

ԱՍՏՂԱՖԻԶԻԿԱ

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 12

НОЯБРЬ, 1976

ВЫПУСК 4

ПЕРЕНОС ИЗЛУЧЕНИЯ В БЕСКОНЕЧНЫХ АТМОСФЕРАХ. II <i>В. В. Иванов</i>	565
ПОЛЕ ИЗЛУЧЕНИЯ В ПЛОСКОМ СЛОЕ, ОСВЕЩЕННОМ ПАРАЛЛЕЛЬНЫМИ ЛУЧАМИ <i>Э. Х. Даниелян</i>	579
СПЕКТРОФОТОМЕТРИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ R MON II NGC 2261 I. <i>Дж. А. Гринштейн, М. А. Казарян, Т. Ю. Матакян, Э. Е. Хачикян</i>	587
ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЙ I-СПЕКТР ИСТОЧНИКА ВОЗБУЖДАЮЩЕГО СВЕЧЕНИЕ ТУМАННОСТИ Т Тельца . В. В. Голосинский, И. В. Шпачка	613
СПЕКТР HD 187399 <i>И. А. Иванова, А. П. Хотянский</i>	623
СПЕКТРОФОТОМЕТРИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ МАГНИТНО-ПЕРЕМЕННОЙ ЗВЕЗДЫ 21 PER. II ИЗУЧЕНИЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ Fe ПО ПОВЕРХНОСТИ ЗВЕЗДЫ II ИЗМЕНЕНИЙ ВОДОРОДНЫХ ЛИНИЙ H ₁ И H ₂ В ТЕЧЕНИЕ ПЕРИОДА <i>Ю. В. Глазюлевский, К. И. Козлова, В. С. Лебедев, Н. С. Пологузина</i>	631
ОБ ЭЛЕКТРОННОЙ КОНЦЕНТРАЦИИ В ФОТОСФЕРАХ ЗВЕЗД F-G-K <i>Р. А. Епрмян</i>	647
ГАЛАКТИКИ С УЛЬТРАФИОЛЕТОВЫМ КОНТИНУУМОМ. IX <i>Б. Е. Маркарян, В. А. Липовецкий</i>	657
СПЕКТРАЛЬНЫЕ НАБЛЮДЕНИЯ ГАЛАКТИК МАРКАРЯНА II <i>Э. К. Денисюк, В. А. Липовецкий, В. А. Афинаев</i>	665
СПЕКТРАЛЬНЫЕ НАБЛЮДЕНИЯ ГАЛАКТИК ВЫСОКОЙ ПОВЕРХНОСТНОЙ ЯРКОСТИ. IV. <i>М. А. Аракелян, Э. А. Дибай, В. Ф. Есипов</i>	683
СПЕКТРЫ ГАЛАКТИК ВЫСОКОЙ ПОВЕРХНОСТНОЙ ЯРКОСТИ <i>Э. А. Дибай, В. Т. Дорошенко, В. Ю. Терсбиж</i>	689
РАДИОИЗЛУЧЕНИЕ ОТ NGC 5363 <i>Г. М. Товмисени, Р. А. Шрамм</i>	693
КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ	
МЕТОД ОБНАРУЖЕНИЯ КОМПАКТНЫХ ГАЛАКТИК <i>А. Т. Каллозян, Ф. Бертен</i>	697
РЕЦЕНЗИИ	
ПРОЦЕССЫ МНОГОКРАТНОГО РАССЕЯНИЯ, ОБРАТНЫЕ И ПРЯМЫЕ ЗАДАЧИ. II. КАГИВАДА, Р. КАЛАБА, С. УЕНО <i>Д. И. Нишурнер</i>	701
ОБЗОРЫ	
ИНФРАКРАСНЫЕ ЗВЕЗДЫ. ОБЗОР НАБЛЮДАТЕЛЬНЫХ ДАННЫХ <i>Г. В. Хозов</i>	705

Е Р Е В А Н

Խ մ ր ա զ ր ա կ ա ն Կ օ լ ի ց ի ա

Ա. Ա. Բոյարչուկ, Յա. Բ. Ջելիդովիչ, Հ. Մ. Թովմասյան, Ս. Ա. Կապլան,
Ի. Մ. Կոսիլով, Վ. Հ. Համբարձումյան (գլխավոր խմբագիր), Բ. Ծ.
Մարգարյան, Լ. Վ. Միրզոյան (գլխ. խմբագրի տեղակալ), Վ. Վ. Սորոկ

Редакционная коллегия

В. А. Амбарцумян (главный редактор), А. А. Боярчук, Я. Б. Зельдович,
С. А. Каплан, И. М. Копылов, Б. Е. Маркarian, Л. В. Мирзоян (зам. главного
редактора), В. В. Соболев, Г. М. Товмасын

„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.

