 | 5 | 4 | 14 | 8 |
| 23 | 29 | 28 | 7 | 26 | 8 | 17 | 24 | 16 | 16 | 16 | 17 | 7 | 6 | 14 | 9 |
| 24 | 29 | 28 | 6 | 26 | 11 | 15 | 25 | 18 | 17 | 16 | 17 | 7 | 6 | 15 | 9 |
| 24 | 27 | 27 | -4 | 25 | 11 | 14 | 24 | 17 | 16 | 16 | 18 | 8 | 4 | 15 | 8 |
| 20 | 26 | 23 | +1 | 24 | 10 | 10 | 23 | 16 | 15 | 15 | 16 | 4 | -1 | 13 | 7 |
| 18 | 24 | 20 | 6 | 22 | 9 | 8 | 21 | 14 | 13 | 14 | 15 | 3 | +2 | 11 | 6 |
| 17 | 22 | 18 | 13 | 18 | 8 | 5 | 18 | 11 | 11 | 11 | 13 | -1 | 4 | 8 | 4 |
| 17 | 17 | 14 | | 14 | 8 | | 15 | 8 | 8 | 8 | 10 | 0 | 6 | 6 | 3 |
| 14 | | 10 | | 10 | 6 | | 12 | 6 | 5 | 5 | 8 | +1 | 7 | 3 | 2 |
| 12 | | 8 | | 7 | 4 | | 9 | 5 | | 2 | 5 | 3 | 9 | -1 | 1 |
| 11 | | 6 | | 6 | -1 | | 7 | 5 | | -1 | 3 | 3 | | 0 | |
| 10 | | 4 | | 4 | 0 | | 6 | 4 | | 0 | 2 | 4 | | +2 | |
| 8 | | -2 | | -1 | +3 | | 5 | 2 | | +2 | 1 | 5 | | 4 | |
| 8 | | 0 | | +2 | 4 | | 5 | -1 | | 4 | -1 | 5 | | 4 | |
| 6 | | +3 | | 4 | 5 | | 4 | +1 | | 5 | 0 | 6 | | 5 | |
| 5 | | 7 | | 5 | 5 | | | 3 | | 7 | -1 | 8 | | 5 | |
| 5 | | | | | | | | | | 8 | 1 | | | | |
| | | | | | | | | | | 9 | | | | | |

сказать, также и с U . По-видимому, изменения блеска звезды во всех участках спектра обусловлены в основном все же температурным излучением, то есть освобождение энергии происходит в глубоких слоях фотосферы. Роль нетеплового ультрафиолетового излучения в этом случае относительно мала [5]. В то же время, это последнее действует как бы самостоятельно и этим вызывается то, что величина $U - B$, изменения которой обусловлены в основном именно коротковолновой непрерывной эмиссией, не находится в корреляции с общей переменностью блеска. Коротковолновая эмиссия, в большей или меньшей степени, всегда сопровождает излучение звезды и поэтому блеск звезды в участке U во все моменты больше, чем в B (рис. 2).

В нашей статье [5] мы указывали на то, что именно в момент максимума блеска исчезла коротковолновая эмиссия, возросла величина $U - B$. Впрочем, в ту же ночь последние предутренние наблюдения уже показали появление коротковолновой эмиссии и ее постепенное усиление.

Учитывая высказывания К. К. Чуваева [7] о возможном западывании выхода ультрафиолетового излучения из глубоких слоев фотосферы по отношению к фотографическому, исчезновение коротковолновой эмиссии в начале максимума блеска следовало бы приписать не собственно ослаблению эмиссии, а усилению блеска в фотографических лучах, предшествующему коротковолновому усилению. Другими словами, исчезновение эмиссии можно рассматривать лишь как кажущееся явление.

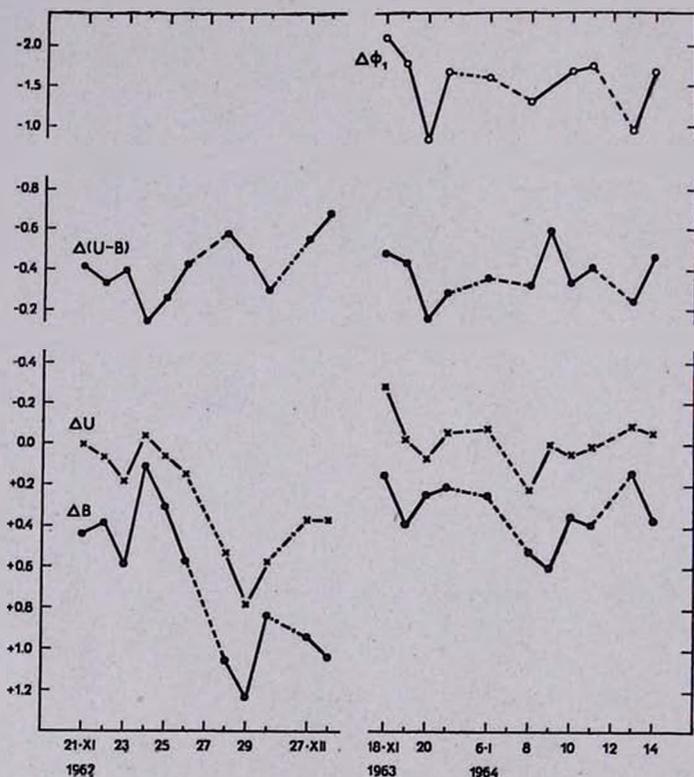


Рис. 2.

На рис. 2 представлена кривая переменности $\Delta\Phi_1$. Как видим, $\Delta\Phi_1$ коррелирует с $\Delta(U-B)$. Это указывает на то, что $\Delta\Phi_1$ действительно достаточно хорошо характеризует распределение энергии в коротковолновом участке спектра.

$\Delta\Phi_2$ и $\Delta\Phi_3$, так же как $\Delta(B-V)$, меняются в относительно малом интервале и при этом их значения (при звезде сравнения F6), если учесть влияние спутника ($dM0e; m_{vis} = 11^m5$), особенно в визу-

альном участке спектра, указывают на то, что как B , так и цвет $B - V$ испытывают влияние нетепловой эмиссии (табл. 3). Уместно упомянуть, что по наблюдениям первого периода [5] спектрофотометрический градиент RW Возничего в фотографической области спектра почти не менялся и был приблизительно равен градиенту звезды F6.

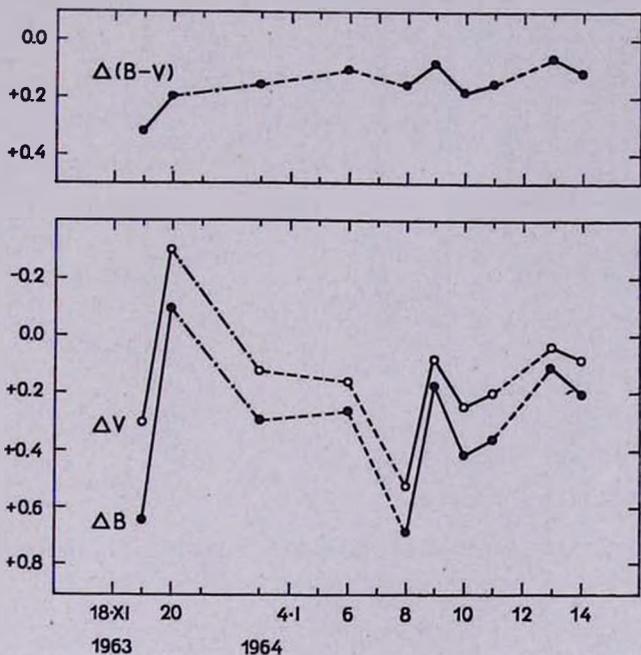


Рис. 3.

Однако, наблюдения Л. В. Мирзояна и Э. С. Казарян [8] показали заметные изменения градиента, оставшегося при этом близким к градиенту звезды класса G. Если принять во внимание, что наши наблюдения первого периода не охватывали весь фотографический участок спектра (исследование касалось интервала $\lambda\lambda$ 4500 — 3500), они не могли выявить тех малых изменений градиента, которые, как показали наблюдения второго периода, все же имеются (см. $\Delta\Phi_2$ в табл. 3). Но, как видно из таблицы, значение градиента остается все же близким к градиенту звезды F6. Естественно, этого мы и должны были ожидать, так как при изменении яркости звезда меняется в спектральном интервале F6 — G5 [9], а влияние коротковолновой непрерывной эмиссии может лишь приблизить ее к спектральному клас-

| № | № не- гатива | Юлиан- ские дни | Δm_{3450} | Δm_{4340} | Δm_{5550} | $\Delta(U-B)$ | $\Delta(B-V)$ | $\Delta\Phi_1$ | $\Delta\Phi_2$ | $\Delta\Phi_3$ |
|----|-----------------|--------------------|-------------------|-------------------|-------------------|---------------|---------------|----------------|----------------|----------------|
| | | 2438 | | | | | | | | |
| 1 | 3738 | 342.588 | -0.32 | +0.15 | | -0.47 | | -2.06 | -0.12 | |
| 2 | 3742 | 343.383 | -0.05 | 38 | | -0.43 | | -1.76 | +0.11 | |
| 3 | 3743 | 418 | | 63 | +0.30 | | +0.33 | | +0.11 | +0.26 |
| 4 | 3744 | 344.314 | +0.15 | +0.28 | | -0.13 | | -0.76 | -0.27 | |
| 5 | 3745 | 388 | | -0.10 | -0.30 | | +0.20 | | -0.09 | +0.38 |
| 6 | 3746 | 435 | -0.02 | +0.18 | | -0.20 | | -0.96 | -0.15 | |
| 7 | 3756 | 345.407 | -0.08 | 20 | | -0.28 | | -1.69 | -0.27 | |
| 8 | 3797 | 398.243 | | 30 | +0.13 | | +0.17 | | -0.12 | +0.23 |
| 9 | 3803 | 401.308 | -0.10 | 25 | | -0.35 | | -1.65 | -0.16 | |
| 10 | 3804 | 332 | | 25 | +0.15 | | +0.10 | | -0.02 | +0.39 |
| 11 | 3609 | 403.265 | +0.20 | 52 | | -0.32 | | -1.32 | -0.02 | |
| 12 | 3810 | 294 | | 68 | +0.52 | | +0.16 | | +0.16 | +0.20 |
| 13 | 3822 | 404.256 | 0.00 | 60 | | -0.60 | | -2.50 | +0.20 | |
| 14 | 3823 | 279 | | 16 | +0.07 | | +0.09 | | -0.09 | -0.18 |
| 15 | 3826 | 339 | -0.05 | 55 | | -0.60 | | -2.10 | +0.25 | |
| 16 | 3837 | 405.265 | -0.10 | 18 | | -0.28 | | -1.51 | -0.01 | |
| 17 | 3838 | 292 | | 42 | +0.24 | | +0.18 | | +0.06 | +0.18 |
| 18 | 3840 | 336 | +0.12 | 50 | | -0.38 | | -1.73 | -0.31 | |
| 19 | 3848 | 406.266 | +0.02 | 35 | | -0.33 | | -1.52 | -0.11 | |
| 20 | 3849 | 292 | | 37 | +0.21 | | +0.16 | | +0.34 | +0.20 |
| 21 | 3850 | 314 | -0.10 | 42 | | -0.52 | | -1.94 | -0.15 | |
| 22 | 3851 | 342 | +0.02 | 38 | | -0.36 | | -1.49 | +0.12 | |
| 23 | 3858 | 408.273 | -0.12 | 12 | | -0.24 | | -0.97 | -0.05 | |
| 24 | 3859 | 296 | | 10 | +0.03 | | +0.07 | | -0.13 | +0.42 |
| 25 | 3875 | 409.257 | -0.10 | 35 | | -0.45 | | -1.66 | +0.02 | |
| 26 | 3876 | 285 | | 20 | +0.08 | | +0.12 | | +0.15 | +0.26 |

су F6. Что касается влияния второго компонента, оно, как видно из табл. 3, не очень чувствуется даже в визуальной области спектра.

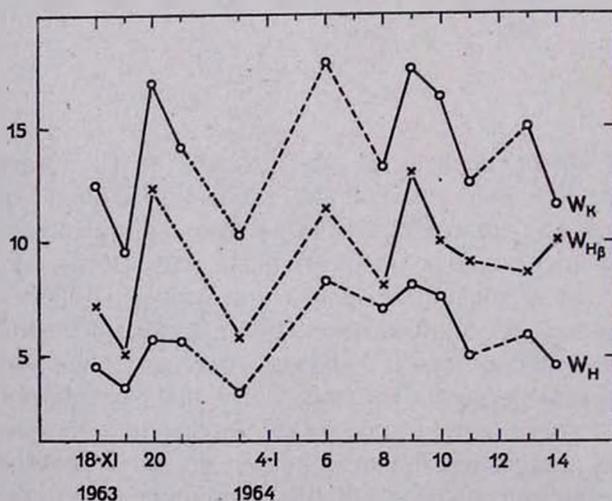


Рис. 4.

Таблица 4

| № негатива | Д а т а | W_{λ} (Å) | | | |
|------------|----------------|-------------------|-------------|-----|------|
| | | H_{α} | H_{β} | H | K |
| 3738 | 19--19.XI.1963 | | 7.2 | 4.3 | 12.3 |
| 3742 | 19--20.XI | | 5.8 | 3.7 | 10.4 |
| 3743 | | 37.1 | 4.0 | 2.9 | 8.4 |
| 3744 | 20--21.XI | | | 4.4 | 12.4 |
| 3745 | | | 12.9 | 7.9 | |
| 3746 | | | | 5.5 | 16.2 |
| 3756 | 21--22.XI | | | 5.4 | 14.3 |
| 3797 | 3--4.I.1964 | 48.8 | 5.7 | 3.3 | 10.3 |
| 3803 | 6--7.I | | 12.2 | 8.3 | 17.7 |
| 3804 | | | 10.9 | 8.6 | 17.9 |
| 3809 | 8--9.I | | 7.8 | 7.0 | 11.3 |
| 3810 | | 50.6 | 8.0 | 6.6 | 15.1 |
| 3822 | 9--10.I | | 10.1 | 6.2 | 13.1 |
| 3823 | | 56.0 | 15.1 | 8.9 | 23.8 |
| 3826 | | | 12.8 | 8.3 | 16.4 |
| 3837 | 10--11.I | | 14.0 | 8.9 | 17.1 |
| 3838 | | 32.0 | 7.7 | 7.1 | 16.4 |
| 3840 | | | 9.2 | 6.7 | 15.9 |
| 3848 | 11--12.I | | 11.2 | 6.1 | 14.2 |
| 3849 | | 53.6 | 8.4 | 3.9 | 10.4 |
| 3850 | | | 6.2 | 4.4 | 12.3 |
| 3851 | | | 9.9 | 5.6 | 14.4 |
| 3858 | 13--14.I | | 8.0 | 5.0 | 14.4 |
| 3859 | | 58.5 | 8.6 | 6.3 | 15.2 |
| 3875 | 14--15.I | | 12.4 | 6.0 | 13.0 |
| 3876 | | 59.0 | 7.8 | 3.1 | 10.0 |

В табл. 4 и на рис. 4 представлены значения эквивалентных ширин для линий H_{α} , H_{β} , H и K, относительно свободных от блендирования соседними линиями, а также кривые их изменений (за исключением H_{α}). Они более или менее коррелируют с $U - B$, а также и с изменением блеска, особенно в лучах U .

Полученные результаты находятся в общем согласии с выводами [5]. Почти постоянное наличие в спектре рассматриваемой звезды коротковолновой непрерывной эмиссии и многочисленных и при этом весьма интенсивных эмиссионных линий, вместе с линией $\lambda 6708 \text{ Li I}$ [10], указывает на то, что, если исходить из классификации Aro [11], данная звезда является звездой типа „очень молодых“ T Tau. На то же самое указывает и место звезды на диаграмме $U - B$, $B - V$ (рис. 5), если иметь в виду соображения Хербига [12]. При переходе от $\Delta(U - B)$ и $\Delta(B - V)$ к $U - B$ и $B - V$ межзвездное поглощение во внимание не принималось, но это не могло сколько-нибудь существенно повлиять на наши результаты.

При всем изложенном следует подчеркнуть, что спектр звезды RW Возничего требует дальнейшего изучения. В Абастумани спектральные наблюдения звезды продолжаются.

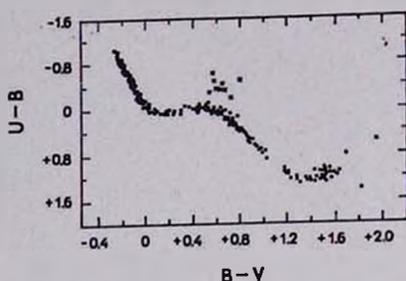


Рис. 5

Мы с благодарностью отмечаем трудоемкую работу по обработке нескольких десятков спектрограмм, выполненную мл. научным сотрудником обсерватории Л. В. Схиртладзе и студентом Московского государственного университета Л. М. Шейнкерман.

Абастуманская астрофизическая
обсерватория

ON THE INVESTIGATION OF THE SPECTRUM OF RW AURIGAE

Е. К. KHARADZE, R. A. BARTAYA

The relative energy distribution in the continuous spectrum of RW Aur has been studied. The monochromatic light curves Δm_{3650} , Δm_{4340} and Δm_{5550} are represented. The variations of $B - V$ and $U - B$ depending on the brightness of the star have been considered. The results show that the ultraviolet continuous emission constantly attends the stellar radiation being more or less intensive. In connection with this the star in U -region is at all moments brighter than in B -region. The variations of the integral light are mainly determined by the thermal radiation, i. e. the energy release takes place, chiefly, in the deep layers of the photosphere.

ЛИТЕРАТУРА

1. В. А. Амбарцумян, Сообщ. Бюро. обс., 13, 3, 1954.
2. В. А. Амбарцумян, Г. С. Саалян, Астрон. ж., 37, 193, 1960.
3. G. H. Herbig, Advances in astronomy and astrophysics, 1, 47, New York and London, 1962.

4. *T. A. Kipper*, Публ. Тарт. обс., 34, 396, 1964.
5. *Е. К. Харайзе, Р. А. Бартая*, Бюлл. Абастум. астрофиз. обс., № 30, 3, 1964.
6. *П. Н. Холопов*, ПЗ, 10, 390, 1956.
7. *К. К. Чиваев*, Изв. КраО., 28, 141, 1962.
8. *Л. В. Мирзоян, Э. С. Казарян*, Астрофизика, 1, 213, 1965.
9. *A. H. Joy*, Ap. J., 102, 168, 1945.
10. *W. K. Bonsack, J. L. Greenstein*, Ap. J., 131, 83, 1960.
11. *G. Huro*, Symposium on stellar evolution, November 7—11, 1960, 37, Argentina, 1962.
12. *G. H. Herbig*, Contr. Lick. obs., n. 133, 1962.

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР
АСТРОФИЗИКА

ТОМ 1

ДЕКАБРЬ, 1965

ВЫПУСК 4

КОЛОРИМЕТРИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ КОМЕТАРНОЙ
ТУМАННОСТИ $\Delta\text{нол } 6^h 04^m$

Э. Е. ХАЧИКЯН, Э. С. ПАРСАМЯН

Поступила 20 ноября 1965

Приводятся результаты колориметрического исследования двухверной кометарной туманности $\Delta\text{нол } 6^h 04^m$. Снимки получены на $40''$ телескопе системы Шмидта Бюраканской астрофизической обсерватории в системе близкой к системе U, B, V . Калибровка и стандартизация снимков производились с помощью внефокальных изображений стандартной области NPS.

Приведены карты распределения $B - V$, $U - B$ и B в туманности. Использованная диафрагма вырезала из туманности области размером $94''$. Измерена интегральная яркость туманности в трех лучах. Северная часть туманности оказалась ярче южной на одну звездную величину в лучах U и на гол-звездной величины в лучах B и V . Приведены графики зависимости значений $B - V$ и $U - B$ от B , а также изофоты туманности для трех цветов. Для определения градиента яркости в туманности построены графики зависимости $\ln I$ от расстояния до ядра r . Падение интенсивности удовлетворительно представляется формулой $I = I_0 \cdot e^{-k_\lambda r}$. Оценены значения k_λ в трех областях спектра U, B, V и для обеих частей туманности. Показано, что яркость туманности на три звездные величины превышает ожидаемую яркость по соотношению Хаббла.

Делается заключение, что свечение туманности $\Delta\text{нол } 6^h 04^m$ невозможно объяснить только отражением света центральной звезды.

Среди диффузных туманностей кометарные туманности выделяются своей своеобразной формой. В проекции на небесную сферу это обычно веер, в вершине которого расположена звезда, ответственная за излучение туманности. Однако иногда встречаются туманности с двумя веерами, симметричными относительно ядра, причем относительная яркость обеих частей бывает разной.

В настоящей работе приведены результаты колориметрического исследования кометарной туманности $\Delta\text{нол } 6^h 04^m$ с двумя веерами, ядром которой является звезда LkH. 208 в списке Хербига [1]. На

эту туманность впервые обратил внимание Хаббл [2]. По внешнему виду она напоминает хорошо известную кометарную туманность NGC 2261, однако в отличие от последней оба веера *Apol 6^h 04^m* имеют сравнимые между собой яркости. Хаббл [2], исходя из непрерывного спектра туманности, отнес ее к отражательным. Щелевые спектрограммы туманности, полученные Хербигом в Ликской обсерватории, показывают присутствие сильных линий поглощения водорода В спектре ядра туманности H_{α} находится в эмиссии, а H_{β} — в поглощении. По Хабблу ядро типа В1, а по Хербигу, по-видимому, позднего типа В с оболочкой. Хербиг также считает, что туманность отражательная.

Наблюдательный материал получен на 40" телескопе системы Шмидта Бюраканской астрофизической обсерватории. Использован также один снимок туманности, полученный ранее на 21" телескопе системы Шмидта той же обсерватории.

Туманность фотографировалась в трех цветах в системе близкой к *U, V, V*. Уравнения цвета для 40" телескопа и его оптические характеристики приводятся в работе [3].

Сведения о снимках приведены в табл. 1.

Измерение негативов производилось на микрофотометре „Шнелл“ сплошным образом квадратной диафрагмой, вырезающей из туманности области размером $94 \square''$. Для пластинки, полученной на 21" телескопе, та же диафрагма была равна $130 \square''$. Для калибровки и стандартизации негативов вместе с туманностью снималась стандартная область NPS вне фокуса.

Таблица 1

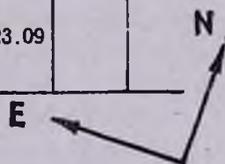
| № пл. | Д а т а | Сорт пластинки | Фильтр | Экспозиция (мин) |
|-------|-----------------|--------------------|-------------|------------------|
| 25 | 30 ноября 1964 | Agfa Astro-Spezial | UG — 2 | 60 |
| 29 | 2 декабря 1964 | " | " | 60 |
| 6 | 9 сентября 1964 | " | без фильтра | 12 |
| 19 | 1 ноября 1964 | " | " | 60 |
| 18*) | 7 декабря 1961 | Kodak Oa-O | " | 60 |
| 18 | 1 ноября 1964 | II a-E Eastman | GG — 11 | 45 |
| 24 | 30 февраля 1964 | " | " | 50 |

* Получена на 21" телескопе.

Ниже приведены карты распределения $B-V$, $U-B$ в туманности. На карте распределения $B-V$ приведены также значения B (вторая строка). Звезда LkH₂ 208 на картах отмечена звездочкой.

 КАРТА РАСПРЕДЕЛЕНИЯ $B-V$ и B

| y'' \ x'' | | 48.5 | 38.8 | 29.1 | 19.4 | -9.7 | 0 | +9.7 | 19.4 | 29.1 | 38.8 |
|---------------|--|---------------|---------------|----------------|----------------|----------------|----------------|----------------|----------------|----------------|---------------|
| 67.9 | | | | | | -0.24 23.10 | -0.09 23.11 | 22.74 | 23.06 | | |
| 58.2 | | | | | +0.05 23.07 | 22.87 | 22.66 | 0.02 22.72 | 0.14 23.02 | | |
| 48.5 | | 0.20 23.02 | 0.06 23.14 | 22.86 | 0.01 22.44 | -0.22 22.32 | -0.19 22.31 | -0.13 22.5 | -0.42 22.80 | | |
| 38.8 | | 23.02 | 22.93 | -0.14 22.39 | -0.10 22.05 | 0.05 21.89 | -0.03 21.92 | -0.05 21.77 | -0.04 22.40 | -0.07 22.70 | 23.01 |
| 29.1 | | 0.23 23.08 | | -0.12 22.10 | -0.17 21.64 | -0.15 21.36 | | | -0.17 22.07 | -0.20 22.46 | 22.82 |
| 19.4 | | | 0.06 22.90 | -0.03 21.83 | -0.13 21.42 | -0.20 21.03 | -0.26 20.79 | -0.20 20.84 | -0.21 21.95 | -0.06 22.53 | 0.27 23.09 |
| +9.7 | | | | -0.04 22.10 | -0.02 21.44 | -0.22 20.60 | -0.17 20.34 | -0.26 20.62 | -0.13 22.15 | 0.22 22.72 | |
| 0 | | | | 0.12 22.61 | 0.11 21.78 | 0.01 20.27 | × | 21.16 | 0.12 22.89 | 0.26 23.10 | |
| -9.7 | | | | 0.15 22.90 | 0.13 22.14 | 0.22 20.89 | | 0.04 22.06 | | | |
| 19.4 | | | | 0.26 22.77 | 0.19 21.69 | -0.09 20.95 | -0.28 20.96 | -0.20 21.66 | 0.06 22.70 | | |
| 29.1 | | | 0.27 23.10 | 0.20 22.76 | 0.09 21.89 | -0.15 21.45 | -0.14 21.39 | -0.14 21.81 | -0.17 22.34 | 0.12 22.89 | 0.10 23.06 |
| 38.8 | | | 0.27 22.96 | 0.21 22.98 | -0.02 22.35 | -0.07 21.89 | -0.13 21.80 | -0.13 21.93 | -0.04 22.34 | 0.02 22.74 | |
| 48.5 | | | | -0.15 23.00 | 0.04 22.54 | -0.07 22.38 | -0.07 22.13 | -0.08 22.26 | 0.01 22.50 | -0.07 22.70 | |
| 58.2 | | | | | 0.10 22.97 | -0.04 22.75 | 0.14 22.55 | 0.03 22.61 | 0.03 22.70 | 23.10 | |
| 67.9 | | | | | 23.04 | 23.15 | 22.74 | 22.88 | 23.09 | | |



Для более наглядного представления о распределении яркостей в туманности на рис. 1—3 приведены карты изофот для трех спектральных областей U , B , V , построенные в шкале звездных величин с \square'' . В центральных областях у ядра туманности, где из-за недостаточного числа измеренных областей трудно было провести уверенные

изофоты, приведены лишь яркости отдельных областей в звездных величинах с \square° .

Зная яркости отдельных областей туманности, можно определить ее интегральную яркость в целом, а также соответствующие показатели цвета.

КАРТА РАСПРЕДЕЛЕНИЯ $U - B$

| $y^{\circ} \backslash x^{\circ}$ | 38.8 | 29.1 | 19.4 | -9.7 | 0 | +9.7 | 19.4 | 29.1 | 38.8 |
|----------------------------------|------|------|------|------|------|------|------|------|------|
| 67.9 | | | | 0.24 | | | | | |
| 58.2 | | | | 0.37 | 0.45 | 0.30 | | | |
| 48.5 | | 0.30 | | 0.20 | 0.57 | 0.34 | 0.36 | | |
| 38.8 | 0.25 | 0.32 | 0.31 | 0.36 | 0.01 | | 0.31 | 0.36 | 0.23 |
| 29.1 | | 0.46 | 0.36 | 0.17 | 0.22 | 0.40 | 0.32 | 0.26 | 0.34 |
| 19.4 | 0.10 | 0.07 | 0.34 | 0.07 | 0.20 | 0.24 | 0.43 | 0.27 | 0.13 |
| +9.7 | | 0.27 | | 0.09 | 0.17 | 0.24 | 0.49 | 0.50 | |
| 0 | | 0.61 | 0.30 | 0.09 | × | 0.53 | 0.53 | | |
| -9.7 | | | 0.32 | 0.10 | | 0.52 | | | |
| 19.4 | | 0.31 | 0.53 | 0.40 | 0.60 | 0.65 | 0.42 | | |
| 29.1 | | 0.40 | 0.59 | 0.60 | 0.36 | 0.47 | 0.54 | 0.38 | |
| 38.8 | | | 0.47 | 0.38 | 0.58 | 0.49 | 0.54 | 0.60 | |
| 48.5 | | | 0.34 | 0.18 | 0.59 | 0.64 | 0.40 | | |
| 58.2 | | | | 0.25 | 0.23 | | | | |



При определении интегральных яркостей туманности в трех лучах измерялось неодинаковое количество областей. Поэтому для определения интегральных показателей цвета выбирались общие области в трех цветах. Интегральные яркости этих общих областей обозначены через U^* , B^* , V^* . Эти данные приведены в табл. 2, причем отдельно для северной и южной частей и для всей туманности в целом.

Северная половина туманности, как видно из табл. 2, почти на одну звездную величину ярче в лучах U , чем южная и на пол-звездной величины — в лучах B и V .

Для обеих половин туманности на рис. 4 приведены графики зависимости значений $B - V$ и $U - B$ от B . Рассмотрение этих графиков показывает, что с увеличением яркости B показатель цвета $B - V$ несколько уменьшается. Что же касается значения $U - B$, то оно систематической зависимости от B не показывает. Подобные же графики, построенные для других кометарных туманностей [4, 5],

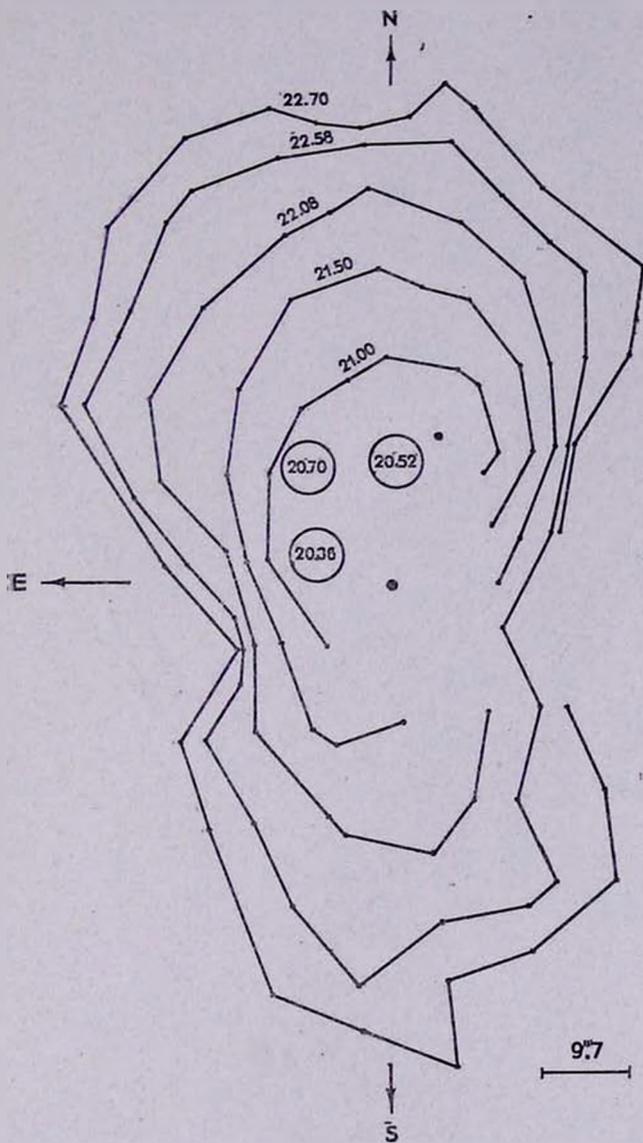


Рис. 1. Изофоты туманности $A_{\text{пол}} 6^{\text{h}04^{\text{m}}}$ в лучах U .

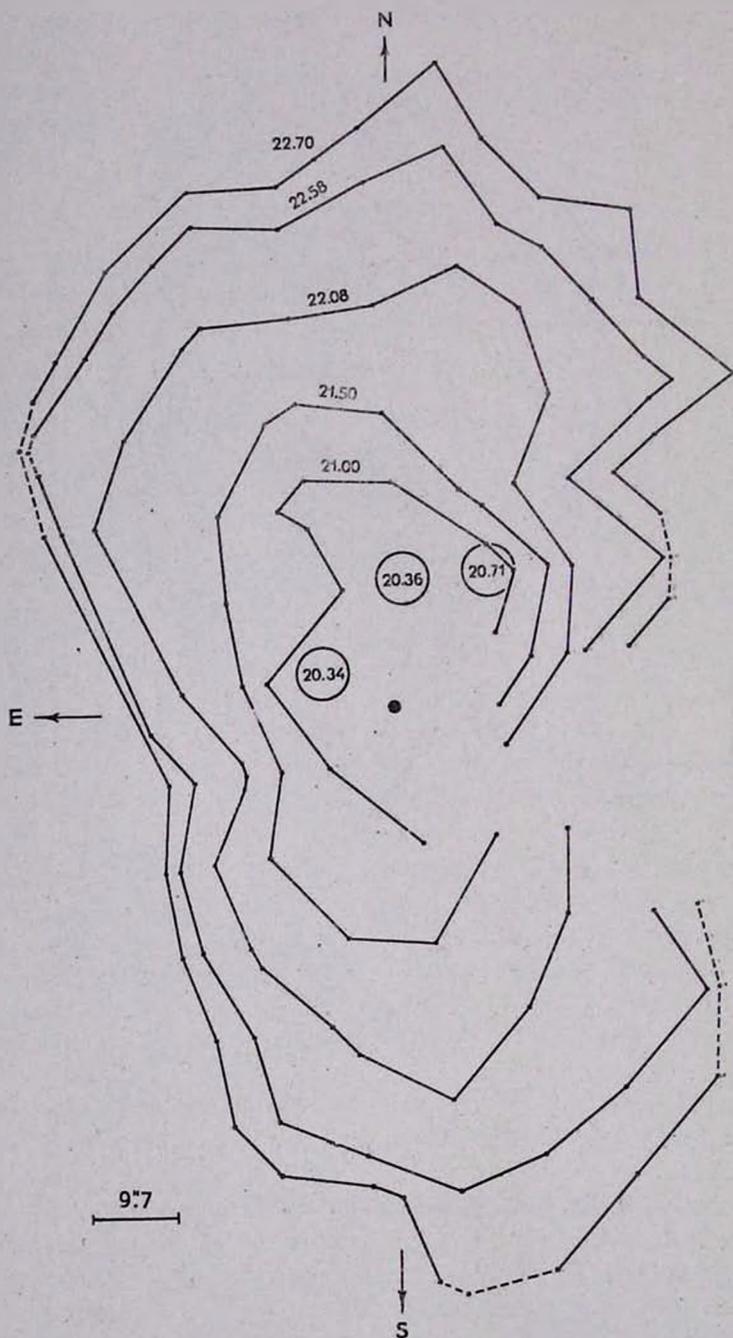


Рис. 2. Изофоты туманности $A\alpha\alpha 6^{h04^m}$ в лучах B_1 .

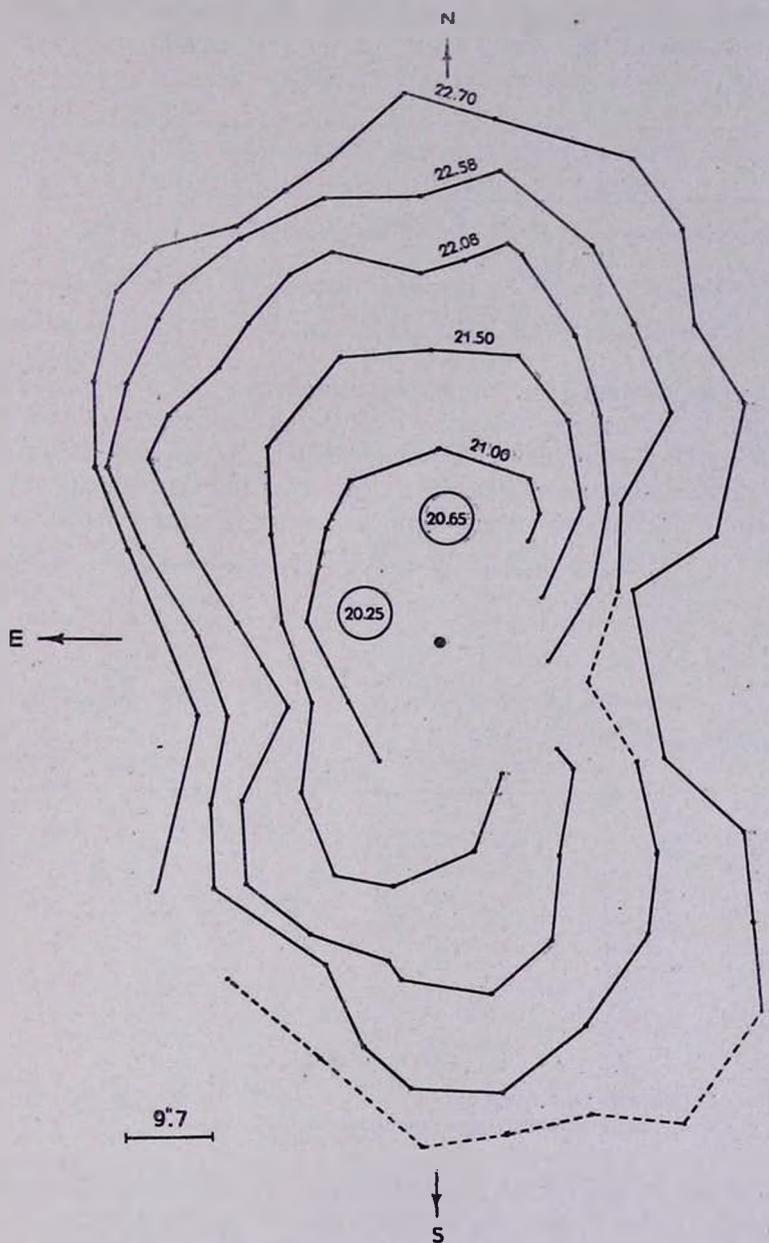


Рис. 3. Изофоты туманности $A_{\text{пол}} 6^{\text{h}} 04^{\text{m}}$ в лучах V.

показывают, что значения $B - V$ и $U - B$ в среднем не изменяются в зависимости от B .

Таблица 2

| | U | B | V | $U^* - B^*$ | $B^* - V^*$ |
|--------------------|--------------------|--------------------|--------------------|-------------------|--------------------|
| Туманность в целом | 12 ^m 46 | 12 ^m 08 | 12 ^m 23 | 0 ^m 35 | -0 ^m 07 |
| Северная часть | 12.86 | 12.61 | 12.76 | 0.24 | -0.03 |
| Южная часть | 13.76 | 13.15 | 13.22 | 0.44 | -0.06 |

К северо-западу от ядра туманности в его непосредственной близости наблюдается область с резко отрицательным показателем цвета $B - V$. Симметрично относительно ядра в слабой части туманности также наблюдается область с отрицательным показателем $B - V$. К границе туманности показатель цвета становится положительным.

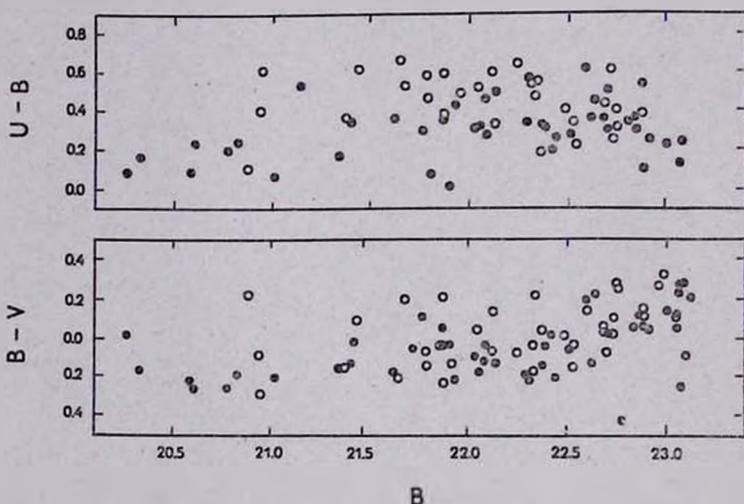


Рис. 4. Графики зависимостей $U - B$ и $B - V$ от B : светлые кружки — для южной части, черные кружки — для северной части.

Интересно отметить, что значение $U - B$ в туманности всюду положительно и также имеет тенденцию увеличиваться к границе туманности. Следует отметить также, что значение $U - B$ в северной яркой части туманности в два раза больше в среднем, чем в южной.

Для определения градиента яркости в туманности построены графики зависимости $\ln I$ от расстояния от ядра r . Для этой цели

взяты значения $\ln I$ для двух направлений от ядра: к северу — для яркой части туманности и к югу — для слабой. Эти графики, построенные для обеих частей туманности и для разных цветов, представлены на рис. 5 и 6.

Как видно из этих рисунков, падение интенсивности для каждого из избранных направлений представляется формулой

$$I = I_0 \cdot e^{-k_\lambda r}. \quad (1)$$

Из уравнения (1) можно определить значение коэффициента k_λ . Значения k_λ для обеих частей туманности и для разных длин волн приведены в табл. 3.

Таблица 3

| | k_U | k_B | k_V | $n_{U/B}$ | $n_{B/V}$ |
|----------------|-------|-------|-------|-----------|-----------|
| Северная часть | 0.54 | 0.44 | 0.40 | 0.98 | 0.41 |
| Южная часть | 0.44 | 0.35 | 0.31 | 1.04 | 0.53 |

Предполагая, что $k_\lambda \sim \lambda^{-n}$, можно оценить значение n из отношений k_U/k_B и k_B/k_V для обеих частей туманности. Полученные таким образом значения n приведены в табл. 3.

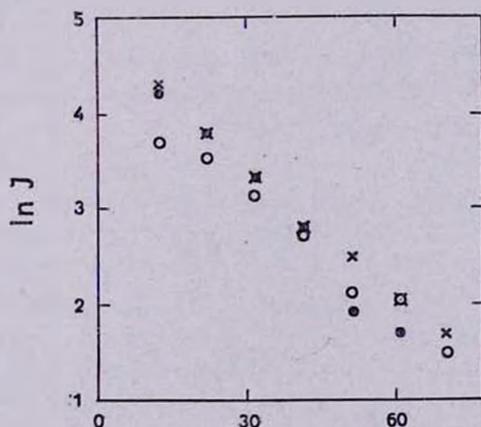


Рис. 5. График зависимости $\ln I$ от r для северной части: светлые кружки — для лучей U , крестики — для лучей B , черные кружки — для лучей V .

По оценке Хаббла звездная величина ядра туманности равна $m_{pg} = 13.2$ и $m_{pv} = 13.5$. По Хербигу ядро тринадцатой величины. Следовательно, соотношение Хаббла

$$m + 5 \lg a = 11 \quad (2)$$

в рассматриваемой туманности нарушается на три звездные величины.

Если считать кометарные туманности отражательными, то можно для них написать неравенство [5]

$$m_T - m_s \geq -5 \lg \sin \frac{\alpha}{4}, \quad (3)$$

где m_T — интегральная яркость туманности, m_s — яркость звезды, α — угол раствора веера туманности. Это соотношение справедливо лишь при пренебрежении влиянием поглощения на наблюдаемую яркость звезды. Такое пренебрежение в данном случае, по-видимому, справедливо, так как нет хвоста (веера), обращенного к нам.

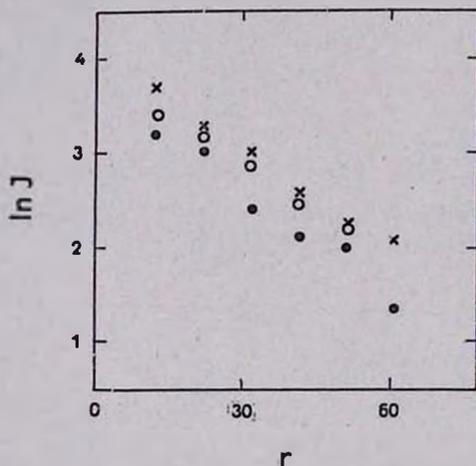


Рис. 6. График зависимости $\ln I$ от r для южной части. Обозначения те же, что и на рис. 5.