«ԱՍՏՂԱՆԻՋՆԻԿԱ»-ն գիտական ճանգիւն է, որը ճրատարակվում է Հայկական ՍՍՀ Գիտությունների ակադեմիայի կողմից: Հանդեսը ապագում է ինքնատիպ հոդվածներ տաղերի ֆիզիկայի, միգամածությունների ու միշտառային միջավայրի ֆիզիկայի, աստղաբաշխության և արտազայակաիկայի աստղագիտության, ինչպիս նաև աստղաֆիզիկայիև օսմանակից բնագավառների զծով:

Հանդեսը նախատեսված է գիտական աշխատակիցների, աստիճանների և բարձր կուրսերի ուսանողների համար:

Հանդեսը լայն է տեսնում տարեկան 4 անգամ, 1 համարի արժեքն է 1 արոյի. բաժնեդրդիրը 4 արոյի մեկ տարվա համար: Բաժանորդագրվել կարելի է «Սոյուզպեչատա»-ի բոլոր բաժանմունիներում, իսկ արտասահմանում «Մեծգունարդեայա կնիգա» զարձակայության միջոցով. Մոսկվա, 200:

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 12

НОЯБРЬ, 1976

ВЫПУСК 4

ПЕРЕНОС ИЗЛУЧЕНИЯ В БЕСКОНЕЧНЫХ АТМОСФЕРАХ. II

В. В. ИВАНОВ

Поступила 27 ноября 1975

Изучаются связи между четырьмя характерными угловыми распределениями интенсивности излучения в плоских бесконечной и полубесконечной средах. Эти распределения соответствуют случаям, когда источник и приемник лежат в одной плоскости (для полубесконечной среды — на границе) и когда они разнесены бесконечно далеко. Это позволило, в частности, из физических соображений получить ранее неизвестные уравнения Фредгольма для интенсивности $u(\lambda)$ на границе в задаче Милна и для функций Амбарцумяна $\varphi_m(\lambda)$. В основе рассмотрения лежит возможность разбиения бесконечной среды на два примыкающих полупространства.

Введение. В первой части настоящей работы [1] были рассмотрены некоторые общие свойства полей излучения в бесконечных атмосферах и подробно исследована задача о диффузном отражении от такой атмосферы. Под этим термином понимается нахождение интенсивности того диффузного излучения в атмосфере с плоским мононаправленным источником, которое падает на плоскость источника. Было выяснено, что между задачами о диффузном отражении от бесконечной и полубесконечной сред существует далеко идущее формальное сходство.

В настоящей статье исследуется связь между решениями уравнения переноса для бесконечной и полубесконечной сред. В основе всех рассмотренных лежит та простая мысль, что бесконечную среду можно разбить на два примыкающих друг к другу полупространства. Исходя из этого, И. Кушнер и С. Пахор [2], С. Пахор [3], Х. ван де Хюлет [4] и В. В. Соболев [5] (см. также [6], гл. II) получили ряд соотношений между полями излучения в бесконечной и полубесконечной средах. Однако, как будет показано в настоящей статье, найденными в этих работах результатами не исчерпываются все следствия, вытекающие из возможности разбиения бесконечной среды на две половины.

Непосредственно из физических соображений можно написать весьма общее соотношение [7], связывающее функции Грина уравнения переноса для бесконечной и полубесконечной сред. Его частными случаями являются как известные ранее, так и получаемые в настоящей статье соотношения между полями излучения в полупространстве и в полном пространстве. Из дидактических соображений было, однако, решено не исходить в изложении из этого общего соотношения, а рассмотреть важнейшие частные случаи непосредственно.

Используются обозначения, принятые в книге В. В. Соболева [6]. Ссылки вида (1. n) означают формулу (n) из первой части настоящей работы [1]. Индекс ∞ будет подчеркивать, что величина относится к бесконечной среде. Так, коэффициент отражения от бесконечной среды, обозначавшийся в [1] через ρ , будет теперь обозначаться через ρ_{∞} и т. п.

Наводящие соображения. Содержание статьи. Бесконечная среда с плоским мононаправленным источником порождает два характерных угловых распределения интенсивности, $i(\mu)$ и $\rho_{\infty}(\mu, \mu_0; \varphi - \varphi_0)$. Они описывают поле излучения в такой среде при двух выделенных положениях приемника: когда он удален от источника на большое расстояние (строго говоря, на бесконечность), и когда приемник лежит в одной плоскости с источником.

В полубесконечной среде существуют два выделенных положения источника — на границе среды и в бесконечно глубоких слоях. Каждому из них соответствует по два выделенных положения приемника — в плоскости источника и на бесконечном удалении от него. Таким образом, имеется четыре типичные задачи, которые мы обозначим как $(0, 0)$, $(0, \infty)$, $(\infty, 0)$ и (∞, ∞) , где символ (b, a) означает, что мононаправленный источник излучения находится на глубине $\tau = a$, а приемник расположен при $\tau = b$, и ищется относительное угловое распределение интенсивности в плоскости приемника. Задача $(0, 0)$ есть задача о диффузном отражении от полупространства. Соответствующий угловой режим описывается коэффициентом отражения $\rho(\mu, \mu_0; \varphi - \varphi_0)$. Задача Милля $(0, \infty)$ порождает граничный угловой режим $u(\mu)$. Наконец, задачи $(\infty, 0)$ и (∞, ∞) ничего нового давать не должны. Из физических соображений очевидно, что наличие границы не будет сказываться на относительном угловом распределении интенсивности в бесконечно глубоких слоях. Поэтому задача $(\infty, 0)$ должна приводить к уже знакомой нам функции $i(\mu)$, а задача (∞, ∞) возвращает нас назад к $\rho_{\infty}(\mu, \mu_0; \varphi - \varphi_0)$.

Итак, существуют четыре характерных угловых распределения интенсивности, $i(\mu)$, $u(\mu)$, $\rho_{\infty}(\mu, \mu_0; \varphi - \varphi_0)$ и $\rho(\mu, \mu_0; \varphi - \varphi_0)$. Три из них, i , u и ρ , изучены к настоящему времени во всех деталях, в частности, найдены соотношения, связывающие их друг с другом (см., например, [6], гл. II). Четвертый угловой режим, ρ_{∞} , был исследован в первой части на-

стоящей работы [1], однако связь его с тремя другими типичными угловыми распределениями и вытекающие из этого следствия до сих пор не рассмотривались. Это делается в настоящей статье. Содержание ее следующее.

Сначала устанавливается связь между решениями задач (∞, ∞) и $(0, 0)$, т. е. между коэффициентами отражения от бесконечной (ρ_∞) и полубесконечной (ρ) сред. После этого показывается, что простые соотношения существуют также между i , u и ρ_∞ . Они во многом подобны хорошо известным соотношениям, связывающим i , u и ρ (см. [6], гл. II, § 3). Затем находятся консервативные пределы ($\lambda \rightarrow 1$) найденных соотношений. В основе лежит разложение ρ_∞ при малых $1 - \lambda$. Если индикатриса рассеяния разлагается по полиному Лежандра, то m -ая азимутальная гармоника коэффициента отражения $\rho^m(\mu, \mu_0)$, как известно, представима в виде разложения по функциям одной переменной $\varphi_m^m(\mu)$ — функциям Амбарцумяна. Для $\rho^m(\mu, \mu_0)$ аналогичные разложения, содержащие некоторые вспомогательные функции $\varphi_{m,n}^m(\mu)$, были найдены в [1]. Исходя из соотношения между ρ и ρ_∞ , мы устанавливаем, что φ_m^m и $\varphi_{m,n}^m$ связаны между собой. Эта связь есть фактически совокупность некоторых (по-видимому, ранее неизвестных) независимых уравнений Фредгольма для нахождения каждой из функций $\varphi_m^m(\mu)$ по считающимся известными $\varphi_{m,n}^m(\mu)$ и $\varphi_m^m(\mu, \mu_0)$. В конце статьи результаты применяются к частному случаю изотропного рассеяния.

Основные соотношения. Рассмотрим бесконечную среду, в которой источник и приемник лежат в одной плоскости ($\tau = 0$). Пусть источник излучает в направлении ω_0 , характеризуемом угловыми переменными (μ_0, φ_0) , где $\mu_0 = \omega_0 n$, n — единичный вектор в положительном направлении оси оптических глубин z , φ_0 — азимут ω_0 . Не ограничивая общности, примем, что $\mu_0 \geq 0$. Мощность источника считаем нормированной так, что интенсивность его прямого излучения при $\tau = +0$ равна $\pi \delta(\mu - \mu_0) \delta(\varphi - \varphi_0)$. Интенсивность диффузного излучения на уровне τ в направлении ω с угловыми переменными (μ, φ) , где $\mu = \omega n$ и φ — азимут ω , обозначим через $I_\tau(\tau, \mu, \mu_0; \varphi - \varphi_0)$. Положим

$$\rho_\infty(\mu, \mu_0; \varphi - \varphi_0) \mu_0 = I_\infty(0, -\mu, \mu_0; \varphi - \varphi_0), \quad 1 > \mu > -1, \quad (1)$$

и назовем ρ_∞ коэффициентом отражения от бесконечной среды (в [1] I_∞ и ρ_∞ обозначались просто I и ρ , без индекса ∞). Пусть, далее, $\rho(\mu, \mu_0; \varphi - \varphi_0)$ — коэффициент отражения от полубесконечной среды, определяемый соотношением

$$\rho(\mu, \mu_0; \varphi - \varphi_0) \mu_0 = I(0, -\mu, \mu_0; \varphi - \varphi_0), \quad 1 > \mu > 0, \quad (2)$$

где $I(\tau, \mu, \mu_0; \varphi - \varphi_0)$ — интенсивность диффузного излучения в полу-

пространстве, освещаемом извне параллельными лучами так, что $I(0, \mu, \mu_0; \varphi - \varphi_0) = \pi \delta(\mu - \mu_0) \delta(\varphi - \varphi_0)$.

Коэффициенты отражения ρ и ρ_* связаны очевидными соотношениями

$$\begin{aligned} \rho_*(\mu, \mu_0; \varphi - \varphi_0) &= \rho(\mu, \mu_0; \varphi - \varphi_0) + \\ &+ \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} d\varphi' \int_0^1 \rho(\mu, \mu'; \varphi - \varphi') \rho_*(-\mu', \mu_0; \varphi' - \varphi_0) \mu' d\mu', \end{aligned} \quad (3)$$

$$\rho_*(-\mu, \mu_0; \varphi - \varphi_0) = \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} d\varphi' \int_0^1 \rho(\mu, \mu'; \varphi - \varphi') \rho_*(\mu', \mu_0; \varphi' - \varphi_0) \mu' d\mu'. \quad (4)$$

Первое из них выражает тот факт, что интенсивность диффузного излучения в бесконечной среде при $\tau=0$ (в плоскости источника), распространяющегося в сторону $\tau < 0$, возникает в результате диффузного отражения от полупространства $\tau > 0$. При этом отражение прямого излучения источника описывается внеинтегральным членом, тогда как интегральное слагаемое учитывает отражение диффузного излучения, падающего со стороны $\tau < 0$. Второе соотношение утверждает, что излучение, распространяющееся в бесконечной среде при $\tau=0$ в сторону $\tau > 0$, можно рассматривать как результат отражения от полупространства $\tau < 0$ того излучения, которое падает на него со стороны $\tau > 0$.