В работе [5] было показано, что для кометарных туманностей неравенство (3) не соблюдается. Если принять, что в исследуемой туманности эффект отражения доминирует, то для фотографических лучей неравенство (3) примет вид

$$m_T - m_s \geq 1^m 50$$

(α в нашем случае порядка 120°). Однако, в нашем случае

$$m_T - m_s = -1^m 0,$$

то есть для выполнения неравенства (3) звезда должна быть ярче на 2^m.5.

По аналогии с NGC 2261 Хаббл предположил, что туманность *Anon 6^h04^m* переменная, но наблюдения не подтвердили этого [1]. Сравнение снимков туманности, полученных с интервалом в три года (на 21" телескопе в 1961 г. и на 40" телескопе в 1964 г.), не показало заметного изменения яркости туманности.

Полученные данные приводят к заключению, что в туманности *Anon 6^h04^m*, по-видимому, механизм отражения не является единственной причиной ее свечения.

Авторы выражают глубокую благодарность академику В. А. Амбарцумяну и Л. В. Мирзояну за обсуждение статьи и ценные замечания.

Бюраканская астрофизическая
обсерватория

THE COLORIMETRIC INVESTIGATION OF THE COMETARY NEBULA *Anon 6^h04^m*

E. E. KHACHIKIAN, E. S. PARSAMIAN

The results of colorimetric investigation of two-fan cometary nebula *Anon 6^h04^m* are given. The plates were received with the 40" Schmidt telescope of the Byurakan observatory in a system not differing much from *U*, *B*, *V*. The calibration and standartization of plates has been carried out by means of extrafocal images of stars of North Polar Sequence.

The maps of *B—V*, *U—B* and *B* distribution in nebula are presented. The used diaphragm cut out the region with the size 94" on the nebula. The integral brightnesses of the nebula in *U*, *B*, *V* were measured. The norther part of the nebula in *U* light is on one magnitude brighter, than that of southern and about half magnitude—in *B* and *V* lights. The dependence *B—V* and *U—B* from *B*, as well as *U*, *B*, *V* isophotoes of the nebula are given. In order to determinate the gradient of brightness in nebula the dependence between $\ln I$ and distance from the nuclea *r* are build up. This connection can be satisfactorily represented by formula $I = I_0 \cdot e^{-k_\lambda r}$. The value of k_λ for the three regions of spectra and for both parts of nebula were estimated. It has been shown that the nebula brightness on the three magnitude exceeds the expected brightness according to the Hubble correlation.

The conclusion has been made, that the luminosity of nebula *Анон* 6^h04^m can not be explained only by the reflection of the light of the central star.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. *G. H. Herbig*, *Contr. Lick obs.*, ser. 11, 99, 1960.
2. *E. P. Hubble*, *Ap. J.*, 56, 162, 400, 1922.
3. *Б. Е. Маркарян, Э. Я. Оганесян, С. Н. Аракелян*, *Астрофизика*, 1, 38, 1965.
4. *Э. С. Парсамян*, *Сообщ. Бюр. обс.*, 30, 51, 1962.
5. *Э. С. Парсамян*, *Сообщ. Бюр. обс.*, 32, 3, 1963.

КОРРЕЛЯЦИЯ МЕЖДУ НАПРАВЛЕНИЕМ ОСЕЙ КОМЕТАРНЫХ
ТУМАННОСТЕЙ И ПЛОСКОСТЯМИ ПОЛЯРИЗАЦИИ
ОКРУЖАЮЩИХ ИХ ЗВЕЗД

Р. А. ВАРДАНЯН

Поступила 15 октября 1965

Показано, что направления осей кометарных туманностей совпадают со средней плоскостью поляризации окружающих туманность звезд.

Делается вывод о том, что ориентация осей кометарных туманностей обусловлена общегалактическим или локальным магнитными полями.

Существуют различные гипотезы [1, 2] о происхождении кометарных туманностей.

Г. А. Гурзадяном [1] была выдвинута гипотеза о том, что кометарные туманности связаны со звездами, имеющими униполярные магнитные поля, у которых магнитная ось ближе к оси вращения звезд. Отмечается также роль переноса магнитного поля дрейфующей материей. По гипотезе Дибая [2], происхождение кометарных туманностей объясняется внешними факторами: действием возбуждающих звезд на неоднородную диффузную материю.

Как нам кажется, рассмотрение этого вопроса на основе наблюдательных данных, в частности изучение ориентации направления осей кометарных туманностей относительно плоскостей поляризации окружающих туманности звезд в соответствующих участках неба, дало бы возможность получить новые выводы о возможном механизме образования кометарных туманностей*.

Для решения этой задачи нами было выбрано одиннадцать объектов (десять из них известны как кометарные туманности, в том

* Под осью кометарной туманности мы понимаем радиус-вектор, исходящий из ядра и идущий вдоль середины веера, образованного туманностью на небесной сфере.

числе две связаны с изученными нами электрофотометрически [3] звездами Т и RY Тельца, а одна связана с DD Тельца, близко расположенной к RY Тельца) и определено среднее значение позиционного угла поляризации окружающих их звезд для каждого из них в отдельности. Будем считать, что направление средней плоскости поляризации окружающих туманность звезд совпадает или почти совпадает с направлениями осей кометарных туманностей, если их отклонение не превышает одну шестую часть угла, охватываемого веером кометарной туманности.

Рассматривая результаты поляриметрических наблюдений звезд фона, окружающих упомянутые кометарные туманности, мы обнаружили:

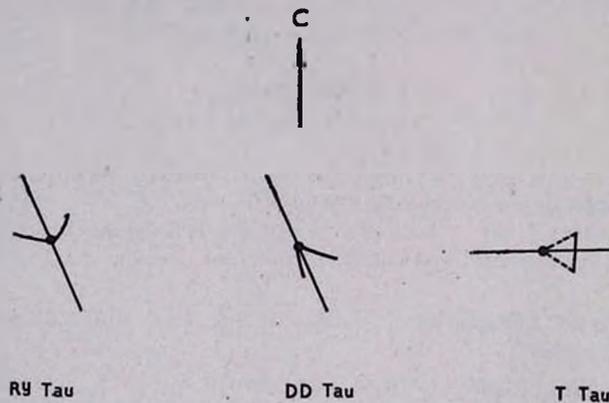


Рис. 1.

1. а) Плоскость поляризации звезд фона RY Тельца совпадает с направлением оси связанной с ними кометарной туманности (рис. 1). Для DD Тельца это совпадение хуже, и отклонение составляет 1/4 часть угла, охватываемого веером кометарной туманности [3].

б) Плоскость поляризации звезд фона около Т Тельца также совпадает с направлением туманности Хинда (рис. 1), расположенной с западной стороны звезды Т Тельца и связанной с ней.

2. Кометарные туманности NGC 2261 и S 167 расположены на небе недалеко друг от друга.

Определив из работы Холла среднее значение позиционных углов плоскостей поляризации звезд фона (173°), входящих в область

$$\alpha (6^h 28^m 42^s - 6^h 48^m 42^s); \delta (+4^\circ 49.5' - 12^\circ 49.4'),$$

внутри которой находятся указанные туманности, мы установили, что

оно мало отличается от позиционного угла для направлений осей кометарных туманностей NGC 2261 и S 167 (рис. 2).

Необходимо отметить, что звезда HD 47887, расположенная почти в области ядра туманности S 167, имеет довольно незначительное поглощение ($0^m.18$), и позиционный угол плоскости поляризации составляет 176° .

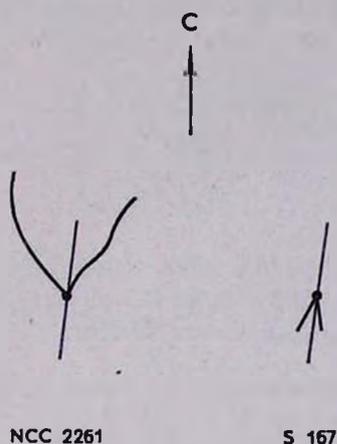


Рис. 2.

Вместе с тем, среди 13 звезд фона самое большое отклонение позиционных углов плоскости поляризации от среднего значения составляет 35° . Интересно отметить, что направления осей отмеченных кометарных туманностей также почти противоположны друг другу.

3. Как известно [5], поляризация света кометарной туманности IC 432 не радиальная. Из рисунка, приведенного в работе [5], мы убеждаемся в том, что направления плоскостей поляризации кометарной туманности IC 432 почти совпадают с направлением оси кометарной туманности.

Кроме того, они почти совпадают с направлением галактического экватора.

Поскольку количество звезд фона, поляриметрически наблюдаемых Холлом [4], недостаточно, то нами дополнительно были наблюдаемы несколько звезд, довольно близко расположенных к IC 432 на небе. Эти результаты приведены в табл. 1. Как видно из этой таблицы, кроме звезды HD 37674, связанной с туманностью IC 431, у остальных звезд позиционные углы мало отличаются от среднего

значения ($\bar{\theta} = 147^\circ$), которое совпадает с углом, определяющим направление IC 432 (рис. 3).

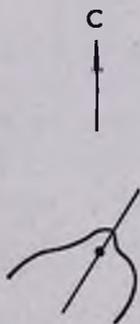
Таблица 1

IC 432

| HD | \bar{P} | $\bar{\theta}$ | n |
|-------|-----------|----------------|-----|
| 37776 | 0.6 | 165 | 4 |
| 37845 | 0.5 | 131 | 2 |
| 37756 | 0.5 | 182 | 2 |
| 38099 | 0.4 | 140 | 1 |
| 38087 | 1.0 | 127 | 2 |
| 37674 | 1.0 | 44 | 2 |
| 37660 | 0.9 | 160 | 3 |
| 37903 | 1.0 | 122 | 3 |

Среди звезд фона, приведенных в табл. 1, находятся HD 37756 и 37903, которые наблюдались и Холлом [4], причем результаты его наблюдений почти не отличаются от наших.

4. а) Довольно интересными объектами являются туманности LkH_a 208 и LkH_a 233 [6, 7]. В площадке α ($5^h 54^m - 6^h 10^m$), δ ($16^\circ 42' - 20^\circ 42'$), в центре которой находится LkH_a 208, среди три-



IC 432

Рис. 3.

надцати звезд фона с известными параметрами поляризации только у трех звезд плоскости поляризации не совпадают с направлением оси туманности. Однако следует отметить, что из этих звезд две — E 252325 и E 253683 — показывают самую большую поляризацию относительно остальных звезд фона.

Плоскости поляризации остальных звезд фона мало отклонены ($< 10^\circ$) от среднего значения ($\bar{\theta} = 179^\circ$) и почти совпадают с направлением оси туманности (рис. 4). Интересно отметить, что у звезд с поляризацией меньше 2% (E 263247, HD 42896) плоскости поляризации хорошо совпадают с направлением оси туманности.

б) В площадке α ($22^h 15^m - 22^h 45^m$), δ ($36^\circ 08' - 44^\circ 08'$) для восьми звезд с известными параметрами поляризации средняя плоскость поляризации ($\bar{\theta} = 85^\circ$) совпадает с направлением туманности LkH $_{\alpha}$ 233 (рис. 4).

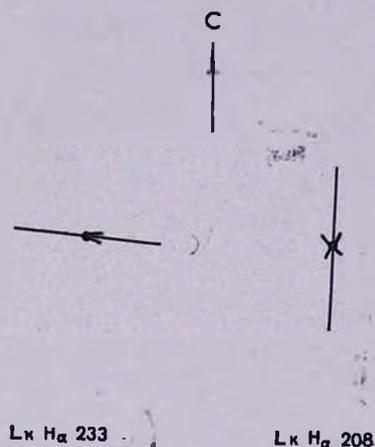


Рис. 4.

Самое большое отклонение плоскости поляризации звезд от среднего значения показывает HD 212883 ($\Delta\theta = 29^\circ$), однако она находится на краю выбранной области.

5. Интересные явления были замечены в области

$$\alpha (5^h 12^m 53^s - 5^h 52^m 53^s), \quad \delta (+5^\circ 33' - 15^\circ 33'),$$

где находятся два кометарные включения FU и НК Ориона.

Как было отмечено выше, две кометарные туманности, находящиеся в одной области, имеют почти противоположные направления осей, при этом плоскости поляризации окружающих их звезд показывают общее направление с направлением осей туманностей.

Однако в случае FU и НК Ориона направления осей обеих туманностей составляют друг с другом угол в 65° . Естественно ожидать, что в данной области плоскости поляризации звезд фона должны показывать неодинаковое направление.

В действительности звезды фона показывают [4] неодинаковые плоскости поляризации. Но, несмотря на это, в данной области мож-

но заметить две группы звезд, плоскости поляризации которых в каждой группе в отдельности мало отличаются друг от друга, причем с точностью $\pm 10^\circ$; средняя плоскость поляризации для первой группы звезд совпадает с направлением туманности FU Ориона, а для второй группы звезд — НК Ориона (рис. 5).

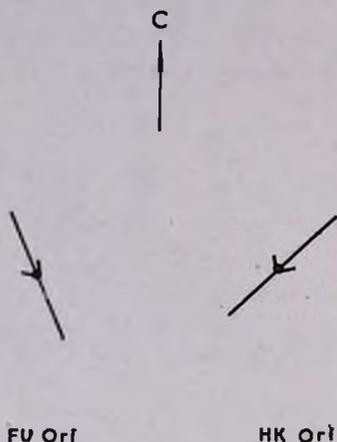


Рис. 5.

6. Неизвестная туманность около ВМ Андромеды составляет с направлением север-юг -45° .

Единственной звездой, которая подвергнута поляриметрическому наблюдению вблизи данного объекта, является HD 223229. По данным Холла, она имеет степень поляризации 0.5% и позиционный угол, равный 54° , который почти совпадает с направлением оси туманности.

Нами были подвергнуты поляриметрическому исследованию дополнительно 15 звезд, расположенных в области $2^\circ \times 2^\circ$ вокруг ВМ Андромеды.

Оказалось, что среднее значение позиционных углов поляризации звезд фона составляет 55° . Следовательно, можно считать, что направление средней плоскости поляризации звезд фона и в этом случае почти совпадает с направлением оси туманности.

Вышеизложенные данные свидетельствуют о том, что ориентации кометарных туманностей обусловлены ни магнитным полем звезд, связанным с этим туманностями [1], ни воздействием возбуждающих звезд [2], а, в основном, общегалактическим или локальным магнитными полями.

Не исключена возможность, что только в окрестности самой звезды собственное магнитное поле (если оно существует) может играть значительную роль в процессе образования кометарной туманности.

Бюраканская астрофизическая
обсерватория

CORRELATION BETWEEN DIRECTION OF AXIS OF COMETARY
NEBULAE AND THE PLANE OF POLARIZATION OF THE
SURROUNDING STARS

R. A. VARDANIAN

It has been shown, that the direction of axis of cometary nebulae coincides nearly with the plane of polarization of the surrounding stars. It has been concluded that the direction of the cometary nebulae is conditioned by general or local galactic magnetic fields.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Г. А. Гурздян, Сообщ. Бюр. обс., 27, 43, 1959.
2. Э. А. Дибай, Астрон. ж., 37, 16, 1960.
3. Р. А. Варданян, Сообщ. Бюр. обс., 35, 3, 1964.
4. S. Hall, Publ. U. S. Naval Obs., 17, VI, 1958.
5. Э. А. Хачикян, Вопросы космогонии, 7, 333, 1960.
6. G. Herbig, Ap. J., Suppl., 4, п. 43, 1960.
7. Э. А. Дибай, Астрон. ж., 5, 799, 1963.

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР
АСТРОФИЗИКА

ТОМ 1

ДЕКАБРЬ, 1965

ВЫПУСК 4

О ВОЗМОЖНОСТИ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ВОЗРАСТА
ШАРОВЫХ СКОПЛЕНИЙ ДИНАМИЧЕСКИМ МЕТОДОМ

И. В. ПЕТРОВСКАЯ

Поступила 27 ноября 1965

Наблюдаемое распределение плотности в шаровых скоплениях сравнивается с теоретическими распределениями, полученными для скопления с малым квазистационарным ядром [10] и для скопления, достигшего квазистационарного состояния в целом [3, 4]. В каждом случае наблюдаемое распределение оказывается промежуточным между двумя теоретическими. Это позволяет оценить стадию эволюции и произвести динамическую оценку возраста скопления. Стадия эволюции определена для 50 шаровых скоплений, фотоэлектрически исследованных Кроном и Мэйоллом [12]. Для 34 скоплений с известными абсолютными величинами и линейными диаметрами вычислены среднее время релаксации и возраст по данным Крона и Мэйолла [12], Ломанна [29] и М. А. Бредихина [30]. Скопления диска, не содержащие переменных типа RR Лиры и обладающие более высоким содержанием металлов, в среднем в 1.4—1.7 раза моложе скоплений гало. Более старые скопления в среднем ярче более молодых.

Сравнение распределения плотности в шаровых скоплениях с различными теоретическими моделями производилось обычно путем представления наблюдаемого распределения плотности политропными сферами. Однако нет физических процессов, которые приводили бы к установлению в сферических звездных системах распределений с конечным значением индекса политропы.

Изотермическая модель газовой сферы, которой соответствует индекс политропы, равный бесконечности, является единственной классической моделью, применение которой к шаровым скоплениям в какой-то мере физически оправдано. Действительно, сферическая система гравитирующих тел стремится со временем к состоянию, квазистационарному в иррегулярном поле, с наименее вероятным распределением скоростей, для которого характерно сферическое распреде-

ленные скоростей и, если не учитывать диссипацию, постоянство дисперсий скоростей по всей системе [1]. Эти условия, по-видимому, выполняются в центральных областях сферических звездных систем на последней стадии их эволюции, и таким образом есть основания ожидать, что распределение плотности в этих областях близко к изотермическому.

Бесконечность массы изотермической модели указывает на ее противоречивость и неприменимость ко внешним частям любых реальных скоплений. Кроме того сравнение распределения плотности с изотермическим на периферии, затрудняется вследствие бесконечности массы и радиуса изотермической модели. Бесконечности массы и радиуса можно избежать, если принять, что скоплению не принадлежат звезды со скоростями, большими критической. Ряд моделей с усеченным максвелловским распределением скоростей построил Вулли [2]. В этих моделях диссипация не учитывается, и поэтому дисперсия скоростей постоянна, хотя постулирование усеченного максвелловского распределения скоростей уже предполагает существование диссипации.

Т. А. Агекином были выведены гидродинамические уравнения, описывающие состояние сферической системы на последней стадии эволюции, достигшей состояния, квазистационарного в иррегулярном поле [3, 4]. При этом распределение скоростей предполагалось максвелловским усеченным и учитывалась диссипация. В этом случае дисперсия скоростей падает от центра к периферии и достигает нуля на границе скопления, одновременно с функцией плотности, а распределение скоростей в каждой точке остается сферическим.

Состояние, квазистационарное в иррегулярном поле, устанавливается во всех точках системы по прошествии времени релаксации. На более ранних стадиях эволюции распределение скоростей в сферических системах, по-видимому, радиально вытянуто. Это подтверждается наблюдениями распределения плотности на периферии шаровых скоплений [5] и сферических галактик [6], а также в сферическом скоплении галактик в Волосах Вероники [7].

В последнее время построен ряд моделей сферических систем с радиально вытянутым распределением скоростей, в том числе обобщение для случая политропной [8, 9] и изотермической [7] сфер. Однако, реальное существование таких моделей не имеет пока физических обоснований.

Радиальные движения тел на начальной стадии эволюции будут иметь место, если скопление образовалось в результате выбросов из сверхплотного тела или конденсации тел в невращающемся облаке диффузной материи. Вследствие высокого градиента плотности вблизи

центра, время релаксации в центральных областях меньше, чем на периферии. Поэтому, после того как достигнуто состояние, стационарное в регулярном поле, наивероятнейшее распределение скоростей сначала устанавливается в центральных областях скопления, а затем постепенно распространяется на периферию.

С целью описания сферической системы на ранней стадии эволюции, в работе [10] рассмотрен крайний случай: в малой центральной области установилось квазистационарное состояние с усеченным максвелловским распределением скоростей, а в остальных частях скопления орбиты тел строго радиальны и проходят через центральную область скопления. Вследствие предположения об усеченности распределения, как и в других моделях с этим предположением, масса и радиус получаются конечными.

Таким образом, при сделанных естественных физических предположениях о характере эволюции сферического скопления целесообразно рассмотреть распределение плотности для двух крайних случаев: на ранней стадии эволюции это модель с квазистационарным ядром и прямолинейными орбитами тел [10], на последней стадии — скопление квазистационарное в целом [3, 4]. Сравнение вычисленных распределений плотности показывает, как и следовало ожидать, что в первом случае концентрация к центру значительно сильнее, чем во втором [10].

В действительности большая часть шаровых скоплений, по-видимому, находится в промежуточной стадии эволюции, вследствие того, что в центре у этих систем время релаксации меньше, а на периферии больше их предполагаемого возраста.

Для трех шаровых скоплений с надежным определением распределения плотности нами выполнено сравнение с этими двумя теоретическими распределениями. Используются фотоэлектрические наблюдения распределения яркости в 47 Тукана и ω Центавра [11], а также подсчеты Сандейджа в М 3 [4]. Соответствующие данные представлены в логарифмической шкале на рис. 1—3. Здесь же приводятся теоретические кривые поверхностной плотности σ , полученной из пространственной плотности ν по формуле

$$\sigma(r) = -2 \int_r^R \sqrt{\rho^2 - r^2} \nu'(\rho) d\rho. \quad (1)$$

Центральные области всех трех скоплений хорошо представляются кривой для квазистационарного в целом скопления, а периферийные области — распределением плотности в скоплении с квази-

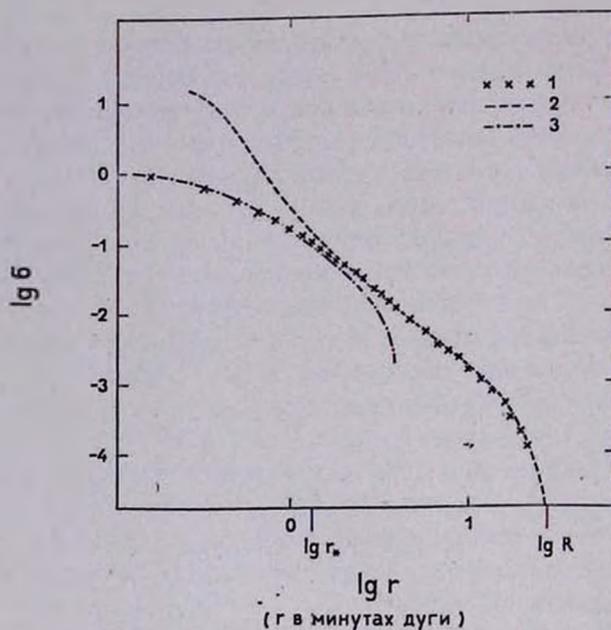


Рис. 1. Распределение плотности в шаровом скоплении 47 Тукана: 1 — данные наблюдений; 2 — скопление с квазистационарным ядром; 3 — скопление, квазистационарное в целом.

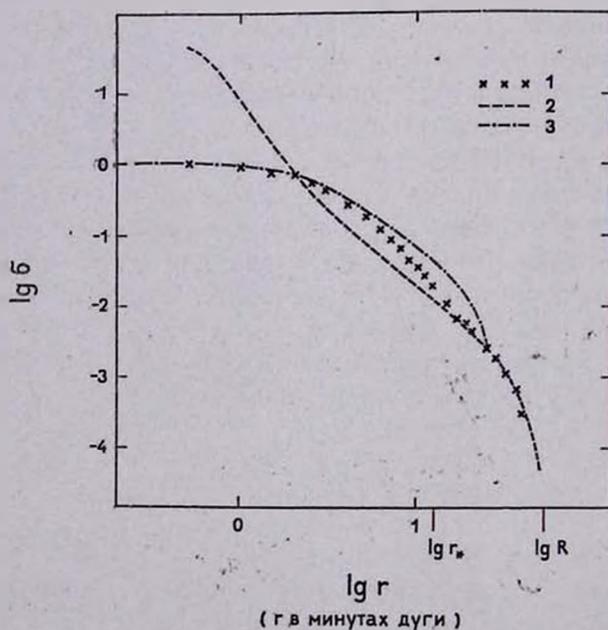


Рис. 2. Распределение плотности в шаровом скоплении ω Центавра. Обозначения те же, что и на рис. 1.

стационарным ядром. Между этими двумя областями имеется переходная область. Можно считать, что середина этой области r_* примерно соответствует границе квазистационарного ядра. У скопления 47 Тукана отношение r_* к радиусу скопления R около 0.05, в М3 0.10, а в ω Центавра 0.25. Классы концентрации по Шепли для этих скоплений равны соответственно III, VI, VIII.

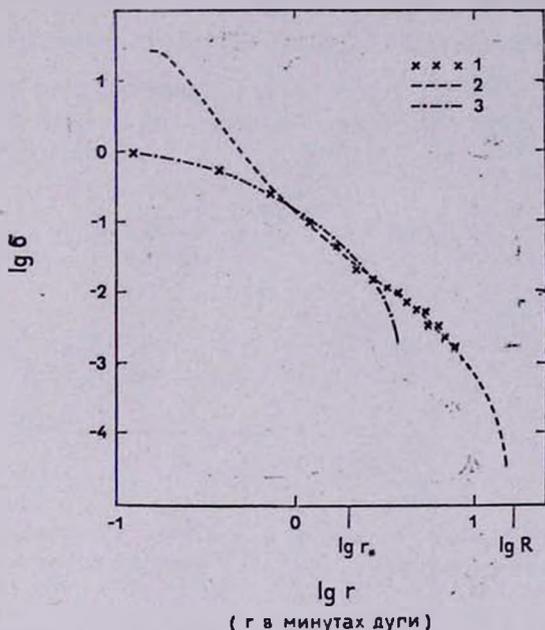


Рис. 3. Распределение плотности в шаровом скоплении М3. Обозначения те же, что и на рис. 1.

Можно считать, что величина r_*/R позволяет оценить стадию эволюции скопления. Чем больше это отношение, тем на большее расстояние распространилось квазистационарное ядро и следовательно, тем дальше скопление продвинулось по эволюционному пути. По непосредственным наблюдениям поверхностной плотности звезд в шаровых скоплениях получить отношение r_*/R не удастся, так как подобные наблюдения обычно относятся к периферийным областям. Исключение составляют подсчеты Сандейджа в скоплении М3.

Данные о распределении яркости в шаровых скоплениях приводятся в работе Крона и Мэйолла [12]. Эти авторы фотоэлектрическим способом измерили звездные величины V скоплений при различных диаметрах диафрагмы d для трех шаровых скоплений, отнесенных Кроном и Мэйоллом к

различным классам концентрации. На рис. 4 приведены также аналогичные кривые, построенные нами для скопления с квазистационарным ядром и скопления, квазистационарного в целом. При этом предполагалось

$$V = -2.5 \lg u + C, \quad (2)$$

где u есть интеграл от величины σ по части скопления, охватываемой данной диафрагмой.

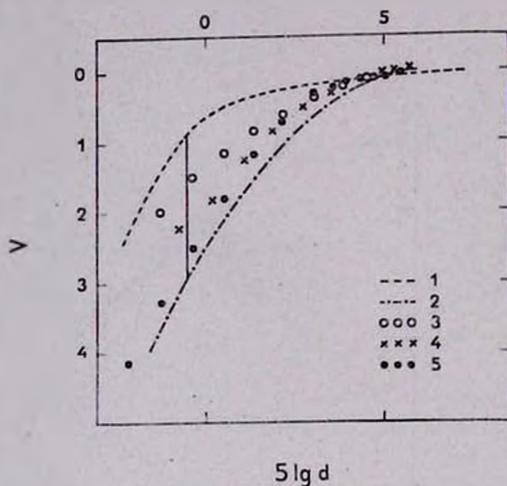


Рис. 4. Распределение плотности в шаровых скоплениях по данным [12]. 1 — скопление с квазистационарным ядром; 2 — скопление, квазистационарное в целом; 3 — М 80 (NGC 6033); 4 — М 30 (NGC 7039); 5 — М 13 (NGC 6205).

Все кривые сдвинуты таким образом, чтобы интегральные величины и диаметры $d_{0.9}$ окружностей, содержащих 0.9 яркости, совпали.

Для всех скоплений полученная из наблюдений кривая распределения V располагается в области между теоретическими кривыми. Естественно считать, что стадия эволюции шарового скопления характеризуется степенью удаленности кривой V от соответствующей кривой скопления с квазистационарным ядром, являющегося, согласно нашим предположениям, ранней стадией эволюции скопления.

Для того, чтобы оценить, насколько скопление продвинулось по эволюционному пути, можно предложить использование величины

$$\alpha = \frac{\Delta S}{S}, \quad (3)$$

где ΔS — площадь на рис. 4, заключенная между кривой наблюдаемой и кривой, соответствующей скоплению с квазистационарным ядром, S — площадь между двумя теоретическими кривыми. Во всех случаях при определении площадей рассматривается область скопления от

0.08 $d_{0.9}$ до $d_{0.9}$ (на рис. 4 это соответствует интервалу $5 \lg d$ от 0.5 до 5.0). В табл. 1 приводится величина α для всех скоплений, для которых Крон и Мэйолл получили уверенное распределение V .

Будем считать, что переход скопления из состояния с малым квазистационарным ядром к состоянию, квазистационарному в целом, совершается приблизительно за среднее время релаксации.

Для 35 скоплений Крон и Мэйолл приводят абсолютные величины M_{V_i} и линейные диаметры $D_{0.9}$, вычисленные в соответствии с двумя различными способами определения поглощения, I и II. Эти данные были использованы нами для определения среднего времени релаксации в скоплении

$$\bar{\tau} = k \frac{\sqrt{2^3 \mathfrak{M} \bar{R}^3}}{\lg \frac{\mathfrak{M}}{\mathfrak{M}_{\odot}} - 0.45} \cdot 10^{-2}, \quad (4)$$

где \mathfrak{M} — масса скопления, \bar{R} — средний радиус в парсеках, k взято равным $2.8 \cdot 10^8$, в соответствии с результатом Чандрасекара [13]. При вычислении $\bar{\tau}$ предполагается

$$\left. \begin{aligned} M_V &= -2.5 \lg \mathfrak{M}, \\ M_{V_{\odot}} &= +4.8 \\ D_{0.9} &= 2 \bar{R}. \end{aligned} \right\} \quad (5)$$

Единица массы в (4) определяется соотношениями (5).

Будем считать, что отношение возраста скопления T к среднему времени релаксации $\bar{\tau}$ определяется стадией эволюции α . Примем $\alpha = 1$ для последней стадии эволюции, когда прошло среднее время релаксации и скопление достигло состояния, квазистационарного в целом. Допустим для простоты, что эти три величины связаны соотношением

$$T = \alpha \bar{\tau}. \quad (6)$$

Равенство (6) не является строгим, однако оно может дать представление о величине возраста различных шаровых скоплений. Мы считаем, что по прошествии среднего времени релаксации $\bar{\tau}$ скопление достигает состояния, квазистационарного в целом. На самом деле это состояние достигается несколько позднее, когда пройдет время релаксации, определяемое для периферии скопления. Но если предположить, что время релаксации на периферии пропорционально среднему времени релаксации $\bar{\tau}$, с коэффициентом пропорционально-

| NGC | Sp | α | τ/k | | | $T \times 10^{-9}$ | | | Группа | | |
|------|------|----------|----------|------|---------|--------------------|--------|---------|--------|--------|--------|
| | | | I | II | КМ [12] | L [29] | B [30] | КМ [12] | | L [29] | B [30] |
| 4590 | A7 | 0.63 | | 0.76 | 0.41 | 0.50 | 0.45 | 0.7 | 0.9 | 0.8 | д |
| 5024 | F4 | 0.55 | | 4.6 | 2.5 | 2.2 | 2.4 | 3.9 | 3.4 | 3.7 | д |
| 5272 | F7 | 0.61 | 3.4 | 2.6 | 1.6 | 1.4 | 1.4 | 2.7 | 2.4 | 2.4 | к |
| 5824 | F5 | 0.33 | | — | — | — | — | — | — | — | — |
| 5904 | F6 | 0.62 | | 2.2 | 1.2 | 1.3 | 1.4 | 2.1 | 2.3 | 2.4 | к |
| 5986 | G1 | 0.64 | | — | — | — | — | — | — | — | — |
| 6093 | F9 | 0.41 | 2.0 | 1.9 | 1.04 | 1.1 | 1.2 | 1.1 | 1.3 | 1.4 | — |
| 6121 | (G0) | 0.72 | 0.87 | 0.67 | 0.42 | 0.55 | 0.43 | 0.8 | 1.1 | 0.9 | к |
| 6144 | (G0) | 0.83 | | 1.2 | 0.64 | 1.00 | 1.00 | 1.5 | 2.8 | 2.3 | — |
| 6171 | G3 | 0.81 | 1.7 | 1.3 | 0.82 | 1.2 | 1.2 | 1.8 | 2.7 | 2.7 | (к) |
| 6205 | F6 | 0.73 | 2.5 | 2.3 | 1.3 | 1.2 | 1.5 | 2.7 | 2.4 | 3.1 | кд |
| 6218 | F8 | 0.58 | 2.9 | 2.7 | 1.5 | 2.0 | 1.8 | 2.4 | 3.2 | 2.9 | — |
| 6229 | F8 | 0.62 | 1.5 | 1.4 | 0.78 | 0.89 | 0.93 | 1.4 | 1.5 | 1.6 | (к) |
| 6254 | G1 | 0.58 | 2.2 | 1.6 | 1.00 | 1.6 | 1.5 | 1.6 | 2.6 | 2.4 | — |
| 6273 | F3 | 0.68 | | 1.04 | 0.56 | 0.87 | 0.74 | 1.1 | 1.6 | 1.4 | — |
| 6284 | G2 | 0.41 | 1.7 | 1.2 | 0.77 | 1.1 | 0.93 | 0.9 | 1.3 | 1.1 | — |
| 6287 | (G5) | 0.66 | 0.80 | 0.39 | 0.32 | 0.71 | 0.44 | 0.6 | 1.3 | 0.8 | — |
| 6293 | F0 | 0.66 | | 0.74 | 0.40 | 0.75 | 0.59 | 0.7 | 1.4 | 1.1 | — |
| 6304 | G4 | 0.62 | | — | — | — | — | — | — | — | — |
| 6316 | (G5) | 0.63 | | — | — | — | — | — | — | — | — |
| 6325 | (G5) | 0.59 | | — | — | — | — | — | — | — | — |
| 6333 | F2 | 0.60 | | 0.89 | 0.48 | 0.80 | 0.59 | 0.8 | 1.3 | 1.0 | (д) |
| 6341 | F1 | 0.65 | | 2.3 | 1.3 | 1.3 | 1.2 | 2.3 | 2.4 | 2.2 | д |
| 6342 | (G5) | 0.65 | | — | — | — | — | — | — | — | — |
| 6355 | (G5) | 0.68 | | — | — | — | — | — | — | — | — |
| 6356 | G4 | 0.61 | 1.8 | 0.85 | 0.72 | 1.5 | 1.1 | 1.2 | 2.6 | 1.9 | — |
| 6402 | G1 | 0.76 | 1.5 | 1.1 | 0.70 | 1.8 | 1.2 | 1.5 | 2.5 | 2.6 | кд |
| 6440 | G5 | 0.32 | | — | — | — | — | — | — | — | — |
| 6517 | (G0) | 0.42 | | — | — | — | — | — | — | — | — |
| 6522 | F8 | 0.63 | | 0.84 | 0.45 | 1.2 | 0.96 | 0.8 | 2.1 | 1.7 | (к) |
| 6539 | (G0) | 0.57 | | — | — | — | — | — | — | — | — |
| 6553 | (G5) | 0.84 | | — | — | — | — | — | — | — | — |
| 6569 | (G5) | 0.63 | | — | — | — | — | — | — | — | — |
| 6637 | G5 | 0.63 | | — | — | — | — | — | — | — | — |
| 6638 | G4 | 0.77 | 1.04 | 0.68 | 0.46 | 0.73 | 0.54 | 1.0 | 1.6 | 1.2 | — |
| 6652 | G4 | 0.66 | | — | — | — | — | — | — | — | — |
| 6656 | F7 | 0.60 | | 1.4 | 0.73 | 1.3 | 0.87 | 1.2 | 2.2 | 1.5 | д |
| 6681 | G3 | 0.63 | | — | — | — | — | — | — | — | — |
| 6712 | G5 | 0.67 | 2.1 | 1.2 | 0.59 | 2.1 | 1.3 | 1.7 | 3.9 | 2.4 | (к) |
| 6715 | F8 | 0.40 | 2.1 | 2.4 | 1.4 | 1.1 | 1.2 | 1.6 | 1.2 | 1.3 | к |
| 6723 | G4 | 0.62 | 1.8 | 1.7 | 0.93 | 1.2 | 1.2 | 1.6 | 2.1 | 2.1 | (к) |
| 6760 | (G0) | 0.64 | 0.30 | 0.25 | 0.15 | 0.61 | 0.29 | 0.3 | 1.1 | 0.5 | — |
| 6779 | F6 | 0.64 | 1.6 | 1.4 | 0.83 | 1.2 | 1.2 | 1.5 | 2.2 | 2.2 | кд |
| 6809 | (F5) | 0.81 | | 2.5 | 1.4 | 1.2 | 1.3 | 3.1 | 2.7 | 2.9 | кд |
| 6838 | G6 | 0.81 | | — | — | — | — | — | — | — | — |
| 6864 | G2 | 0.37 | 5.3 | 3.6 | 2.4 | 2.6 | 2.6 | 2.5 | 2.7 | 2.7 | — |
| 6981 | G3 | 0.75 | | 2.6 | 1.4 | 1.1 | 1.2 | 2.9 | 2.3 | 2.5 | к |
| 7078 | F2 | 0.40 | | 3.2 | 1.7 | 1.7 | 1.9 | 1.9 | 1.9 | 2.1 | д |
| 7089 | F4 | 0.82 | | 2.6 | 1.4 | 1.5 | 1.8 | 3.2 | 3.4 | 4.1 | (д) |
| 7099 | A7 | 0.64 | | 1.1 | 0.62 | 0.50 | 4.5 | 1.1 | 0.9 | 0.8 | (д) |

сти, одинаковым для всех шаровых скоплений, то сравнение скоплений по возрасту остается возможным.

При определении возраста следует также учесть время, которое необходимо для того, чтобы скопление достигло состояния с малым квазистационарным ядром. Однако это время по крайней мере на порядок меньше величины $\bar{\tau}$, и поэтому мы можем им пренебречь.

Указанные соображения, а также возможные ошибки в определении $\bar{\tau}$ и α , возникающие вследствие ошибок определения V , M_V и $D_{0.9}$, уменьшают надежность определяемых возрастов шаровых скоплений. Однако и приближенная оценка возрастов шаровых скоплений средствами звездной динамики, совершенно независимая от астрофизических оценок, несомненно представляет интерес, тем более, что астрофизические методы едва ли более надежны.

В табл. 1 приводятся значения $\bar{\tau}_I/k$, $\bar{\tau}_{II}/k$, вычисленные по данным [12]. Среднее время релаксации $\bar{\tau}$ определяется как среднее из величин $\bar{\tau}_I$ и $\bar{\tau}_{II}$, полученных с различными поглощениями. Кроме того, при определении среднего времени релаксации была изменена шкала расстояний в соответствии с последними определениями абсолютной величины звезд RR Лиры, дающими $+0^m.7$ (в [12] эта величина была принята равной $0^m.0$). Таким образом, среднее время релаксации по данным Крона и Мэйолла получено нами по формуле

$$\bar{\tau} = 0.49 \frac{\bar{\tau}_I + \bar{\tau}_{II}}{2}.$$

Это среднее время приводится для различных скоплений в пятом столбце табл. 1. Возраст T в годах получен по формуле (6).

Как известно, шаровые скопления разделяются на две группы — скопления диска и скопления гало [14, 15]. Скопления диска располагаются вблизи галактической плоскости и имеют более высокое содержание металлов, чем скопления гало. Характерной особенностью скоплений диска является отсутствие в них переменных типа RR Лиры [16].

Скопления гало, в среднем более удаленные от галактической плоскости, чем скопления диска, в свою очередь разделяются на две группы в соответствии с распределением переменных RR Лиры по периоду. В скоплениях одной группы средний период переменных типа α равен 0.55 (короткопериодическая группа), а в скоплениях другой группы средний период переменных этого типа 0.65 (долгопериодическая группа) [16].

Принадлежность скоплений к группе, не содержащей переменных RR Лиры, к короткопериодической или долгопериодической группам указана в последнем столбце табл. 1. Скопления долгопериодической группы обозначены индексом d , скопления короткопериодической группы — индексом k , скопления, содержащие переменные RR Лиры неизвестных периодов, — индексом kd . У скоплений с неуверенным определением среднего периода переменных RR Лиры индексы заключены в скобки. Скопления, в которых переменные типа RR Лиры не обнаружены, не имеют индексов.

В этой таблице приводятся также интегральный спектральный класс, определенный Кроном и Мэйоллом. Спектральные классы приведены Кроном и Мэйоллом к системе Моргана [14] и характеризуют содержание металлов в скоплении (отношение интенсивности полосы G к $H\gamma$).

Сведения относительно наличия переменных RR Лиры в скоплениях взяты в основном из каталога [17] и списка [18] Соьер-Хогг. В скоплениях, не имеющих индексов, в табл. 1, в основном, обнаружено очень мало переменных, и эти скопления, весьма вероятно, относятся к группе скоплений диска. Вызывает сомнение лишь принадлежность к этой группе скопления NGC 6864, в котором обнаружено 11 переменных, но типы их не определены. Возможно, что среди них имеются и звезды RR Лиры, и тогда это скопление следует отнести к группе гало. В пользу последнего предположения говорит также тот факт, что это скопление находится на большом расстоянии от галактической плоскости ($|z| = 10.9$ *кпс*), в то время, как наибольшее значение $|z|$ для остальных скоплений, в которых не обнаружено переменных типа RR Лиры, равно 3.3 *кпс*.

Принадлежность скоплений к группе, содержащей короткопериодические или долгопериодические переменные RR Лиры, определена Агтом и Остерхоффом [16]. Данные относительно скоплений NGC 6171, 6229, 6715, 6723 и 6712 взяты соответственно из работ [19], [20] — [23].

На рис. 5 представлен интегральный спектральный класс скоплений по определению Крона и Мэйолла в зависимости от возраста в годах. Скопления диска (без переменных RR Лиры) обозначены крестиками, скопления гало, относящиеся к короткопериодической группе (k и (k)) — полными кружками, а скопления гало долгопериодической группы (d и (d)) — точками.

В трех скоплениях, NGC 6712, 6723 и 6711, средние периоды переменных RR Лиры меньше средних периодов этих звезд в скоплениях короткопериодической группы, а содержание металлов более высокое. Они, по-видимому, занимают промежуточное по-

ложение между скоплениями диска и скоплениями гало и отмечены на рис. 5.

В табл. 2 приводятся средний возраст $\langle T \rangle$ по данным [12] и средний спектральный класс для скопления каждой группы. Средний модуль расстояния от галактической плоскости, вычисленный по данным [24], ввиду малого количества скоплений с известными $|z|$, приводится только для группы скоплений диска и для всех скоплений, содержащих переменные. Для скоплений диска отдельно вычислены величины по всем предполагаемым членам группы без скопления NGC 6864, которое, как указано выше, вероятно, относится к группе гало.

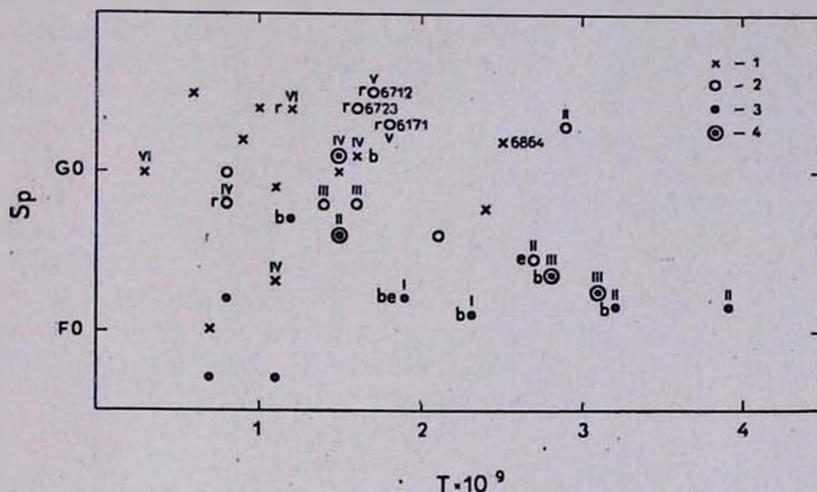


Рис. 5. Спектральные классы и возраст шаровых скоплений по данным [12]. Данные Крона и Мейолла: 1 — скопления, в которых не обнаружено переменных типа RR Лиры, 2 — скопления короткопериодической группы, 3 — скопления долгопериодической группы, 4 — скопления неизвестной группы, содержащие переменные типа RR Лиры.