Если ρ_* и ρ представить в виде фурье-разложений по азимуту

$$\rho_*(\mu, \mu_0; \varphi - \varphi_0) = \sum_{m=-\infty}^{\infty} \rho_*^m(\mu, \mu_0) e^{-im(\varphi - \varphi_0)}, \quad (5)$$

$$\rho(\mu, \mu_0; \varphi - \varphi_0) = \sum_{m=-\infty}^{\infty} \rho^m(\mu, \mu_0) e^{-im(\varphi - \varphi_0)}, \quad (6)$$

то из (3) и (4) получаем следующие соотношения между ρ_*^m и ρ^m :

$$\rho_*^m(\mu, \mu_0) = \rho^m(\mu, \mu_0) + 2 \int_0^1 \rho^m(\mu, \mu') \rho_*^m(-\mu', \mu_0) \mu' d\mu', \quad (7)$$

$$\rho_*^m(-\mu, \mu_0) = 2 \int_0^1 \rho^m(\mu, \mu') \rho_*^m(\mu', \mu_0) \mu' d\mu'. \quad (8)$$

Особый интерес представляют нулевые азимутальные гармоники ρ_*^0 и ρ^0 , т. е. усредненные по азимуту коэффициенты отражения. Верхний

индекс $m=0$ у всех величин, зависящих от m , для упрощения записи в дальнейшем опускается, так что (7) и (8) при $m=0$ будут записываться так ($\mu > 0$):

$$\rho_-(\mu, \mu_0) = \rho(\mu, \mu_0) + 2 \int_0^1 \rho(\mu, \mu') \rho_-(-\mu', \mu_0) \mu' d\mu'. \quad (9)$$

$$\rho_+(-\mu, \mu_0) = 2 \int_0^1 \rho(\mu, \mu') \rho_-(\mu', \mu_0) \mu' d\mu'. \quad (10)$$

Возможны два взгляда на приведенные соотношения: их можно рассматривать либо как уравнения для определения ρ_- по известному ρ , либо как уравнения, позволяющие находить ρ по заданному ρ_- .

Заметим, что, поменяв местами μ и μ_0 и воспользовавшись свойствами симметрии ρ_-^m и ρ_+^m

$$\rho_-^m(\mu, \mu_0) = \rho_-^m(\mu_0, \mu); \quad \rho_-^m(-\mu, -\mu_0) = \rho_-^m(\mu, \mu_0), \quad (11)$$

$$\rho_+^m(\mu, \mu_0) = \rho_+^m(\mu_0, \mu), \quad (12)$$

вместо (7) и (8) получим

$$\rho_-^m(\mu, \mu_0) = \rho_+^m(\mu, \mu_0) + 2 \int_0^1 \rho_-^m(-\mu, \mu') \rho_+^m(\mu', \mu_0) \mu' d\mu', \quad (13)$$

$$\rho_+^m(-\mu, \mu_0) = 2 \int_0^1 \rho_-^m(\mu, \mu') \rho_+^m(\mu', \mu_0) \mu' d\mu'. \quad (14)$$

Физический смысл этих соотношений иной, чем у (7) и (8). В (7) и (8) интенсивность диффузного излучения представляется в виде суммы вкладов, вносимых в поле излучения фотонами, летевшими в некотором определенном направлении (характеризуемом угловой переменной μ') при последнем пересечении ими плоскости $\tau=0$. В соотношениях же (13) и (14) полная интенсивность при $\tau=0$ представляется как сумма тех вкладов в окончательное поле излучения, которые даются фотонами, при своем первом пересечении плоскости $\tau=0$ летевшими в направлении с угловой переменной μ' .

Рассмотрим теперь бесконечную среду, в которой источник лежит при $\tau = -\infty$, а приемник помещен в плоскости $\tau=0$. Интенсивность излучения при $\tau=0$ обозначим через $i(\mu)$, $1 \geq \mu \geq -1$, и нормируем $i(\mu)$ условием

$$\frac{1}{2} \int_{-1}^1 i(\mu) d\mu = 1, \quad (15)$$

где λ — вероятность выживания фотона при рассеянии. Хорошо известны неоднократно переоткрывавшиеся [2, 4, 5] соотношения ($\mu > 0$)

$$i(\mu) = M u(\mu) + 2 \int_0^1 p(\mu, \mu') i(-\mu') \mu' d\mu', \quad (16)$$

$$i(-\mu) = 2 \int_0^1 p(\mu, \mu') i(\mu') \mu' d\mu', \quad (17)$$

где $u(\mu)$ — интенсивность выходящего излучения в задаче Милна, причем

$$2 \int_0^1 u(\mu) i(\mu) \mu d\mu = 1, \quad (18)$$

M — нормировочная постоянная:

$$M = 2 \int_{-1}^1 i^2(\mu) \mu d\mu. \quad (19)$$

Согласно (16), в интенсивности излучения, распространяющегося в сторону роста τ , можно выделить «затравку» $Mu(\mu)$, обусловленную фотонами, впервые пересекающими плоскость $\tau=0$ при своем движении от источника, и добавку, возникающую из-за отражения от области $\tau < 0$ излучения, падающего на нее из полупространства $\tau > 0$. «Затравочная» интенсивность $Mu(\mu)$ пропорциональна граничной милновской интенсивности $u(\mu)$ потому, что фотоны, впервые пересекающие плоскость $\tau=0$ со стороны $\tau < 0$, не могут «знать» о существовании рассеивающей среды при $\tau > 0$, и поэтому их распределение по направлениям должно быть таким же, как и тогда, когда при $\tau > 0$ находится пустота. Аналогичным образом, (17) утверждает, что излучение, распространяющееся при $\tau=0$ в сторону $\tau < 0$, можно рассматривать как результат отражения от полупространства $\tau > 0$ того излучения, которое падает на него из области $\tau < 0$. Таким образом, физический смысл двух пар формул, (9)—(10) и (16)—(17), фактически один и тот же, отличие же их друг от друга отражает различие в относительном расположении источника и приемника.

Очевидно, что должны существовать формулы, находящиеся к (16)—(17) в таком же отношении, как (13)—(14) соотносятся к (7)—(8). Они имеют вид

$$i(\mu) = M u(\mu) + 2M \int_0^1 \rho_{\infty}(-\mu, \mu') u(\mu') \mu' d\mu', \quad (20)$$

$$i(-\mu) = 2M \int_0^1 \rho_{\infty}(\mu, \mu') u(\mu') \mu' d\mu', \quad (21)$$

Физический смысл этих формул состоит в следующем. Поле излучения при $\tau=0$ «знает» о существовании источника при $\tau = -\infty$ только потому, что от этого источника к плоскости $\tau=0$ со стороны $\tau < 0$ приходят фотоны. Обусловленная ими интенсивность есть уже знакомая нам затравочная интенсивность $M u(\mu)$. Выключим источник при $\tau = -\infty$, введя вместо него источник при $\tau=0$, излучающий в сторону $\tau > 0$ с мощностью $M u(\mu)$. Ясно, что интенсивность излучения при $\tau=0$ при такой замене должна остаться неизменной. Это и выражают формулы (20) и (21).

Соотношений (20) и (21) в литературе, насколько нам известно, нет. Их общая структура такая же, как и у хорошо известных формул (16) и (17). В обоих случаях $i(\mu)$ представляется в виде интеграла от произведения двух характерных угловых распределений, из которых одно относится к бесконечной, а другое — к полубесконечной среде.

В теории переноса существует естественная иерархия задач по сложности геометрии. Самой простой является бесконечная среда, следующей по сложности — полубесконечная. Соотношение (20) можно рассматривать как уравнение Фредгольма для нахождения одного из типичных угловых режимов в полубесконечной среде — миллионской интенсивности на границе $u(\mu)$ — μ -функциям $i(\mu)$ и $\rho_{\infty}(\mu, \mu')$, описывающим поле излучения в бесконечной среде. В этом состоит существенное отличие (20) от формулы (16), выражающей полупространственную функцию $u(\mu)$ через полупространственную же характеристику $\rho(\mu, \mu')$.

Почти консервативное и консервативное рассеяние. При $\lambda \rightarrow 1$ коэффициент отражения ρ_{∞} расщелится. Поэтому непосредственно применять к консервативному случаю соотношения, полученные в предыдущем разделе для $m=0$, нельзя. Чтобы вывести их аналоги для $\lambda=1$, исследуем поведение $\rho_{\infty}(\mu, \mu')$ при $\lambda \rightarrow 1$.

Поскольку левая часть в (21), как известно [6], § 5, гл. II, есть $1 + O(k)$, то и $M \rho_{\infty} = 1 + O(k)$. Ищем поэтому $M \rho_{\infty}$ в виде

$$M \rho_{\infty}(\mu, \mu') = 1 - \frac{3k}{3 - \kappa_1} \rho^*(\mu, \mu') + O(k^2), \quad \lambda \rightarrow 1, \quad (22)$$

где $\rho^*(\mu, \mu')$ — новая неизвестная функция. Чтобы получить уравнения

для ее определения, достаточно ввести разложение (22) в уравнения (1.29) и (1.30) для ρ_{\pm} . Рассмотрение членов $O(k)$ дает ($\mu > 0$)

$$(\mu + \mu_0) \rho^*(\mu, \mu_0) = -\frac{2}{3} \rho(-\mu, \mu_0) + \\ + \mu \frac{1}{2} \int_{-1}^1 \rho(\mu', \mu_0) \rho^*(\mu, \mu') d\mu' + \mu_0 \frac{1}{2} \int_{-1}^1 \rho(\mu, \mu') \rho^*(\mu', \mu_0) d\mu', \quad (23)$$

$$(\mu - \mu_0) \rho^*(-\mu, \mu_0) = \\ = \mu \frac{1}{2} \int_{-1}^1 \rho(\mu', \mu_0) \rho^*(-\mu, \mu') d\mu' - \mu_0 \frac{1}{2} \int_{-1}^1 \rho(\mu, \mu') \rho^*(-\mu', \mu_0) d\mu', \quad (24)$$

где $\rho(\mu, \mu')$ — усредненная по азимуту индикатриса рассеяния. Решение этих уравнений неединственно, так как соответствующая однородная система, получающаяся отбрасыванием члена $-\frac{2}{3} \rho(-\mu, \mu_0)$ в правой части (23), имеет нетривиальные решения. Непосредственной подстановкой в (23) и (24) легко проверить, что если $\rho^*(\mu, \mu_0)$ — некоторое решение этой системы, то $\rho^*(\mu, \mu_0) + a + b(\mu - \mu_0)$, где a и b — произвольные постоянные, также является решением. Функция $\rho^*(\mu, \mu_0)$, имеющая физический смысл, определяемый разложением (22), должна удовлетворять дополнительным соотношениям

$$\int_{-1}^1 \rho^*(\mu, \mu_0) \mu d\mu = -\frac{2}{3}, \quad (25)$$

$$\int_{-1}^1 \rho^*(\mu, \mu_0) \mu^2 d\mu = \frac{2}{3} \mu_0, \quad (26)$$

вывод которых будет дан немного позже.