Согласно данным табл. 2, между скоплениями долгопериодической группы и скоплениями короткопериодической группы, с более высоким содержанием металла, нет заметной разницы в возрасте. Скопления диска, не содержащие переменных типа RR Лиры и имеющие наибольшее содержание металла, по-видимому, в среднем моложе скоплений гало.

В табл. 2 приводятся также средние квадратичные отклонения от среднего возраста каждой группы.

В пределах каждой группы разброс в возрасте велик, особенно для долгопериодической группы. Частично он может объясняться неточностью определения возраста отдельных скоплений. Возможно также, что этот разброс имеет физические причины, и одинаковый

Таблица 2

| Г р у п п а | n | <Sp> | < z > (кпс) | <-M _v > | | | <T> · 10 ⁻⁹ | | |
|-------------------------------------|----|------|----------------|--------------------|--------|--------|------------------------|---------|---------|
| | | | | КМ [12] | L [29] | Б [30] | КМ [12] | L [29] | Б [30] |
| д, (д) | 8 | F2 | | 7.9 | 8.0 | 8.0 | 1.9±0.4 | 2.0±0.4 | 2.2±0.4 |
| к, (к) | 10 | G0 | | 7.7 | 7.7 | 7.8 | 1.7±0.2 | 2.2±0.2 | 2.1±0.2 |
| д, (д), к, (к), кд | 22 | F6 | 6.8 (n=18) | 7.8 | 7.8 | 7.9 | 1.9±0.2 | 1.9±0.2 | 2.1±0.2 |
| без звезд RR Лиры | 12 | G0 | 2.7 (n=10) | 7.2 | 7.3 | 7.5 | 1.2±0.2 | 2.0±0.2 | 1.6±0.2 |
| без звезд RR Лиры (без NGC 6864) | 11 | G0 | 1.9 (n=9) | 7.1 | 7.2 | 7.4 | 1.1±0.2 | 1.9±0.2 | 1.5±0.2 |

возраст могут иметь скопления различных групп, а принадлежность к определенной группе обуславливается начальными условиями образования скоплений, например, различием в содержании металлов в момент их формирования. Можно сказать только, что вначале образовывались большей частью скопления, принадлежащие к долгопериодической группе, с более низким содержанием металлов, и скопления короткопериодической группы с более высоким содержанием металлов, а позднее — в основном скопления диска, не содержащие переменных типа RR Лиры, с более высоким содержанием металлов. Отметим, что рассеянные скопления, которые, как известно, моложе шаровых, обладают более высоким содержанием металлов. Таким образом, наш вывод о более высоком содержании металла в более молодых объектах не противоречит данным относительно различия физических характеристик шаровых и рассеянных скоплений.

На рис. 5 отмечены классы по Моргану, более точно описывающие особенности спектров. Интересно, что скопления с одинаковым классом, по-видимому, близки по возрасту.

Сандейдж и Валлерстейн [25] указали на корреляцию между средним периодом звезд RR Лиры и отношением количества голубых звезд к количеству красных звезд на горизонтальной ветви диаграммы цвет-величина шаровых скоплений. На рис. 5, следуя обозначениям, принятым в [25], буквой *r* отмечены скопления, у которых на горизонтальной ветви почти не обнаружено голубых звезд, буквой *e* — скопления, в которых количество красных и голубых звезд на горизонтальной ветви примерно равное, а буквой *b* — скопления, в которых красных звезд горизонтальной ветви почти нет. Обозначение *be* соответствует случаю, промежуточному между *b* и *e*. Данные относительно строения горизонтальной ветви взяты из работ [21], [22], [25—28]. Недостаток наблюдательных данных не позволяет ответить на вопрос, определяется ли строение горизонтальной ветви возрастом скопления или содержанием металла.

Рядом авторов была отмечена корреляция между абсолютной величиной гигантов и содержанием металла в шаровых скоплениях [25]. На рис. 6 показано, что существует корреляция между возрастом и абсолютной величиной шаровых скоплений, причем более старые скопления в среднем ярче более молодых.

Средние значения абсолютной величины по данным [12] с учетом изменения абсолютной величины звезд RR Лиры приводятся в табл. 2 для различных групп скоплений.

В 1963 году Ломани [29] заново обработал данные Крона и Мейолла. Расстояние и абсолютные величины были перевычислены в предположении, что абсолютная величина звезд RR Лиры равна

$+0^m.7$, а не $0^m.0$, как принято в [12]. Кроме того, Ломанн заново определил диаметры шаровых скоплений в предположении, что их истинные размеры искажены поглощением. После исключения зависимости диаметров от поглощения света истинные диаметры скоплений диска получились больше видимых. По этим данным мы вычислили значения $\bar{\tau}/k$ и T , которые приводятся в шестом и девятом столбцах табл. 1. Средние значения возраста $\langle T \rangle$ всех групп и средние абсолютные величины $\langle M_{V_t} \rangle$ по данным [29] приводятся в табл. 2.

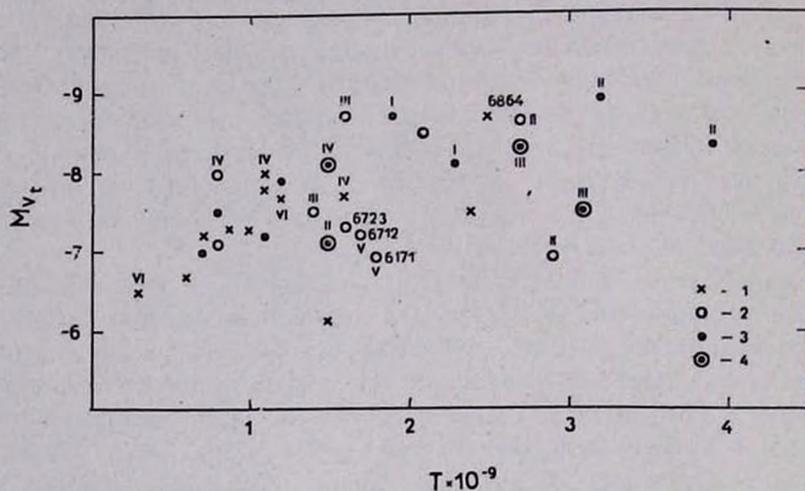


Рис. 6. Абсолютные величины и возраст шаровых скоплений по данным [12]. Обозначения те же, что и на рис. 5.

Уточненные значения поглощения для шаровых скоплений были получены М. А. Бредихиным [30]. В работе [30] определена заново зависимость диаметров от поглощения. С использованием этих данных вычислены значения $\bar{\tau}/k$ и T , приведенные в седьмом и девятом столбцах табл. 1, а также средние значения возрастов $\langle T \rangle$ и абсолютных величин $\langle M_{V_t} \rangle$ для различных групп шаровых скоплений в табл. 2. Зависимости спектрального класса и абсолютной величины от возраста по данным [30] представлены соответственно на рис. 7 и 8.

Вследствие большего увеличения диаметров скоплений диска по сравнению с увеличением диаметров скоплений гало после исключения в работах [29] и [30] зависимости диаметров от поглощения различие в возрасте между скоплениями диска и гало уменьшилось. Однако, ввиду того, что может существовать зависимость истинных

размеров скоплений от $|z|$, это различие следует рассматривать как нижнюю границу действительной разности возрастов скоплений этих групп. Таким образом, отношение среднего возраста скоплений гало к среднему возрасту скоплений диска заключено между 1.4 и 1.7. Особенностью скоплений долгопериодической группы, как это видно

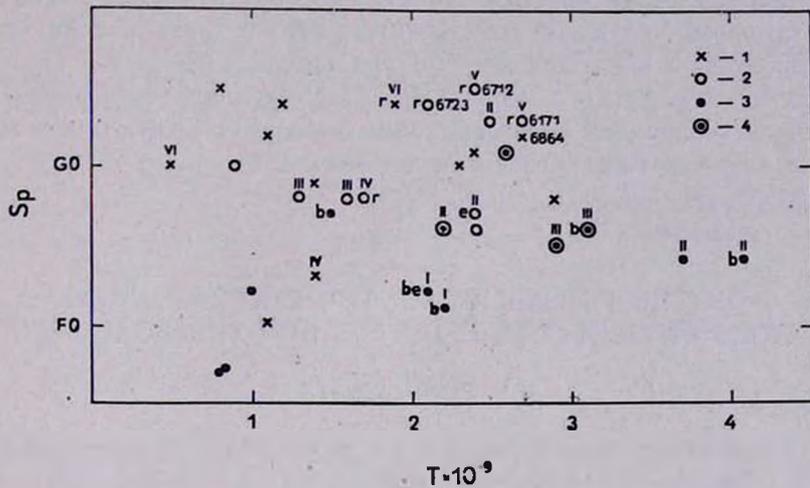


Рис. 7. Спектральные классы и возраст шаровых скоплений по данным [30]. Обозначения те же, что и на рис. 5.

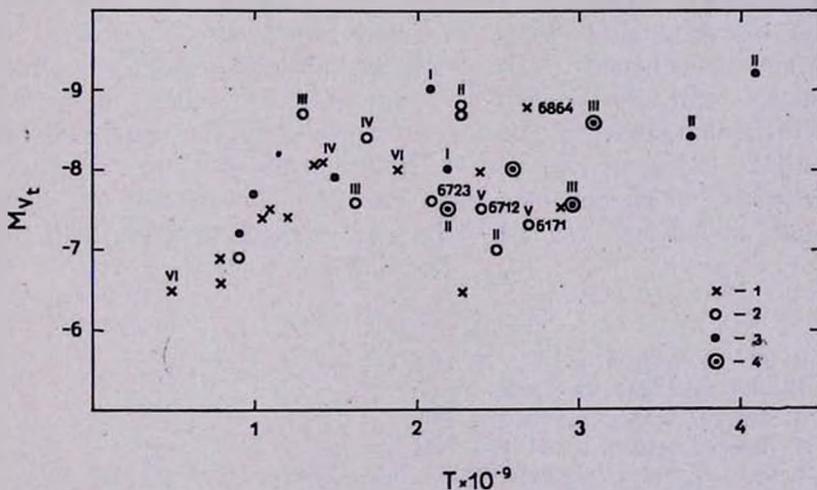


Рис. 8. Абсолютные величины и возраст шаровых скоплений по данным [30]. Обозначения те же, что и на рис. 5.

из рис. 5 и 7 и табл. 2, является большой разброс в возрасте, чем у скоплений короткопериодической группы и группы диска.

Определение возраста шаровых скоплений по точке изгиба главной последовательности, выполненное до сих пор лишь для малого числа скоплений, зависит от принятой схемы звездной эволюции. Поэтому предлагаемый впервые динамический способ определения возраста шаровых скоплений должен быть полезен для изучения условий формирования и эволюции звезд в этих системах. В случае получения нового наблюдательного материала или уточнения способа определения среднего времени релаксации, мы сможем получить более точные оценки возраста большого числа шаровых скоплений.

Ленинградский государственный
университет

ON THE POSSIBILITY OF THE DETERMINATION OF AGES OF GLOBULAR CLUSTERS BY DYNAMICAL METHOD

I. V. PETROVSKAYA

The observed density distribution in globular clusters is compared with the theoretical distributions obtained for the cluster with a quasi-stationary nucleus [10] and for the cluster which reached the quasistationary state on the whole [3, 4]. In each case the observed distribution is intermediate between two theoretical distributions. This allows to estimate an evolutionary stage and to derive the dynamical estimate of cluster age. The evolutionary stage is determined for 50 globular clusters which are investigated by Kron and Mayall photoelectrically [12]. For 34 clusters with known absolute magnitudes and linear diameters, the mean relaxation time and the age according to the dates of Kron and Mayall [12], Lohmann [29] and M. A. Bredichin [30] are calculated. The disk clusters, which do not contain the RR Lyr variables and have higher metal abundance, are 1.4—1.7 times younger than the halo clusters.

ЛИТЕРАТУРА

1. Т. А. Агекян, Астрон. ж., 37, 317, 1960.
2. R. Woolley, MN, 114, 191, 1954.
3. Т. А. Агекян, Астрон. ж., 40, 318, 1963.
4. Т. А. Агекян, Астрон. ж., 41, 523, 1964.
5. J. H. Oort, H. van Herk, Bull. Astron. Inst. Netherl., 14, № 491, 229, 1959.
6. J. Belzer, G. Gamou, G. Keller, Ap. J., 113, 166, 1951.
7. Т. А. Агекян, И. В. Петровская, Уч. зап. ЛГУ, № 307, 1962.
8. Ю.-И. К. Велтманн, Труды Астрофиз. института АН КазССР, 5, 57, 1965.
9. P. Bouvier, Publ. Obs. Geneve. A, 65, 1963.

10. И. В. Петровская, Астрон. ж., 42, 572, 1965.
11. S. C. B. Gascolgne, E. J. Burr, MN, 116, 570, 1956.
12. G. E. Kron, N. U. Mayall, A. J., 65, 581, 1960.
13. С. Чандрасекар, Приципы звездной динамики, И.Т. М., 1948.
14. W. W. Morgan, Publ. A. S. P., 68, 509, 1956.
15. W. W. Morgan, A. J., 64, 432, 1959.
16. S. L. Th. van Agt, Th. Oosterhoff, Ann. Leiden, 21, 251, 1959.
17. H. B. Sawyer, Publ. David Dunlap Obs., 11, № 1, 1955.
18. H. B. Sawyer-Hogg, Kleine Veröff, Renreis-Sternw. Bamberg, n. 34, 8, 1962.
19. A. Sandage, B. Katem, Ap. J., 139, 1088, 1964.
20. P. Mayer, Bull. Astron. Inst. Czechosl., 12, 167, 1961.
21. L. Rosino, F. Nobili, Asiago Contr., № 97, 1959.
22. S. C. B. Gascolgne, F. A. Ogston, Observatory, 83, 64, 1963.
23. L. L. Smith, A. R. Sandage, D. Iiden-Bell, R. H. Norton, A. J., 68, 293, 1963.
24. T. D. Kinman, MN, 119, 538, 1959.
25. A. Sandage, G. Wallerstein, Ap. J., 131, 598, 1960.
26. S. V. M. Clube, Roy. Obs. Bull., № 95, 1965.
27. H. C. Arp, A. J., 60, 317, 1955.
28. S. L. Th. van Agt, Bull. Astron. Inst. Netherl., 15, № 508, 327, 1961.
29. W. Lohmann, Z. f. Astrophys., 57, 288, 1963.
30. М. А. Бредихин, Астрон. ж., 42, 467, 1965.

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 1

ДЕКАБРЬ 1965

ВЫПУСК 4

BN ОРИОНА — ЗВЕЗДА ТИПА RW ВОЗНИЧЕГО

Б. А. ДРАГОМИРЕЦКАЯ

Поступила 10 июля 1965

Исправлена 18 октября 1965

Исследованы колебания блеска и показателя цвета этой полуправильной звезды спектрального класса А. Показано, что изменение блеска состоит из чередования бурных и спокойных интервалов, отстоящих примерно на 10 000 суток. Показатель цвета изменяется в пределах 1,2 звездной величины. Звезда желтеет в минимуме блеска. Исследуется зависимость изменения показателя цвета в зависимости от блеска.

Одна из современных важных проблем изучения звезд типа RW Возничего состоит в исследовании общих закономерностей, которым подчинена изменяемость их блеска. Для этого необходимы длительные ряды наблюдений, охватывающие возможно более продолжительные промежутки времени.

Данная работа посвящена звезде BN Ориона спектрального класса А, принадлежащей типу RW Возничего.

Работа основана на нескольких рядах фотографических наблюдений. В ней использованы 3580 оценок блеска, сделанных В. П. Цевичем на пластинках Гарвардской обсерватории. Наблюдения охватывают промежуток времени с 1898 по 1954 годы и выполнены на нескольких сериях снимков: А1, АС, FА, АМ, RН, RВ и В1. Кроме того, было использовано 171 фотографическое наблюдение П. Анерта (1950 — 1962) на Зоннебергской обсерватории, любезно предоставленное нам, и 233 оценки Г. С. Филатова (наблюдения 1940 — 1964), сделанные по нашей просьбе на снимках Института Астрофизики АН Таджикской ССР.

При обработке подобных материалов надо иметь надежно определенные величины звезд сравнения. Они были определены по снимкам, полученным на семикамерном астрографе на станции „Маяки“

Одесской Астрономической обсерватории. Привязка производилась к звездным величинам звезд спектрального класса А, расположенным в поле № 73 BSD. Были выбраны 22 звезды с величинами от 8^m2 до 12^m9 (рис. 1) и с их помощью строились характеристические кривые. Звездные величины звезд сравнения приведены в табл. 1. В таблице также указаны показатели цвета и редуцированные визуальные — m_v

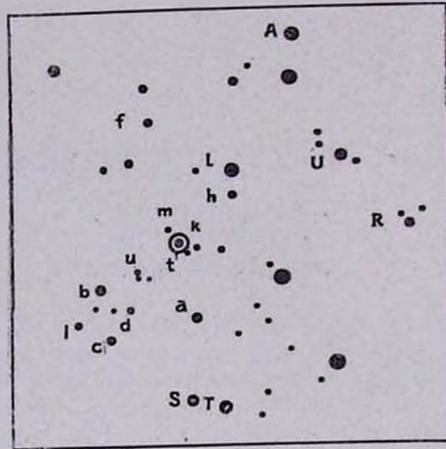


Рис. 1. Карта звезд сравнения.

Таблица 1

РЕДУЦИРОВАННЫЕ ВЕЛИЧИНЫ ЗВЕЗД СРАВНЕНИЯ

| Звезда | m_{PK} | m_{PV} | Cl | m_v | m'_{PK} | BD |
|--------|----------|----------|----------|---------|-----------|-----------|
| T | 9^m84 | 9^m27 | $+0^m57$ | 9^m52 | 9^m80 | $+6^m966$ |
| S | 11.20 | 9.57 | $+1.63$ | 10.29 | 11.07 | $+6^m970$ |
| a | 9.68 | 9.34 | $+0.34$ | 9.49 | 9.65 | $+6^m969$ |
| d | 12.02 | 11.48 | -0.54 | 11.72 | 11.98 | — |
| c | 11.08 | 9.61 | -1.47 | 10.26 | 10.87 | $+6^m912$ |
| l | 12.60 | 11.57 | $+1.03$ | 12.02 | 12.52 | — |
| b | 10.52 | 10.17 | $+0.35$ | 10.32 | 10.49 | $+6^m973$ |
| m | 13.25 | — | — | — | — | — |
| k | 12.80 | — | — | — | — | — |
| h | 12.44 | 11.88 | $+0.56$ | 12.13 | 12.40 | — |
| g | 11.08 | 8.46 | $+2.62$ | 9.62 | 10.88 | $+6^m967$ |
| e | 11.32 | 11.78 | -0.46 | 11.58 | 11.36 | — |
| f | 11.36 | 10.01 | $+1.35$ | 10.61 | 11.26 | — |
| A | 9.52 | 9.49 | $+0.03$ | 9.50 | 9.52 | $+7^m938$ |
| U | 11.20 | 9.50 | $+1.70$ | 10.25 | 11.07 | $+6^m963$ |
| R | 11.08 | 10.83 | -0.25 | 10.94 | 11.06 | — |

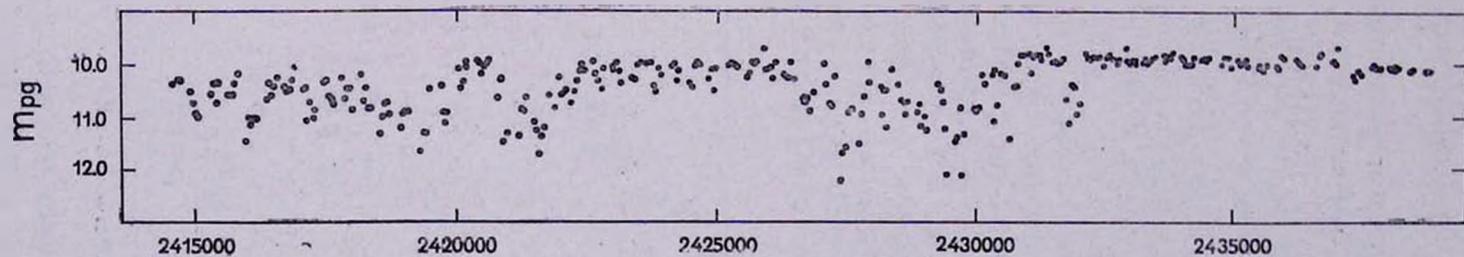


Рис. 2. Сглаженная кривая изменения блеска (средние пятидесятидневные точки).

и фотографические — m'_{pg} величины, принятые для обработки гарвардских снимков. Они были получены по редуционным формулам

$$m_v = m_{pv} + 0.441 [CI]$$

$$m_{pg} = m_{pg} - 0.077 [CI].$$

Изменение блеска BN Ориона весьма сложное. Иногда в течение длительного времени блеск остается почти постоянным. В другие интервалы времени он изменяется с большой амплитудой и очень быстро. Интересно представить весь длительный ряд наблюдений в обзорной форме. Для этой цели были вычислены пятидесятидневные средние точки. Кривая блеска изображена на рис. 2.

Из кривой можно видеть, что у звезды имеются интервалы почти постоянного блеска, которые разделяются промежутком времени в 4500 суток. В последние же 6700 суток блеск звезды почти не изменился. Можно также заметить, что блеск звезды постепенно возрастал. Новый „плоский“ максимум выше предыдущего. Правда, в последние годы блеск систематически уменьшается, но в небольшой степени. Возможно, что приближается новый интервал быстрых колебаний блеска.

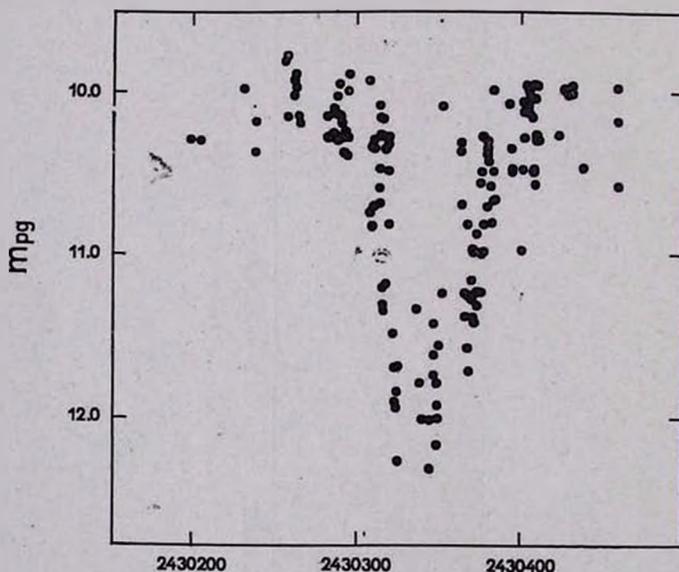


Рис. 3. Фрагмент кривой изменения блеска, изображающий быстрые колебания блеска. Видны волны с циклами 20—50 суток.

Так как средняя пятидесятидневная кривая полностью сглаживает быстрые колебания, интервал бурной деятельности звезды в 4500

суток рассмотрен отдельно в большом масштабе. В этом интервале амплитуда изменения среднего блеска достигает в некоторых случаях 3-х звездных величин и эти изменения происходят в течение 20 — 50 дней (рис. 3). В некоторых интервалах происходит возрастание либо убывание среднего блеска в течение 100 — 200 дней. На эти „большие“ изменения блеска как бы накладываются „быстрые“ его изменения, достигающие амплитуды, равной 1 — 1.5 звездной величины. Циклы быстрых колебаний в некоторых случаях заметно выделяются и продолжительность их порядка десяти дней (рис. 4).

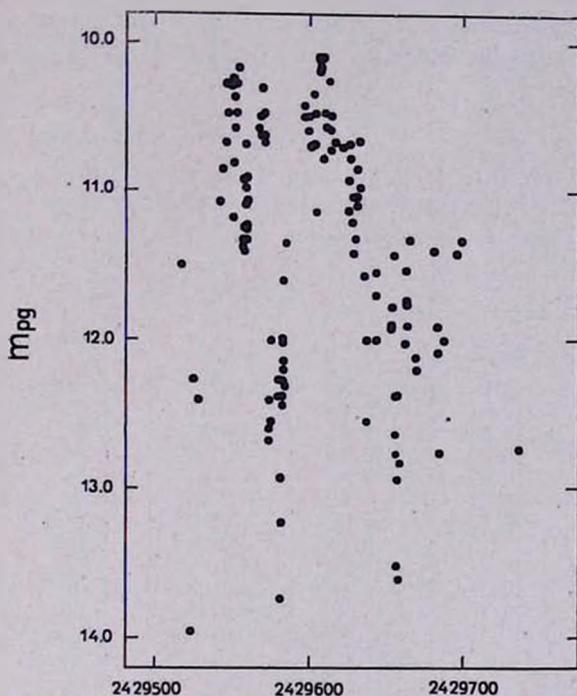


Рис. 4. Фрагмент кривой изменения блеска с наложенными быстрыми и медленными колебаниями.

Для вывода показателей цвета BN Ориона были использованы фотографические оценки, полученные на гарвардских снимках и визуальные оценки блеска переменной Д. Я. Мартынова [1], М. Бейера [2] и М. Эша [3], редуцированные к одной системе.

Моменты, для которых определялись показатели цвета, брались по возможности совпадающими для фотографических и визуальных оценок. В некоторых случаях они отличались на 1.0 — 1.5 дня. В тех случаях, когда было несколько фотографических и визуальных оценок, брались средние арифметические из них, а затем определялись

показатели цвета. Общее количество определений показателей цвета равно 314. Они приходятся как на „спокойный“, так и на „бурный“ интервалы.

Была сделана попытка построить график единой зависимости показателя цвета от звездной величины. Оказалось, что в некоторые интервалы времени намечается определенная хорошо выраженная зависимость, в то время как наложение на график последующих наблюдений портит общую картину.

Поэтому были построены две средних кривых показателя цвета. Одна из них относится к „спокойному“ интервалу (табл. 2), а вторая к „бурному“ (табл. 3). На рис. 5 изображены обе зависимости.

Таблица 2

СРЕДНИЕ ЗНАЧЕНИЯ ПОКАЗАТЕЛЕЙ ЦВЕТА
ДЛЯ „СПОКОЙНОГО“ ИНТЕРВАЛА ВРЕМЕНИ

| m_{pg} | m_v | C1 | ϵ |
|----------|-------|-------|------------|
| 9.74 | 9.91 | -0.17 | ± 0.06 |
| 9.90 | 9.86 | +0.04 | 0.05 |
| 9.98 | 9.93 | -0.05 | 0.05 |
| 10.01 | 9.88 | -0.13 | 0.05 |
| 10.03 | 9.81 | -0.22 | 0.04 |
| 10.06 | 10.00 | -0.06 | 0.06 |
| 10.09 | 9.88 | -0.21 | 0.04 |
| 10.11 | 9.95 | -0.16 | 0.04 |
| 10.15 | 9.99 | -0.16 | 0.01 |
| 10.20 | 10.00 | -0.20 | 0.05 |
| 10.27 | 9.95 | -0.32 | 0.05 |
| 10.34 | 9.95 | -0.39 | 0.07 |
| 10.45 | 10.01 | +0.44 | 0.05 |
| 10.58 | 10.07 | -0.51 | 0.05 |
| 10.73 | 10.03 | +0.70 | 0.02 |

Мы видим, что звезда краснеет при уменьшении блеска. Ее показатель цвета колеблется от -0^m15 до $+1^m0$. Однако во время спокойного интервала при покраснении звезды ее блеск ослабевает только на 1 звездную величину, в то время как при таком же изменении цвета во время „бурного“ интервала блеск падает на 2 и более звездных величин. Кроме того, в „спокойный“ интервал рассеяние индивидуальных точек на графике гораздо меньше, чем во время „бурного“ интервала. По-видимому, цвет звезды ведет себя гораздо более иррегулярно во время неустойчивого ее состояния.

Была сделана также попытка разместить эти точки на диаграмме Герцшпрунга-Рассела. Однако мы не знаем абсолютной величины

Таблица 3

 СРЕДНИЕ ЗНАЧЕНИЯ ПОКАЗАТЕЛЕЙ ЦВЕТА
 ДЛЯ „БУРНОГО“ ИНТЕРВАЛА ВРЕМЕНИ

| m_{pg} | m_v | CI | ϵ |
|----------|-------|-------|------------|
| 9.80 | 9.68 | +0.12 | ± 0.10 |
| 10.00 | 9.85 | +0.15 | 0.05 |
| 10.08 | 10.13 | -0.05 | 0.10 |
| 10.15 | 10.04 | +0.99 | 0.06 |
| 10.25 | 9.91 | +0.34 | 0.06 |
| 10.41 | 10.08 | +0.33 | 0.12 |
| 10.55 | 10.31 | +0.24 | 0.11 |
| 10.71 | 10.56 | +0.15 | 0.12 |
| 10.79 | 10.56 | +0.23 | 0.07 |
| 10.91 | 10.51 | +0.40 | 0.12 |
| 11.06 | 10.72 | -0.34 | 0.13 |
| 11.18 | 10.74 | +0.44 | 0.11 |
| 11.29 | 10.85 | +0.44 | 0.07 |
| 11.42 | 10.74 | +0.68 | 0.11 |
| 11.59 | 10.87 | +0.72 | 0.15 |
| 11.81 | 11.29 | +0.52 | 0.11 |
| 12.36 | 11.84 | -0.52 | 0.19 |
| 13.72 | 12.70 | +1.02 | 0.57 |

звезды. Поэтому рис. 5 изображает эту зависимость условно. Ее можно было сдвинуть по вертикали. Мы поместили наблюдаемые за-

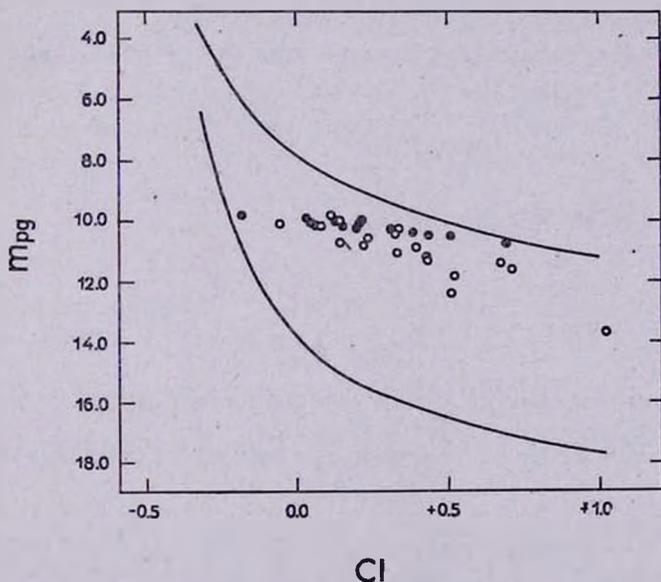


Рис. 5. Зависимость между фотографической звездной величиной и показателем цвета. Линии очерчивают „Т-полосу“ П. Н. Холопова. Черные кружки изображают „спокойные“, а полные кружки „бурные“ периоды изменения блеска звезды.

висимости между предельными кривыми, обрисовывающими „Т полосу“ П. Н. Холопова [4]. Мы видим, что изменение звездной величины и показателя цвета не совпадает с ходом главной последовательности, отклоняясь от нее вверх по мере увеличения показателя цвета, пересекая „Т полосу“.

Изменение блеска звезды мы попробовали объяснить образованием на диске звезды некоторых областей с более низкой температурой. Применяв закон Вина, мы можем записать для поверхностной яркости следующее выражение:

$$I_{\lambda} = \frac{c}{\lambda^5} e^{-\frac{c_1}{\lambda T}}.$$

Если принять, что поверхность всего звездного диска равна S , поверхность „незаятненная“ равна S_1 , и поверхность, покрытая пятнами с более низкой температурой, равна S_2 , то блеск звезды в фотোগрафических лучах можно выразить формулой

$$L_{\text{PG}} = \frac{c}{\lambda^5_{\text{PG}}} \left[S e^{-\frac{c_1}{\lambda_{\text{PG}} T_1}} + S_2 \left(e^{-\frac{c_1}{\lambda_{\text{PG}} T_2}} - e^{-\frac{c_1}{\lambda_{\text{PG}} T_1}} \right) \right].$$

Здесь T_1 — температура, соответствующая „незаятненной“ части диска, а T_2 — температура, соответствующая пятнам.

Для максимального блеска звезды получим выражение

$$L_{\text{PG.M}} = \frac{c}{\lambda^5_{\text{PG}}} S e^{-\frac{c_1}{\lambda_{\text{PG}} T_1}},$$

а относительное изменение блеска есть

$$\frac{L_{\text{PG}}}{L_{\text{PG.M}}} = 1 - \sigma \left[1 - e^{-\frac{c_1}{\lambda_{\text{PG}}} \left(\frac{1}{T_2} - \frac{1}{T_1} \right)} \right].$$

В последней формуле $\frac{S_2}{S} = \sigma$ — отношение площадей. В визуальных лучах имеем аналогичное отношение. Отсюда, исключив σ , получаем

$$\frac{1 - 2.512^{m_{v.M} - m_v}}{1 - 2.512^{m_{\text{PG.M}} - m_{\text{PG}}}} = \frac{1 - e^{-\frac{c_1}{\lambda_v} \left(\frac{1}{T_2} - \frac{1}{T_1} \right)}}{1 - e^{-\frac{c_1}{\lambda_{\text{PG}}} \left(\frac{1}{T_2} - \frac{1}{T_1} \right)}}. \quad (1)$$

Эта формула связывает с одной стороны изменение звездных величин в визуальных и фотографических лучах, а с другой стороны мы имеем функцию от T_1 и T_2 .

Значения функции, стоящей справа, мы вычислили при $T_1 = 12000$ и T_2 изменяющейся от 11000° до 3000° . Мы приняли: $i_v = 0.529$, $i_{rg} = 0.435$ и $c_1 = 1.4387$. Левая сторона соотношения (1) дает возможность по изменениям блеска звезды в визуальных и фотографических лучах определить значения той же функции (1) и найти соответствующие значения T_2 .

Для „бурного“ интервала изменения блеска звезды мы уже привели в табл. 3 соответствующие значения m_{rg} и m_v . По различным парам этих значений были вычислены значения функции (1) от T_1, T_2 . Из последних 15 значений этой функции было найдено среднее и определена некоторая средняя температура $T_2 = 7800^\circ$ для пятен.

В предположении, что $T_2 = 7800^\circ$ по отдельным значениям m_{rg} , были вычислены теоретические значения m' , которые для минимума блеска звезды систематически отклонялись от наблюдаемых.

Кроме того, мы вычислили значение σ — отношение площади пятен ко всей площади диска. Эта величина для $T_2 = 7800^\circ$ достигает значения 0.805 уже при ослаблении на одну звездную величину, а при ослаблении на 1.5 звездной величины σ превосходит 1.

Все это говорит о том, что пятнообразовательной деятельностью трудно объяснить изменения блеска, происходящие у BN Ориона.

Вероятнее, что колебания блеска вызваны изменениями в протяженной атмосфере звезды. Спектральные наблюдения этой звезды почти не производились. По-видимому, приближается новый цикл ее бурных колебаний и как только он начнется, станут необходимыми тщательные исследования ее спектра.

За представленные мне материалы выражаю большую благодарность доктору П. Анерту, Г. С. Филатову и проф. В. П. Цесевичу.

Одесская астрономическая
обсерватория

BN ORIONIS — RW AURIGAE - TYPE VARIABLE STAR

B. A. DRAGOMIRETSKAYA

Variability of brightness and colour index of this A0 variable star has been investigated. Alternation of „violent“ and „quiet“ intervals of variations has been detected. The length of the cycle is of the order of

10 000 days. Colour index is changing too. The dependence between the variations of CI and of brightness has been investigated.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Д. Я. Мартынов, Энг. изв., № 26, 87, 1951.
2. М. Веуер, Astr. Nachr., 263, (6291), 67, 1937.
3. М. Эш, Valk. Ver., п. 2.
4. П. Н. Холопов, Астрон. ж., 35, 445, 1958.

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР
АСТРОФИЗИКА

ТОМ 1

ДЕКАБРЬ, 1965

ВЫПУСК 4

ГАЛАКТИКИ С ЧАСТЫМИ ВСПЫШКАМИ СВЕРХНОВЫХ ЗВЕЗД

Б. В. КУКАРКИН

Поступила 1 марта 1965

Исправлена 15 июля 1965

В настоящее время известно уже восемь галактик, в которых сверхновые звезды вспыхивали два или более раз (см. табл. 2). Из числа этих галактик семь принадлежит к спиральям класса Sc (SBc) высокой светимости. В этих галактиках вспыхивали сверхновые звезды почти всех типов. Частота появления сверхновых звезд в этих галактиках во всяком случае не ниже одной вспышки за 15 лет. Частота появления сверхновых звезд типа I во всяком случае не ниже одной вспышки за 35 лет. Эти значения частоты во много раз выше обычно принимаемых значений. Весьма желательно организовать систематические наблюдения галактик класса Sc (SBc) высокой светимости.

В настоящее время в различных галактиках зарегистрировано более 160 вспышек сверхновых звезд. Еще около десяти лет назад И. С. Шкловский [3] обратил внимание на то, что в трех галактиках сверхновые звезды появлялись трижды и что частота вспышек в некоторых галактиках может быть весьма высокой. Анализ всего накопленного к настоящему времени материала по наблюдению сверхновых звезд привел к обнаружению восьми галактик, в которых сверхновые звезды на протяжении последних шестидесяти пяти лет появлялись два или три раза.

В следующей далее табл. 1 приведены сведения о всех сверхновых звездах, вспыхнувших в этих восьми галактиках. Таких сверхновых оказалось 21. В первом столбце таблицы дано обозначение сверхновой по списку Ф. Цвикки [5], во втором—номер галактики по каталогу NGC. В третьем—номер галактики по каталогу MCG, в четвертом—звездная величина сверхновой в максимуме блеска, причем знак) означает, что максимальная величина неизвестна и, во

всяком случае, ярче приведенной в таблице. Наконец, в последнем столбце приведен тип сверхновой по классификации Ф. Цвикки [6].

К сожалению, табл. 1 иллюстрирует относительную скудность информации о сверхновых звездах в этих восьми галактиках. Лишь восемь из 21 сверхновой удалось классифицировать по типам. Лишь

Таблица 1

| SN | NGC | MCG | m_g | Тип SN |
|--------|------|----------|-------------------|--------|
| 1901b | 4321 | 3-32-15 | 11 ^m 9 | — |
| 1912a | 2841 | 9-16-5 | — | — |
| 1914a | 4321 | 3-32-15 |)14.0 | — |
| 1917a | 6946 | 10-29-6 | 12.9 | — |
| 1921b | 3184 | 7-21-37 | 11.0 | — |
| 1921c | 5184 | 7-21-37 | 11.0 | — |
| 1923a | 5236 | — | 14.0 | V |
| 1926a | 4303 | 1-32-22 | 12.8 | — |
| 1937a | 4157 | 9-20-106 | 14.4 | II |
| 1937f | 3184 | 7-21-37 | 13.5 | — |
| 1939c | 6946 | 10-29-6 | 13.2 | — |
| 1948b | 6946 | 10-29-6 |)14.9 | II |
| 1950b | 5236 | — | 14.5 | — |
| 1955a | 4157 | 9-20-106 |)16.0 | — |
| 1957a | 2841 | 9-16-5 |)14.0 | I |
| 1957d | 5236 | — |)15.0 | — |
| 1959e | 4321 | 3-32-15 |)17.5 | I |
| 1961l | 4303 | 1-32-22 | 13.0 | III |
| 1961u | 3938 | 7-25-1 |)14.0 | II |
| 1964f | 4303 | 1-32-22 |)14.0 | I |
| 1964 - | 3938 | 7-25-1 |)14 | — |

11 из 21 сверхновой имеют уверенное определение звездной величины в максимуме блеска. Тем не менее, даже столь скудная статистическая выборка дает возможность сделать некоторые выводы.

К февралю 1965 г. было известно 139 галактик, в которых сверхновые вспыхивали один раз, 3 галактики, в которых они вспыхивали дважды и 5 галактик, где они появлялись трижды. Не является ли наша статистическая выборка проявлением закона малых чисел и не представляется ли она распределением Пуассона? Формальное решение этого вопроса легко осуществимо. Но не следует забывать, что, во-первых, наша выборка пока еще не очень велика. Во-вторых, материал неоднороден. Лишь в течение 19 лет велись систематические поиски сверхновых, в то время как в течение более чем сорока лет открытия сверхновых носили случайный характер. В-третьих, трудно достаточно уверенно оценить число галактик, в которых не обнаружено сверхновых, но находившихся под таким же наблюдением как галактики со сверхновыми.

Поскольку более половины всех сверхновых звезд открыты в последние годы Ф. Цвикки и его сотрудниками, мы можем рассмо-

треть два крайних случая. Предположим, что все галактики, расположенные на площади, ограниченной радиусом 3° вокруг каждой из сверхновых, открытых с 1960 г., находились под постоянным и одинаковым наблюдением. Принимая, что галактики должны быть ярче 18^m , можно оценить их общее число в 20 тысяч. В этом случае уже для числа галактик с тремя вспышками сверхновых теоретически ожидаемое число получается близким к нулю, а вероятность того, что наша выборка отличается от распределения Пуассона лишь случайным образом (оцененная по критерию Пирсона) получается ничтожно малой. Уменьшение числа галактик, в которых не наблюдалось вспышек сверхновых, в 20 раз (второй крайний случай) не спасает положения. Правда, надо иметь в виду, что применение критерия Пирсона или какого-либо другого критерия не может быть надежным, вследствие малой численности галактик с двумя и тремя вспышками сверхновых.

С большой степенью уверенности можно предполагать, что распределение не является Пуассоновским и что отклонение от закона Пуассона вызвано тем, что в галактиках различных физических типов вспышки сверхновых происходят с различной частотой. Естественно попытаться определить те физические типы, у которых эта средняя частота велика, рассмотрев те галактики, в которых наблюдались неоднократные появления сверхновых звезд.

Сведения о всех восьми галактиках, в которых сверхновые звезды вспыхивали несколько раз, приведены в табл. 2. Первый

Таблица 2

| NGC | Type | M | n | t | SN |
|------|------|--------------------|---|----|--------|
| 2841 | Sb | -19 ^m 3 | 2 | 45 | I |
| 3184 | Sc | -19.1 | 3 | 16 | — |
| 3938 | Sc | -19.3 | 2 | 3 | II |
| 4157 | Sc | -19.1 | 2 | 18 | II |
| 4303 | SBc | -19.8 | 3 | 38 | I, III |
| 4321 | Sc | -19.7 | 3 | 58 | I |
| 5236 | Sc | -19.6 | 3 | 34 | V |
| 6946 | Sc | -19.6 | 3 | 31 | II |

столбец содержит номер галактики по каталогу NGC. Во втором столбце дан тип галактики. Третий столбец содержит значение интегральной абсолютной звездной величины каждой из галактик. В четвертом столбце приведено количество появлений сверхновых, а в пятом—интервал времени в годах между первым и последним появлениями сверхновых. В последнем столбце даны сведения о типе сверхновых звезд.

Первый и неоспоримый вывод, который можно сделать из рассмотрения таблицы, заключается в том, что повышенная частота вспышек сверхновых звезд особенно характерна для спиральных галактик типа Sc (SBc) высокой светимости. Действительно, интегральные абсолютные величины всех этих галактик (они взяты мной из работы Ю. П. Псковского [2] и дополнены по его же любезно предоставленным мне данным) заключены в пределах от $-19^m.1$ до $-19^m.8$. С. Ван ден Берг [1] причислил эти галактики к первому классу светимости. Лишь одна галактика из восьми (NGC 2841) относится к классу Sb, но и ее светимость очень высока.