Отметим следующие свойства симметрии ρ^* , вытекающие из аналогичных симметрий ρ_{\pm} :

$$\rho^*(\mu, \mu_0) = \rho^*(\mu_0, \mu); \quad \rho^*(-\mu, -\mu_0) = \rho^*(\mu, \mu_0). \quad (27)$$

Перейдем непосредственно к выводу консервативных аналогов соотношений, полученных в предыдущем разделе. Подставим в (9) разложения ρ_{\pm} и ρ при $\lambda \rightarrow 1$. Первое из них дается (22), а второе имеет вид (см. [6], гл. II, § 6).

$$\rho(\mu, \mu_0) = \rho_0(\mu, \mu_0) - \frac{4k}{3-x_1} u_0(\mu) u_0(\mu_0) + \dots, \quad i=1, \quad (28)$$

где через ρ_0 и u_0 обозначены функции ρ и u для $i=1$. Воспользовавшись тем, что (см. [6], гл. II, § 5)

$$u_0(\mu) = \frac{3}{4} \left(\mu + 2 \int_0^1 \rho_0(\mu, \mu') \mu'^2 d\mu' \right), \quad (29)$$

$$2 \int_0^1 u_0(\mu) \mu d\mu = 1, \quad (30)$$

после небольших преобразований находим ($\mu > 0$)

$$\rho_0(\mu, \mu_0) = \frac{3}{8} \left[\mu - \rho^*(\mu, \mu_0) + 2 \int_0^1 (\rho^*(-\mu', \mu_0) + \mu') \rho_0(\mu, \mu') \mu' d\mu' \right]. \quad (31)$$

Из (10) аналогичным образом получаем ($\mu \geq 0$).

$$\rho^*(-\mu, \mu_0) = \mu + 2 \int_0^1 (\rho^*(\mu', \mu_0) + \mu') \rho_0(\mu, \mu') \mu' d\mu'. \quad (32)$$

Соотношение (31) есть линейное интегральное уравнение для определения ρ_0 по известному ρ^* . Если, наоборот, считать известным ρ_0 , то (31) и (32) позволяют найти ρ^* для всех μ , $-1 \geq \mu \geq -1$.

Чтобы получить консервативный аналог (20), подставим в это соотношение ρ_0 из (22) и учтем известные разложения (см. [6], гл. II, § 5 и 6).

$$i(\mu) = 1 + \frac{3k}{3-x_1} \mu + O(k^2), \quad (33)$$

$$M = \frac{8k}{3-x_1} + O(k^2), \quad (34)$$

$$u(\mu) = u_0(\mu) \left(1 - \frac{3\gamma}{3-x_1} k \right) + O(k^2), \quad (35)$$

где

$$\gamma = 2 \int_0^1 u_0(\mu) \mu^2 d\mu. \quad (36)$$

Воспользовавшись также (30), получаем окончательно

$$u_0(\mu) = \frac{3}{8} \left[\mu + 2 \int_0^1 (\rho^0(-\mu, \mu') + \mu') u_0(\mu') \mu' d\mu' \right]. \quad (37)$$

Это есть (по-видимому, ранее неизвестное) уравнение Фредгольма для $u_0(\mu)$. Функции ρ^0 и u_0 удовлетворяют также соотношению

$$2 \int_0^1 (\rho^0(\mu, \mu') + \mu') u_0(\mu') \mu' d\mu' = \mu, \quad \mu > 0, \quad (38)$$

получающемуся из рассмотрения членов $O(k)$ в разложении (21) по степеням k .

Приведенные ранее формулы (25) и (26) легко доказать, исходя из (31) и (32). Проинтегрировав по μ от 0 до 1 эти соотношения, умноженные предварительно на μ , и приняв во внимание, что

$$2 \int_0^1 \rho_0(\mu, \mu_0) \mu d\mu = 1, \quad (39)$$

придем к (25). Умножение (31) и (32) на μ^2 и такое же интегрирование дает (26). При преобразованиях следует воспользоваться (29), (37) и (38).