Предположим, что высокая частота вспышек сверхновых звезд характерна лишь для галактик типа Sc (SBc) высокой светимости. Число таких галактик, находящихся под постоянным наблюдением, можно оценить в 100. В следующей далее табл. 3 приведено распределение численностей галактик типа Sc (SBc) высокой светимости по числу появлений сверхновых звезд. Первый столбец содержит число появлений, второй — наблюдаемое число галактик, а третий — теоретическое значение, вычисленное по распределению Пуассона (то есть при допущении, что все галактики данного типа имеют одну и ту же среднюю частоту вспышек) при некотором подобранном значении входящего в него параметра.

Таблица 3

| Число появлений SN | Наблюдаемое число галактик | Число галактик (теоретическое) |
|--------------------|----------------------------|--------------------------------|
| 0 | 100 | 98 |
| 1 | 40 | 40 |
| 2 | 2 | 8 |
| 3 | 5 | 1 |
| 4 | 0 | 0 |

В этом случае тоже нельзя говорить о хорошем согласии, хотя опять нельзя забывать о слишком малых пока численностях галактик с несколькими вспышками сверхновых. Не исключено, что высокая светимость является лишь одним фактором, обуславливающим повышенную частоту появления сверхновых. По-видимому, следует искать другие факторы.

Легко оценить средний интервал времени между вспышками сверхновых звезд в галактиках класса Sc высокой светимости. Просуммировав все значения Δt и разделив итог на сумму $(n-1)$, получаем для среднего интервала времени между появлениями сверхновых звезд значение 16.5 лет. Но это, очевидно, лишь верхний предел частоты вспышек, поскольку весьма вероятны пропуски в

регистрации вспышек и истинная сумма Δt может оказаться меньше, а сумма $(n - 1)$ больше наблюдаемой.

Частоту появления сверхновых звезд в галактиках класса Sc (SBc) высокой светимости можно оценить иначе. Систематические поиски сверхновых звезд ведутся достаточно интенсивно лишь 19 лет (1933—1942 и 1954—1964). Сверхновые вспыхивали за это время в семи галактиках класса Sc (SBc) высокой светимости. Следовательно, на систематические поиски затрачено $19 \times 7 = 133$ галактико-года. За это время в этих семи галактиках вспыхнуло 10 сверхновых звезд. Следовательно, частота вспышек составит одно появление в данной галактике за 13 лет. Это находится в прекрасном согласии с приведенной выше оценкой и дает, как мы и предполагали, более высокую частоту вспышек. Действительно, материал, полученный за 19 лет систематических поисков сверхновых звезд более полон, чем материал в целом и вероятность случайных пропусков отдельных вспышек уменьшилась. Предварительно можно принять, что частота вспышек сверхновых звезд в галактиках класса Sc (SBc) высокой светимости во всяком случае не ниже одного появления за 15 лет.

Весьма интересен факт относительно частых вспышек сверхновых звезд типа I в спиральных галактиках класса Sc. Из десяти сверхновых звезд, вспыхнувших в этих семи галактиках в течение девятнадцатилетнего интервала интенсивных поисков, типы определены лишь у пяти. Естественно предположить, что распределение сверхновых звезд по типам среди неклассифицированных звезд таково же как среди классифицированных. Следовательно, весьма вероятно, что за 133 галактико-года вспыхнуло не две, а четыре сверхновых первого типа. Отсюда мы можем оценить частоту вспышек как одну за 35 лет на галактику типа Sc высокой светимости. Эта частота в 10—20 раз выше обычно принимаемой для всего комплекса галактик. Объяснения некоторых авторов дают возможность лишь частично понять причину столь высокой частоты [4].

По-видимому, вспышки сверхновых типа I являются весьма характерными для галактик класса Sc высокой светимости. Сам по себе этот факт не представляет непримиримого противоречия с распространенными концепциями, принимающими, что сверхновые типа I являются представителями звезд „первой“ генерации. Звезды „первой“ генерации еще могут сохраняться в известном числе в гигантских галактиках класса Sc. Но почему частота их вспышек так высока и почему они не наблюдаются в еще большем изобилии в гигантских галактиках класса E?

Лишь в одной галактике класса Sb наблюдалось две вспышки сверхновых с интервалом времени в 45 лет. На основе этого факта

можно с известной степенью уверенности утверждать, что частота вспышек сверхновых звезд в галактиках класса Sb высокой светимости по крайней мере на порядок более низка, чем в соответствующих галактиках класса Sc. Не лишено интереса отметить, что в NGC 2841 из двух сверхновых по крайней мере одна относится к типу I.

Обращает на себя внимание еще один факт. В анонимной галактике класса E ($13^{\text{h}}00^{\text{m}}5, +27^{\circ}47'.5, 1950.0$) недавно вспыхнула сверхновая звезда типа II (сверхновая 19621). Согласно распространенным концепциям, сверхновые звезды типа II могут вспыхивать лишь в результате эволюции звезд „поздних“ генераций, входящих в состав спиральных ветвей галактик или, по крайней мере, в состав плоского диска. Но мы хорошо знаем, что, согласно распространенным концепциям, таких звезд в галактиках класса E нет. Правда, следует иметь в виду, что сведения о сверхновой звезде 19621 весьма ненадежны и что в исходных данных об этой звезде имеются противоречия.

Сопоставление изложенных выше фактов заставляет с некоторой настороженностью относиться к распространенным концепциям происхождения сверхновых звезд.

Заслуживает внимания еще один факт. Ни одна из восьми спиральных галактик с повышенной частотой вспышек сверхновых звезд не идентична с каким-либо дискретным источником радиоэмиссии. Следовательно, мощную радиоэмиссию некоторых галактик вряд ли можно объяснить повышенной частотой вспышек сверхновых звезд.

Во всяком случае неоспорим факт существования галактик с весьма высокой частотой вспышек сверхновых звезд. Подавляющее большинство этих галактик — гиганты класса Sc (SBc) высокой светимости. По-видимому, следует особенно внимательно следить за ближайшими спиральными галактиками класса Sc (SBc) высокой светимости.

Государственный астрономический институт
им. Штернберга

THE GALAXIES WITH FREQUENT FLARES OF SUPERNOVAE

B. V. KUKARKIN

Now eight galaxies in which two or more supernovae have appeared are known (see table 2). Seven of these galaxies are of class Sc (SBc) of high luminosity. The supernovae of nearly all types are practically present in these galaxies. The mean frequency of the supernovae appear-

rance is as high as one per 15 years. The supernovae of type I have a frequency as high as one per 35 years. It is many times more frequent than adopted usually. It seems extremely desirable to observe systematically the galaxies of class Sc(SBc) of high luminosity.

ЛИТЕРАТУРА

1. *S. van den Berg*, David Dunlap Obs. Publ., 2, n. 6, 1960.
2. *Ю. П. Псковский*, Астрон. ж., 38, 656, 1961.
3. *I. S. Shklovsky*, Космическое радионизлучение, ГИТТЛ, М., 1956.
4. *R. Stothers*, Ap. J., 138, 1085, 1963.
5. *F. Zwicky*, List of Supernovae discovered since 1885, 1964.
6. *F. Zwicky*, Ann. d'Astrophys., 27, 305, 1964.

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

ЗАМЕЧАНИЕ ПО ВОПРОСУ О ЧАСТОТЕ СВЕРХНОВЫХ

В статье Б. В. Кукаркина, публикуемой в настоящем номере „Астрофизики“, поставлена очень важная проблема о различиях в частотах вспышек сверхновых у разных физических типов галактик. Его вывод о том, что галактики Sc (и особенно те из них, которые имеют высокую светимость) показывают высокую частоту вспышек, совершенно правилен и должен иметь глубокое космогоническое значение.

Следующие три факта еще более четко подчеркивают указанное Кукаркиным особое положение галактик Sc в отношении частоты вспышек сверхновых.

1. Если выделить из каталога Шапли и Эймс все галактики, имеющие гарвардскую видимую фотографическую величину ≤ 12.0 , которые вместе с тем находятся севернее склонения $\delta = -30^\circ$ и, наконец, по детальной классификации Вокулера принадлежат к одному из подразделений bc, c и cd (таким образом берется тип Sc с „окрестностями“), то получится совокупность, состоящая из 94 галактик. Назовем ее кратко совокупностью Sc 12.0.

Оказывается, что, согласно циркуляру № 8 Цвикки, относящемуся к открытиям сверхновых за 1964 и первую половину 1965 года, в четырех галактиках совокупности Sc 12.0 появились сверхновые. Это галактики NGC 3631 (Sc), 4303 (SBbc), 3938 (Sc), 4666 (Sc). Если допустить, что ни одна вспышка в галактиках этой совокупности за указанный срок не была пропущена, это дает для средней частоты вспышек на одну галактику совокупности $1/36$ вспышек в год.

2. Из всех галактик, в которых наблюдались повторные вспышки, шесть принадлежат к совокупности Sc 12.0. При этом все пять галактик, показавших по три вспышки, входят в это число. Хотя для строгих статистических выводов наблюдений недостаточно, все же можно сказать, что если бы все галактики списка Sc 12.0 имели одну и ту же среднюю частоту вспышек, то, исходя из полученной выше частоты в одну вспышку за 36 лет, следует, что математическое ожидание числа галактик, в которых за четыре года произошло по две вспышки, должно равняться примерно половине. Между тем, по паре вспышек за последние четыре года усиленных наблюдений произошло в двух галактиках (NGC 3938 и 4303). Поэтому очень вероятно, что либо средняя частота превосходит полученное значение $1/36$ вспышек/год, либо совокупность Sc 12.0 является все же разнородной в отношении значений частоты вспышек. По-видимому, здесь действуют обе причины.

3. В список Sc 12.0 входят как галактики-сверхгиганты, так и галактики более низкой светимости. Как указывает Кукаркин, у сверхгигантов средняя частота вспышек должна быть особенно велика.

С другой стороны, в список Sc 12.0 входит галактика умеренной светимости M 33 — член Местной системы. В высшей степени вероятно, чтобы можно было пропустить вспышку сверхновой в этой системе, если она случилась бы за последние 75 лет. В более слабой форме этот аргумент может быть использован и в отношении гиганта M 51. Это значит, что у Sc-галактик, не являющихся сверхгигантами, частота вспышек действительно мала. Это, вероятно, есть простое следствие относительной малочисленности звездного населения этих систем. Если принять, что сверхгиганты составляют половину взятой совокупности (завышенная оценка), для нижней границы частоты вспышек у сверхгигантов получается $1/18$ в год, то есть почти такая же оценка, как у Б. В. Кукаркина.

Следует вместе с тем подчеркнуть, что его вывод имеет большое значение для понимания роли сверхновых в жизни галактик.

A note on the frequency of supernovae. The frequency of appearance of supernovae in a definite sample of Sc-galaxies is estimated. The result confirms the conclusions of the foregoing paper of B. V. Kukarkin.

20 сентября 1965

Бюраканская астрофизическая
обсерватория

В. А. АМБАРЦУМЯН

ОБ УДАРНЫХ ВОЛНАХ В ГАЗОПЫЛЕВОЙ СРЕДЕ

При образовании ударных волн в газопылевой среде в ней происходит разделение газовой и пылевой компонент. Если на фронте ударной волны скорость газа изменяется скачком, то пылевые частицы почти не меняют свою скорость в пределах этого фронта [1]. В результате, непосредственно за фронтом ударной волны скорости газа и пыли оказываются различными и выравниваются лишь на некотором расстоянии от фронта. Структуру этой области выравнивания можно рассчитать путем решения обычной системы гидродинамических уравнений с добавлением уравнения, описывающего изменение систематической скорости пылевой компоненты v под действием динамического давления потока газа

$$\frac{dv}{dt} = \frac{3\rho}{4a\xi} (u - v)^2, \quad (1)$$

где u и ρ — скорость и плотность газа, a — размер частиц пыли, ξ — плотность их вещества.

В дальнейшем, при оценках принимается $a = 10^{-5}$ см, $\xi = 1$ г/см³. Например, в случае стационарной ударной волны в предположении, что радиус частиц не меняется со временем (то есть что они не разрушаются за фронтом волны или что нет адсорбции), система уравнений, описывающих структуру области выравнивания скоростей, будет иметь следующий вид (в системе координат, связанной с фронтом):

$$\begin{aligned} \rho u &= \rho_0 u_0 \\ \delta v &= \delta_0 u_0 \\ \rho u^2 + \delta v^2 + P &= (\rho_0 + \delta_0) u_0^2 + P_0 \\ v \frac{dv}{dx} &= -\frac{3\rho}{4a\xi} (u - v)^2. \end{aligned} \quad (2)$$

Здесь u_0 — скорость ударной волны, распространяющейся по неподвижному газу, ρ_0 , δ_0 — невозмущенные плотности газа и пыли соответственно, P — давление.

Кроме того, система уравнений (2) должна быть дополнена уравнением сохранения потока энергии или условием высвечивания. При решении системы (2) следует считать, что сразу за фронтом ударной волны скорость газа определена его сжатием в ударной волне (например, $u = 1/4 u_0$, если нет высвечивания) в то время как скорость пыли по-прежнему есть u_0 . Во многих случаях (в частности, при исследовании ударных волн с высвечиванием) решение (2) может быть

записано в квадратурах. В частности, если относительная плотность пыли мала ($\delta_0 \ll \rho_0$), приближенное решение (2) элементарно. После выравнивания скоростей пыль и газ будут двигаться относительно фронта ударной волны с одинаковой скоростью

$$v_{\infty} = u_{\infty} \approx u_1 \left[1 + \frac{\delta_0}{\rho_0} \cdot \frac{u_1^2}{c_1^2 - u_1^2} \right], \quad (3)$$

а зависимость скорости пыли от расстояния до фронта волны определяется уравнением

$$(v - u_{\infty})^{-1} - (u_0 - u_{\infty})^{-1} = \frac{3\rho_1}{4a\xi} x. \quad (4)$$

Здесь индексом „1“ обозначены значения параметров газа за фронтом ударной волны для случая полного отсутствия пыли ($\delta_0 = 0$), c_1 — скорость звука за фронтом ударной волны. Численное значение характерного масштаба области выравнивания скоростей $\frac{4a\xi}{3\rho_1} \approx 10^{17}$ см при $\rho_1 \approx 10^{-22}$ г/см³.

Полученный результат означает, что при различных течениях газопылевой среды пыль движется вместе с газом, если характерный масштаб течений $L \gg \frac{4a\xi}{3\rho}$. В противном случае может произойти полное разделение газа и пыли.

Подобным образом можно сформулировать уравнения и для нестационарного движения. В общем случае нетрудно также учесть и изменение размеров частиц при их разрушении за фронтом ударной волны.

Здесь, вместо отдельных уравнений непрерывности для массы газа и пыли, следует писать одно уравнение для сохранения числа пылевых частиц, если предположить, что не происходит образования новых центров конденсации или разрушаемые частицы не исчезают полностью. Как обычно, нестационарные задачи и в этом случае удобнее исследовать методом автомодельных решений. Если считать, что скорости роста пылинок со временем не меняются (то есть $\frac{da}{dt} = \text{const}$), то в автомодельной задаче, где одним из определяющих параметров является скорость движения газа, при этом не появится новых размерных параметров.

On shock-waves in gas-dust medium. The important feature of the dynamics of dust in shock-waves is considered. The dependence of the or-

dering velocity of particles from the distance from the shock-wave front is found. The possibility of study of the nonsteady shock-waves containing growing dust particles is pointed out.

10 ноября
Астрофизический институт
АН КазССР

Е. Я. ГИДАЛЕВИЧ.
С. А. КАПЛАН

ЛИТЕРАТУРА

1. Е. Я. Гидалевич, *Астрон. ж.*, **42**, 932, 1965.

ОБ ОДНОМ МЕТОДЕ ПРИБЛИЖЕННОГО РАСЧЕТА СВЕРХПЛОТНЫХ КОНФИГУРАЦИЙ

Параметры сферически-симметрических сверхплотных холодных конфигураций по теории Эйнштейна определяются уравнениями [1]

$$\frac{du}{dr} = 4\pi r^2 \rho,$$

$$\frac{dP}{dr} = -\frac{P + \rho}{r(r - 2u)} (4\pi r^3 P + u), \quad (1)$$

$$u(0) = 0, \quad \rho(0) = \rho_c.$$

Здесь $u(r)$ — масса в сфере радиуса r (если R — радиус звезды, то $M = u(R)$ — масса звезды).

Уравнения (1) были проинтегрированы для вариантов идеального и реального газов барионов для различных значений центральной плотности. Было показано [2—5], что все параметры конфигураций определяются однозначно значением центральной плотности. Ввиду сложности уравнений интегрирование было выполнено численно, как правило, на машинах. Цель настоящей заметки — показать, что имеется определенная возможность приближенного полуаналитического интегрирования. Предлагаемый метод по сравнению с методом Рунге-Кутты значительно облегчает расчеты, что существенно, если последние проводятся вручную. Этот метод может оказаться полезным при предварительных исследованиях подобных задач перед сдачей на расчеты на машине.

Основная идея метода состоит в аппроксимации $P(\rho)$ полиномом $c_0 + c_1\rho + c_2\rho^2$. Так, для примера, рассмотрим конфигурации, состоящие из идеального газа нейтронов. Как известно, в этом случае уравнение

состояния (в системе единиц $k = c = 1$, $\frac{m_n^4 c^5}{32 \pi^2 \hbar^2} = \frac{1}{4\pi}$) имеет вид

$$\rho = \frac{1}{4\pi} (\text{sh } t - t), \quad (2)$$

$$P = \frac{1}{12\pi} \left(\text{sh } t - 8 \text{sh } \frac{t}{2} + 3t \right).$$

Параметр $t(r) = 4 \text{ arsh } p(r)/m_n$, где m_n — масса, а $p(r)$ — граничный импульс нейтронов. Из условия $t(r) = 0$ определяется радиус звезды. Разобьем всю область изменения плотности ρ на отрезки, и на каждом из них истинную зависимость (2) аппроксимируем квадратичной формой

$$P = c_0 + c_1 \rho + c_2 \rho^2. \quad (3)$$

Ищем решение дифференциальных уравнений (1) в виде

$$u(r) = u(r_0) + b_1 h + b_2 h^2,$$

$$\rho(r) = \rho(r_0) + a_1 h + a_2 h^2, \quad (4)$$

$$h = r - r_0.$$

Подставляя (4) в систему уравнений (1), получаем

$$b_1 = 4\pi r_0^2 \rho_0$$

$$a_1 = - \frac{(P_0 + \rho_0)(4\pi r_0^3 P_0 + u_0)}{r_0(r_0 - 2u_0)(c_1 + 2c_2 \rho_0)}$$

$$b_2 = 2\pi(2r_0 \rho_0 + a_1 r_0^2) \quad (5)$$

$$a_2 = - \frac{c_2 a_1^2}{c_1 + 2c_2 \rho_0} - \frac{a_1(r_0 - u_0 - b_1 \rho_1)}{r_0(r_0 - 2u_0)}$$

$$\frac{(P_0 + \rho_0)(4\pi r_0^3 a_1 + 12\pi r_0^2 P_0 + b_1) + a_1(1 + c_1 + 2c_2 \rho_0)(4\pi r_0^3 P_0 + u_0)}{2r_0(r_0 - 2u_0)(c_1 + 2c_2 \rho_0)}$$

Здесь $\rho_0 = \rho(r_0)$, $u_0 = u(r_0)$, $P_0 = P(\rho_0)$ — значения функций в точке r_0 . Зная $u(0)$ и $\rho(0)$, из системы (4) находим $u(h)$ и $\rho(h)$. Подставляя эти значения в правую часть (4), находим $u(2h)$, $\rho(2h)$ и так продолжаем до тех пор, пока $u(r)$ не достигнет насыщения. Это значение $r = R$ и будет представлять собой радиус звезды, а $u(R)$ — массу звезды.

В качестве иллюстраций были рассчитаны конфигурации с $t(0) = 1, 2, 3, 4, 7$, чему соответствуют значения центральной плотности

$\rho(0) = 1.4 \cdot 10^{-2}, 0.13, 0.56, 1.86, 43.1$ (значение $\rho = 1$ соответствует $2 \cdot 10^{15} \text{ г/см}^3$). Результаты расчетов совпали с результатами интегрирования, проведенного в Вычислительном центре с погрешностью, не превышающей 8% в массе и 2% в радиусе звезды. Основная часть этой погрешности обусловлена аппроксимацией (3), сделанной с точностью до 5%. При желании, конечно, можно было бы добиться большей точности.

В заключение выражаем благодарность Г. С. Саакяну за постановку задачи.

On a method of approximate computation of superdense configurations. A simple method of numerical integration of equilibrium equation for superdense degenerated configurations has been suggested.

22 октября 1965

Бюраканская астрофизическая
обсерватория

Э. В. ЧУБАРЯН
М. А. МНАЦАКАНЯН

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. J. R. Oppenheimer, G. M. Volkoff, Phys. Rev., 55, 374, 1939.
2. В. А. Амбарцумян, Г. С. Саакян, Астрон. ж., 38 1016, 1961.
3. В. А. Амбарцумян, Г. С. Саакян, Астрофизика, 1, 7, 1965.
4. Г. С. Саакян, Ю. Л. Виртанян, Астрон. ж., 41, 193, 1964.
5. Г. С. Саакян, Э. В. Чубарян, Сообщ. Бюр. обс., 34, 99, 1963.

ГИПОТЕЗА КВАРКОВЫХ ЗВЕЗД

Попытки систематики элементарных частиц и их сведения к немисгим объектам привели к гипотезе суб-частиц „кварков“ [1], из которых предполагаются построенными все сильно взаимодействующие гадроны, то есть мезоны, барионы и их резонаны. Кварки должны обладать дробным барионным и электрическим зарядами и массой, значительно превышающей барионную. Кварки могут являться реальными частицами, по ряду причин трудно наблюдаемыми. В ряде отношений близкая гипотеза о „трионах“—суб-частицах целого заряда также требует их значительной массы. Заманчиво искать кварки (или трионы, которые специально оговариваться не будут) в условиях астрономических сверхплотных конфигураций, в частности, в условиях, при которых обычные частицы теряют свою индивидуальность и материал, из которого образуются нуклеоны, может оказаться кварковым полем.

Как известно, при сжатии звезды после образования вырожденного электронного газа происходит „вдавливание“ электронов в протоны, развал ядер и переход к нейтронной звезде; при дальнейшем сжатии более выгодным оказывается переход к вырожденному гиперонному ферми-газу [2]. Естественно предполагать, что выгодным окажется переход к еще более тяжелым барионным резонансам, и наконец, гипотетическим суб-частицам: кваркам и т. д.