Связь между вспомогательными функциями. Если индикатриса рассеяния $x(\gamma)$ разложена по полиномам Лежандра

$$x(\gamma) = \sum_n x_n P_n(\cos \gamma), \quad (40)$$

то m -ую азимутальную гармонику коэффициента отражения от полупространства $\rho_m^m(\mu, \mu_0)$ можно представить в виде хорошо известного разложения по функциям Амбарцумяна $\rho_n^m(\mu)$, зависящим от одной переменной (см., например, [6], гл. II, § 2). При этом $\rho_n^m(\mu)$ следующим образом выражаются через $\rho_n^m(\mu, \mu_0)$:

$$\rho_n^m(\mu_0) = P_n^m(\mu_0) + 2\mu_0 \int_0^1 \rho_n^m(\mu, \mu_0) P_n^m(-\mu) d\mu, \quad (41)$$

где $P_n^m(\mu)$ — присоединенные функции Лежандра. В первой части настоящей работы [1] было показано (формула (1.36)), что $\rho_n^m(\mu, \mu_0)$ также можно представить как разложение по некоторым вспомогатель-

ным функциям одной переменной $\varphi_{\pm n}^m(\mu)$, аналогичным функциям Амбарцумяна. Эти функции вводятся соотношением, подобным (41):

$$\varphi_{\pm n}^m(\mu_0) = P_n^m(\mu_0) + 4\mu_0 \int_{-1}^1 \varphi_{\pm}^m(\mu, \mu_0) P_n^m(-\mu) d\mu. \quad (42)$$

Возникает естественный вопрос, каким образом $\varphi_n^m(\mu)$ и $\varphi_{-n}^m(\mu)$ связаны между собой. Ответ на него легко получить, воспользовавшись найденными выше соотношениями между φ_n^m и φ_{-n}^m . Умножая (7) на $4\mu_0 P_n^m(-\mu)$ и (8) — на $4\mu_0 P_n^m(\mu)$, складывая почленно получающиеся равенства и интегрируя результат по μ от 0 до 1, с учетом (41) и (42) после простых преобразований находим

$$\varphi_n^m(\mu) = \varphi_{-n}^m(\mu) - 2\mu \int_0^1 [\varphi_n^m(-\mu', \mu) + (-1)^{n+m} \varphi_n^m(\mu', \mu)] \varphi_n^m(\mu') d\mu'. \quad (43)$$

Это соотношение есть уравнение Фредгольма для нахождения полупрямостранственной характеристики — функции φ_n^m — по считающимся известным функциям $\varphi_{\pm n}^m$ и φ_n^m , описывающим бесконечную среду. Подчеркнем, что каждая из функций φ_n^m определяется при этом независимо от остальных. Насколько нам известно, уравнения (43) в литературе нет.

Между φ_{-n}^m и φ_n^m существует еще одно полезное соотношение.

$$\varphi_{-n}^m(\mu) = \varphi_n^m(\mu) + (-1)^{n+m} 2\mu \int_0^1 \varphi_n^m(\mu', \mu) \varphi_{-n}^m(\mu') d\mu'. \quad (44)$$

Оно выводится из (13) — (14) точно так же, как (43) получается из (7) — (8). Если решение задачи о диффузном отражении от полубесконечной среды (т. е. функции φ_n^m и φ_{-n}^m) считать известным, то это соотношение есть уравнение Фредгольма для φ_n^m .

Консервативный случай заслуживает отдельного рассмотрения, что связано с расходимостью φ_n^m для $m=0$ при $\lambda=1$. Она влечет расходимость φ_0^0 при $\lambda \rightarrow 1$ (все остальные функции $\varphi_{\pm n}^m$ ограничены при $\lambda \rightarrow 1$). Вводя (22) в (42) и учитывая (34), получаем

$$\varphi_{\pm n}^0(\mu) = \frac{3-\lambda}{k} \varphi + \frac{3}{8} \varphi^0(\mu) + o(1), \quad \lambda \rightarrow 1, \quad (45)$$

где обозначено

$$\varphi^0(\mu) = \frac{8}{3} - 4\mu \int_{-1}^1 \varphi^0(\mu, \mu') d\mu'. \quad (46)$$

Можно показать (вывод мы опускаем), что в пределе при $\lambda \rightarrow 1$ (43) переходит в соотношения

$$\varphi_0^0(\mu) = \frac{3}{8} \varphi^*(\mu) + \frac{3}{4} \mu \int_0^1 [\rho^*(-\mu', \mu) + \rho^*(\mu', \mu) + 2\mu'] \varphi_0^0(\mu') d\mu', \quad (47)$$

$$\begin{aligned} \varphi_n^0(\mu) = \varphi_{-n}^0(\mu) + \frac{3}{4} \mu \int_0^1 & [\rho^*(-\mu', \mu) + \mu' + (-1)^n (\rho^*(\mu', \mu) + \\ & + \mu')] \varphi_n^0(\mu') d\mu', \quad n > 0, \end{aligned} \quad (48)$$

а вместо (44) при $\lambda = 1$ мы имеем

$$\dot{\varphi}^*(\mu) = -\frac{16}{3} \varphi_2^0(\mu) + 2\mu \int_0^1 \rho_0(\mu', \mu) \dot{\varphi}^*(\mu') d\mu', \quad (49)$$

$$\varphi_{-n}^0(\mu) = \varphi_n^0(\mu) + (-1)^n 2\mu \int_0^1 \rho_0(\mu', \mu) \varphi_{-n}^0(\mu') d\mu', \quad n > 0. \quad (50)$$

Из (46), между прочим, следует, что

$$\int_0^1 \varphi^*(\mu) \mu d\mu = 0, \quad (51)$$

а с помощью (48) можно показать, что ($k = 1, 2, \dots$)

$$\int_0^1 \varphi_{-2k}^0(\mu) \mu d\mu = 0, \quad (52)$$

$$\int_0^1 \varphi_{-2k+1}^0(\mu) d\mu = 0. \quad (53)$$

Изотропное рассеяние. В качестве иллюстрации рассмотрим простейший частный случай изотропного рассеяния. Обозначим

$$H(\mu) = \varphi_0^0(\mu), \quad H_-(\mu) = \varphi_{-0}^0(\mu). \quad (54)$$

Как хорошо известно, при изотропном рассеянии

$$\rho(\mu, \mu_0) = \frac{\lambda}{4} \frac{H(\mu) H(\mu_0)}{\mu + \mu_0}. \quad (55)$$