Переход к кваркам соответствует сильному внутреннему возбуждению барионов, приводящему в конце концов к их развалу на фундаментальные суб-частицы.

Проанализируем условия перехода барионной звезды, как предшествовавшей конфигурации, в кварковую, пренебрегая температурой. Обозначим через B , Q_1 , Q_2 , Q_3 барион и кварки. Распад



возможен при наличии у бариона кинетической энергии

$$U_k > \Delta mc^2, \quad \Delta mc^2 = (\alpha - 1) mc^2, \quad (2)$$

где Δm — дефект массы в (1), m — масса бариона; массы кварков соответственно будут

$$m_j = \alpha_j m \quad (j = 1, 2, 3), \quad \sum \alpha_j m = \alpha m, \quad \alpha = \alpha_1 + \alpha_2 + \alpha_3 \gg 1. \quad (3)$$

Для барионного вырожденного газа условие возможности (1) имеет вид

$$U_{\max} = \frac{a_q}{m} n_0^q > (\alpha - 1) mc^2; \quad n_0 > \{(\alpha - 1) m^2 c^2 a_q^{-1}\}^{1/q} \quad (4)$$

$$q = 1/3, 2/3; \quad a_{1/3} = \frac{1}{8} \left(\frac{3}{\pi}\right)^{3/4} \hbar^3 \approx 5 \cdot 10^{-54}; \quad a_{2/3} = \frac{1}{2} \left(\frac{3}{\pi}\right)^{3/2} \hbar c m,$$

где n_0 — плотность барионов, $q = 2/3$ для нерелятивистского и $q = 1/3$ для ультрарелятивистского газа. Как показывают оценки, реакция (1) может протекать только при очень высоких плотностях, ввиду чего для простоты ограничимся ультра-релятивистским случаем. Хотя в условиях сверхплотных конфигураций мы имели дело с системой, состоящей из всех сортов барионов и их резонансов, с соответствующими концентрациями, однако ввиду сложности ее рассмотрения аппроксимируем ее одним барионным газом, с некоторой средней приведенной массой $m = \gamma m_0$, где m_0 — масса нуклона, а γ — множитель порядка $1 < \gamma < 10$. Тогда имеем

$$n_0 > \{\gamma (\alpha - 1)\}^3 10^{40} \text{ см}^{-3} \quad a_{1/3} = \gamma \cdot 1.7 \cdot 10^{-10}. \quad (5)$$

При этом равновесная плотность кварков определится из равенства Фермиевских граничных энергий барионов и трех кварков.

Рассматривая барионы как ультрарелятивистские, а кварки как нерелятивистские, условие равновесия запишем в виде

$$a_{1/2} n_B^{1/2} = \frac{9}{z} a_1 n_Q^{1/2} + z m^2 c^2. \quad (6)$$

В случае, когда и кварки являются ультрарелятивистскими, имеем

$$\frac{n_B}{n_0} \approx 9/z \lesssim 1. \quad (6.1)$$

Столь высокая плотность, определенная неравенством (5), необходимая для реакции (1), может быть, по-видимому, достигнута, например, в недрах некоторых барионных звезд. Однако, по современным представлениям, звезда столь высокой центральной плотности будет находиться в квазистационарном состоянии [3].

Барионная звезда с исходной массой $M = N_0 m$ при переходе N_1 -барионов в кварки перерабатывает в массы кварков кинетическую энергию $E = N_1 (\alpha - 1) m c^2$, причем уменьшение давления будет $\Delta P \approx n_Q \Delta m c^2$, где n_Q — плотность кварков одного сорта. Так как при переходе n_1 -барионов, из n_0 находящихся в единице объема, в кварки, гравитационная энергия системы не меняется, то подобный переход приводит к дальнейшему сжатию звезды.

Допустим теперь, что существует звездная конфигурация с массой $M_0 = (N_Q \alpha + N_B) m$, где αm — масса трех кварков, N_Q — полное число кварков одного сорта, N_B — полное число барионов (пренебрегая гравитационным дефектом массы). Ввиду возможности локальных флуктуаций плотности такая конфигурация не будет устойчивой. Благодаря флуктуации плотности в относительно небольшом объеме ΔV , плотность барионов может стать меньше, чем определенная неравенством (5). Тогда процесс становится односторонним и начинается переход кварков в барионы с выделением огромной кинетической энергии $E \approx N_Q (\alpha - 1) m c^2$, где N_Q — число кварков в ΔV . Это создает перепад в давлении $\approx E \Delta V$ и приведет к дальнейшему расширению области флуктуации плотности, так что локальные флуктуации плотности со временем могут расширяться неограниченно. Выделяемая при этом полная кинетическая энергия

$$\bar{\epsilon} = (\alpha - 1) N_Q m c^2 = 6 (\alpha - 1) \left[1 - \frac{N_B}{N_B + N_Q} \right] \frac{GM^2}{R_g}, \quad R_g = \frac{2GM}{c^2}, \quad (7)$$

где $M = (N_B + N_Q) m$ — масса звезды с исходной массой $(M_B + \alpha N_Q) m$, после перехода всех кварков обратно в барионы, R_g — гравитационный радиус. При этом выделяемая кинетическая энергия

$$\epsilon > \frac{GM^2}{R_g}$$

достаточна для того, чтобы конфигурацию с массой M , находящуюся в состоянии, близком к гравитационному радиусу, расширить в принципе до неограниченных размеров. Если при этом превращение кварковой звезды в барионную пройдет достаточно быстро, то расширение будет носить характер взрыва. Конечно, в кварковой звезде, полученной путем сжатия, флуктуации не могут привести обратно к барионной звезде, однако в кварковой конфигурации, образовавшейся вначале по каким-либо причинам, флуктуации, по-видимому, могут дать начало взрыву.

Не исключено, что в центральных областях некоторых новейших астрономических объектов, выделяющих огромные энергии (квизизвезды, взрывные галактики), играют роль процессы с участием кварков (или других суб-частиц). Конфигурации типа кварковых могут оказаться полезными для анализа сверхплотных предзвездных состояний, предполагаемых В. А. Амбарцумяном, или для анализа первоначального состояния всей расширяющейся Вселенной.

Приятным долгом является благодарность В. А. Амбарцумяну и Г. С. Саакяну за ценные замечания.

Hypothesis of quark stars. At very high pressures after passing through configurations of electron, neutron, general baryon degenerate gases, a stellar body has the possibility to build a central region consisting of (hypothetical) massive sub-particles: quarks. On the other hand an eventually existing great stellar quark configuration can be transformed into baryonic stellar body in an explosive manner due to local fluctuations.

17 июля 1965

Физический факультет
Московского университета

Д. Д. ИВАНЕНКО
Д. Ф. КУРДГЕЛАИДЗЕ

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. *M. Gell-Mann*, Phys. Rev. Lett., 8, 214, 1964; *Zweig*, Preprint CERN, 1964.
2. В. А. Амбарцумян, Г. С. Саакян, Астрон. ж., 37, 193, 1960.
3. Г. С. Саакян, Ю. Л. Вартамян, Э. В. Чубарян, Тезисы II сов. грав. конференции, стр. 205, изд. Университета, Тбилиси, 1965.
4. Я. Б. Зельдович, ЖЭТФ, 42, 1667, 1964.

АЛФАВИТНЫЙ УКАЗАТЕЛЬ

ЖУРНАЛА „АСТРОФИЗИКА“, ТОМ 1, за 1965 год

| | |
|---|-----|
| <i>Агекян Т. А., Петровская И. В., Фесенко Б. И.</i> Определение изменения скорости вращения Галактики в z -направлении по профилям линий нейтрального водорода | 373 |
| <i>Амбарцумян В. А., Саакян Г. С.</i> О дефекте массы барионных звезд | 7 |
| <i>Амбарцумян В. А.</i> Замечание по вопросу о частоте сверхновых | 473 |
| <i>Аракелян С. Н.</i> (см. <i>Маркарян Б. Е.</i>) | 38 |
| <i>Асланян А. М.</i> (см. <i>Санамян В. А.</i>) | 247 |
| <i>Бартаян Р. А.</i> (см. <i>Харадге Е. К.</i>) | 405 |
| <i>Боярчук А. А.</i> (см. <i>Мустель Э. Р.</i>) | 337 |
| <i>Варданян Р. А.</i> Корреляция между направлениями осей кометарных туманностей и плоскостями поляризации окружающих звезд | 429 |
| <i>Вартанян Ю. Л.</i> Поглощение нейтрино при сверхвысоких температурах | 183 |
| <i>Гидалевич Е. Я., Каплан С. А.</i> Об ударных волнах в газопылевой среде | 475 |
| <i>Горбацкий В. Г.</i> О влиянии электронных столкновений на интенсивности бальмеровских линий в спектрах движущихся оболочек звезд | 129 |
| <i>Гурзаян Г. А.</i> Градиент электронной температуры в планетарных туманностях | 91 |
| <i>Гурзаян Г. А.</i> Об электронной температуре и электронной концентрации планетарной туманности IC 4997 | 225 |
| <i>Гурзаян Г. А.</i> Нестационарные звездные оболочки, содержащие электроны высокой энергии | 319 |
| <i>Дибай Э. А., Проник В. И.</i> Спектрофотометрическое исследование ядра NGC 1068 | 78 |
| <i>Длужневская О. Б.</i> О функции цвета молодых рассеянных скоплений | 235 |
| <i>Дорошкевич А. Г.</i> Модель Вселенной с однородным магнитным полем | 255 |
| <i>Драгомирецкая Б. А.</i> BN Ориона — звезда типа RW Возничего | 455 |
| <i>Енгибарян Н. Б.</i> Распределение во времени вероятности диффузного отражения кванта от одномерной неоднородной среды | 167 |
| <i>Енгибарян Н. Б.</i> Об одной задаче переноса излучения | 297 |

| | |
|--|-----|
| <i>Епремян Р. А.</i> (см. <i>Иванова Н. Л.</i>) | 397 |
| <i>Зельцман А. П.</i> (см. <i>Лукацкая Ф. И.</i>) | 313 |
| <i>Иваненко Д. Д., Курдгелаидзе Д. Ф.</i> Гипотеза кварковых звезд | 479 |
| <i>Иванов В. В., Щербаков В. Т.</i> Таблицы функций, встречающихся в теории переноса резонансного излучения. I | 22 |
| <i>Иванов В. В., Щербаков В. Т.</i> Таблицы функций, встречающихся в теории переноса резонансного излучения. II | 31 |
| <i>Иванов В. В., Нагирнер Д. И.</i> Н-функции в теории переноса резонансного излучения | 143 |
| <i>Иванова Н. Л., Оганесян Р. Х., Епремян Р. А.</i> Некоторые результаты спектрофотометрического исследования V 424 Лебея | 397 |
| <i>Казарян Э. С.</i> (см. <i>Мирзоян Л. В.</i>) | 213 |
| <i>Каллоглян Н. Л.</i> (см. <i>Мирзоян Л. В.</i>) | 385 |
| <i>Каплан С. А.</i> (см. <i>Гидаевич Е. Я.</i>) | 475 |
| <i>Караченцев И. Д.</i> Распределение карликовых систем типа Скульптора в скоплении галактик в Деве | 203 |
| <i>Караченцев И. Д.</i> К вопросу о нестационарности скопления галактик в Деве | 303 |
| <i>Кукаркин Б. В.</i> Галактики с частыми вспышками сверхновых звезд | 465 |
| <i>Курдгелаидзе Д. Ф.</i> (см. <i>Иваненко Д. Д.</i>) | 479 |
| <i>Курочка Л. Н.</i> Определение электронной концентрации по эмиссионным линиям серии Бальмера | 369 |
| <i>Лукацкая Ф. И., Зельцман А. П.</i> О статистических параметрах излучения неправильных и полуправильных переменных звезд | 313 |
| <i>Лупанов Г. А.</i> Колебания сингулярной сферы | 267 |
| <i>Малумян В. Г.</i> Радиоизлучение ядра Галактики | 347 |
| <i>Маркарян Б. Е., Оганесян Э. Я., Аракелян С. Н.</i> Детальная фотометрия и колориметрия галактик в скоплении Virgo | 39 |
| <i>Мельников О. А.</i> О дифференциальных депрессиях уровней Fe I и „красных сдвигах“ спектральных линий при давлении до 1 атм | 351 |
| <i>Минин И. Н.</i> О рассеянии света в одномерной нестационарной среде | 173 |
| <i>Минин И. Н.</i> К теории эффекта отражения в тесных двойных звездах | 275 |
| <i>Мирзоян Л. В.</i> Непрерывное возникновение и темпы развития звезд в звездных ассоциациях | 109 |
| <i>Мирзоян Л. В., Казарян Э. С.</i> Спектр RW Возничего в области $\lambda\lambda$ 3600—4800 | 213 |
| <i>Мирзоян Л. В., Каллоглян Н. Л.</i> О непрерывном излучении SS Cyg | 385 |
| <i>Мнацаканян М. А.</i> (см. <i>Чубарян Э. В.</i>) | 477 |
| <i>Мнацаканян Р. Г.</i> (см. <i>Саакян К. А.</i>) | 125 |
| <i>Мнацаканян Р. Г.</i> (см. <i>Саакян К. А.</i>) | 229 |

| | |
|--|-----|
| <i>Мустель Э. Р., Боярчук А. А.</i> Спектроскопическое изучение V 603 Aql (N Aql 1918) | 337 |
| <i>Назирнер Д. И.</i> (см. <i>Иванов В. В.</i>) | 143 |
| <i>Никогосян А. Г.</i> Полихроматическое диффузное отражение света от бесконечно глубокой одномерной среды | 285 |
| <i>Оганесян Р. С.</i> Об одном частном случае равновесия вращающейся цилиндрической конфигурации при наличии магнитного поля | 193 |
| <i>Оганесян Р. Х.</i> (см. <i>Иванова Н. Л.</i>) | 397 |
| <i>Оганесян Э. Я.</i> (см. <i>Маркарян Б. Е.</i>) | 38 |
| <i>Парсамян Э. С.</i> (см. <i>Хачикян Э. Е.</i>) | 417 |
| <i>Петровская И. В.</i> (см. <i>Агекия Т. А.</i>) | 373 |
| <i>Петровская И. В.</i> О возможности определения возраста шаровых скоплений динамическим методом | 437 |
| <i>Проник В. И.</i> (см. <i>Дибай Э. А.</i>) | 78 |
| <i>Сискин Г. С.</i> (см. <i>Амбарцумян В. А.</i>) | 7 |
| <i>Саакян К. А., Мнацаканян Р. Г.</i> О двух голубых галактиках | 125 |
| <i>Саакян К. А.</i> Два весьма голубых объекта недалеко от галактики типа D | 126 |
| <i>Саакян К. А., Мнацаканян Р. Г.</i> Слабые голубые звезды в области $\alpha = 17^{\text{h}}18^{\text{m}}$, $\delta = +43^{\circ}30'$ (1950) | 229 |
| <i>Санамян В. А., Асланян А. М.</i> Изменение плотности потока радионизлучения Кассиопей-А | 247 |
| <i>Товмасян Г. М.</i> О ядрах галактик с перемычкой | 197 |
| <i>Фесенко Б. И.</i> (см. <i>Агекия Т. А.</i>) | 373 |
| <i>Харадзе Е. К., Бартая Р. А.</i> К исследованию спектра RW Возничего | 405 |
| <i>Хачикян Э. Е., Парсамян Э. С.</i> Колориметрия планетарной туманности Апол 6 ^h 04 ^m | 417 |
| <i>Чубарян Э. В., Мнацаканян М. А.</i> Об одном методе приближенного расчета сверхплотных конфигураций | 477 |
| <i>Щербаков В. Т.</i> (см. <i>Иванов В. В.</i>) | 22 |
| <i>Щербаков В. Т.</i> (см. <i>Иванов В. В.</i>) | 31 |

СОДЕРЖАНИЕ

ЖУРНАЛА „АСТРОФИЗИКА“ ТОМ 1, за 1965 год

Выпуск 1

| | | |
|---|---|-----|
| О дефекте массы барионных звезд | <i>В. А. Амбарцумян, Г. С. Саакян</i> | 7 |
| Таблицы функций, встречающихся в теории переноса резонансного излучения. I | <i>В. В. Иванов, В. Г. Щербаков</i> | 22 |
| Таблицы функций, встречающихся в теории переноса резонансного излучения II. | <i>В. В. Иванов, В. Г. Щербаков</i> | 31 |
| Детальная фотометрия и колориметрия галактик в скоплении Virgo | <i>Б. Е. Маркарян, Э. Я. Оганесян, С. Н. Аракелян</i> | 38 |
| Спектрофотометрическое исследование ядра NGC 1068 | <i>Э. А. Дибай, В. И. Проник</i> | 78 |
| Градиент электронной температуры в планетарных туманностях | <i>Г. А. Гурзадян</i> | 91 |
| Непрерывное возникновение и темпы развития звезд в звездных ассоциациях | <i>Л. В. Мирзоян</i> | 109 |
| КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ | | |
| О двух голубых галактиках | <i>К. А. Саакян, Р. Г. Мнацаканян</i> | 125 |
| Два весьма голубых объекта недалеко от галактики типа D | <i>К. А. Саакян</i> | 126 |

Выпуск 2

| | | |
|--|-------------------------------------|-----|
| О влиянии электронных столкновений на интенсивности бальмеровских линий в спектрах движущихся оболочек звезд | <i>В. Г. Горбацкий</i> | 129 |
| N - функции в теории переноса резонансного излучения | <i>В. В. Иванов, Д. И. Нагирнер</i> | 143 |
| Распределение во времени вероятности диффузного отражения кванта от одномерной неоднородной среды | <i>Н. Б. Енгибриян</i> | 167 |
| О рассеянии света в одномерной нестационарной среде | <i>И. Н. Минин</i> | 173 |
| Поглощение нейтрино при сверхвысоких температурах | <i>Ю. Л. Вартамян</i> | 183 |
| Об одном частном случае равновесия вращающейся цилиндрической конфигурации при наличии магнитного поля | <i>Р. С. Оганесян</i> | 193 |
| О ядрах галактик с перемычкой | <i>Г. М. Товмасын</i> | 197 |

| | | |
|--|--------------------------|-----|
| Распределение карликовых систем типа Скульптора в скоплении галактик в Деве | <i>И. Д. Караченцев</i> | 203 |
| Спектр RW Возничего в области λ . 3600 — 4800 <i>Л. В. Мирзоян, Э. С. Казарян</i> | | 213 |
| Об электронной температуре и электронной концентрации планетарной туманности IC 4997 | <i>Г. А. Гурздян</i> | 225 |
| Слабые голубые звезды в области $\alpha = 17^h 18^m$, $\delta = + 43^\circ 30'$ (1950) <i>К. А. Саакян, Р. Г. Мнацаканян</i> | | 229 |
| О функции цвета молодых рассеянных скоплений | <i>О. Б. Длужневская</i> | 235 |
| КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ | | |
| Изменение плотности потока радиоизлучения Кассиопея-А <i>В. А. Санамян, А. М. Асланян</i> | | 247 |

Выпуск 3

| | | |
|--|---------------------------------------|-----|
| Модель Вселенной с однородным магнитным полем | <i>А. Г. Дорошкевич</i> | 255 |
| Колебания сингулярной сферы | <i>Г. А. Лупанов</i> | 267 |
| К теории эффекта отражения в тесных двойных звездах | <i>И. Н. Минин</i> | 275 |
| Полихроматическое диффузное отражение света от бесконечно глубокой одномерной среды | <i>А. Г. Никогосян</i> | 285 |
| Об одной нелинейной задаче переноса излучения | <i>Н. Б. Енгибарян</i> | 297 |
| К вопросу о нестационарности скопления галактик в Деве | <i>И. Д. Караченцев</i> | 303 |
| О статистических параметрах излучения неправильных и полуправильных переменных звезд | <i>Ф. И. Лукацкая, А. П. Зельцман</i> | 313 |
| Нестационарные звездные оболочки, содержащие электроны высокой энергии <i>Г. А. Гурздян</i> | | 319 |
| Спектроскопическое изучение V 603 Aql (N Aql 1918) <i>Э. Р. Мустель, А. А. Боярчук</i> | | 337 |
| КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ | | |
| Радиоизлучение ядра Галактики | <i>В. Г. Малуюян</i> | 347 |

Выпуск 4

| | | |
|--|---------------------------------------|-----|
| О дифференциальных депрессиях уровней Fe I и „красных сдвигах“ спектральных линий при давлении до 1 атм | <i>О. А. Мельников</i> | 351 |
| Определение электронной концентрации по эмиссионным линиям сери Бальмера | <i>Л. Н. Курочка</i> | 369 |
| Определение изменения скорости вращения Галактики в z -направлении по профилям линий нейтрального водорода <i>Т. А. Агекян, И. В. Петровская, Б. И. Фесенко</i> | | 373 |
| О непрерывном излучении SS Cyg | <i>Л. В. Мирзоян, Н. Л. Каллаглян</i> | 385 |
| Некоторые результаты спектрофотометрического исследования V 444 Лебедя <i>Н. Л. Иванова, Р. Х. Оганесян, Р. А. Епремян</i> | | 397 |

| | | |
|--|---|-----|
| К исследованию спектра RW Возничего | <i>Е. К. Харадзе, Р. А. Бартая</i> | 405 |
| Колориметрия кометарной туманности <i>Апол 6^h04^m</i> | <i>Э. Е. Хачикян, Э. С. Парамян</i> | 417 |
| Корреляция между направлениями осей кометарных туманностей и плоскостями поляризации окружающих их звезд | <i>Р. А. Вардианян</i> | 429 |
| О возможности определения возраста шаровых скоплений динамическим методом | <i>И. В. Петрозьян</i> | 437 |
| VN Орiona — звезда типа RW Возничего | <i>Б. А. Драгомирецкая</i> | 455 |
| Галактики с частыми вспышками сверхновых звезд | <i>Б. В. Кукаркин</i> | 465 |
| КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ | | |
| Замечание по вопросу о частоте сверхновых | <i>В. А. Амбарцумян</i> | 473 |
| Об ударных волнах в газопылевой среде | <i>Е. Я. Гидалезич, С. А. Кацлин</i> | 475 |
| Об одном методе приближенного расчета сверхплотных конфигураций | <i>Э. В. Чубарян, М. А. Мнацаканян</i> | 477 |
| Гипотеза кварковых звезд | <i>Д. Д. Иваненко, Д. Ф. Курдгелайдзе</i> | 479 |