В первой части работы показано (формула (1.49)), что ρ_{\pm} в этом случае можно представить в форме

$$\rho_{\pm}(\pm \mu, \mu_0) = \frac{\lambda}{8} \frac{H_{\pm}(\mu) \pm H_{\pm}(\mu_0)}{\mu \pm \mu_0}, \quad \mu \geq 0. \quad (56)$$

Пользуясь этим, из (43) получаем для полупространственной H -функции следующее уравнение Фредгольма:

$$H(\mu) = H_{\infty}(\mu) - \mu \int_0^1 K(\mu, \mu') H(\mu') d\mu', \quad (57)$$

где

$$K(\mu, \mu') = K(\mu', \mu) = \frac{\lambda}{2} \frac{\mu H_{\infty}(\mu) - \mu' H_{\infty}(\mu')}{\mu^2 - \mu'^2}, \quad (58)$$

а (44) принимает вид

$$H_{\infty}(\mu) = H(\mu) + \mu H(\mu) \frac{\lambda}{2} \int_0^1 \frac{H(\mu')}{\mu + \mu'} H_{\infty}(\mu') d\mu'. \quad (59)$$

Отметим следующее интегральное соотношение, связывающее H и H_{∞} :

$$\int_0^1 H(\mu) (1 - \sqrt{1 - \lambda}) H_{\infty}(\mu) d\mu = 0. \quad (60)$$

Получить его можно, например, из (59), положив $\mu = \infty$.

Консервативным пределом (57) служит уравнение [8]

$$H_0(\mu) = 1 + \sqrt{3} \mu + \int_0^1 K^*(\mu, \mu') H_0(\mu') d\mu', \quad (61)$$

где

$$K^*(\mu, \mu') = K^*(\mu', \mu) = \frac{1}{2} \frac{\mu r_0(\mu') - \mu' r_0(\mu)}{\mu - \mu'}. \quad (62)$$

Здесь через $H_{\infty}(\mu)$ обозначена функция $H(\mu)$ для $\lambda = 1$, а $r_0(\mu)$ определено согласно (1.60) при $\lambda = 1$. Это уравнение проще всего получить как частный случай (37) (в [8] оно было найдено совсем другим путем). Действительно, согласно (1.62)

$$H_{\infty}(\mu) = \frac{3}{k} \mu + 1 - 3\mu^2 + 2r_0(\mu) + O(k), \quad \lambda \rightarrow 1, \quad (63)$$

что в комбинации с (56) и (22) дает

$$\rho^*(-\mu, \mu_0) = \mu + \mu_0 - \frac{2}{3} \frac{r_0(\mu) - r_0(\mu_0)}{\mu - \mu_0}, \quad \mu \geq 0. \quad (64)$$

Введем это в (37) и воспользуемся тем, что $u_c(\mu) = \sqrt{3} H_0(\mu)/4$. Преобразуя получающееся уравнение с помощью вытекающего из него при $\mu=0$ соотношения

$$\frac{1}{2} \int_0^1 r_0(\mu) H_0(\mu) d\mu = \sqrt{3} q(\infty) - 1, \quad (65)$$

где

$$q(\infty) = 0.710446... = \frac{\sqrt{3}}{2} \int_0^1 H_0(\mu) \mu^2 d\mu, \quad (66)$$

мы и приходим к (61).

Астрономическая обсерватория
Ленинградского университета

RADIATION TRANSFER IN AN INFINITE ATMOSPHERE. II

V. V. IVANOV

The interrelations are studied between four typical angular distributions of intensity in plane infinite and semiinfinite media. These angular distributions correspond to the cases when the source and the detector of radiation are in the same plane (for semiinfinite medium, at the boundary) and when they are infinitely separated. This enabled, in particular, to obtain from physical considerations previously unknown Fredholm equations for the boundary intensity $u(\mu)$ in the Milne problem and for Ambartsumian's functions $F_2^{\pm}(\mu)$. The consideration is based on the possibility of splitting an infinite medium into two adjacent half-spaces.

ЛИТЕРАТУРА

1. В. В. Иванов, *Астрофизика*, 10, 193, 1974.
2. I. Kusler, S. Pahor, *Ap. J.*, 143, 883, 1965.
3. S. Pahor, *Nucl. Sci. Eng.*, 26, 192, 1956.
4. H. C. van de Hulst, *Bull. Astron. In t. Netherlan ls*, 20, 77, 1953.
5. В. В. Соболев, *ДАН СССР*, 179, 41, 1968.
6. В. В. Соболев, *Рассеяние света в атмосферах планет*, Наука, М., 1972.
7. Х. Домкс, В. В. Иванов, *Астрон. ж.*, 52, 1034, 1975.
8. В. Г. Буславский, *Изв. КрАО*, 35, 81, 1966.

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 12

НОЯБРЬ, 1976

ВЫПУСК 4

ПОЛЕ ИЗЛУЧЕНИЯ В ПЛОСКОМ СЛОЕ, ОСВЕЩЕННОМ ПАРАЛЛЕЛЬНЫМИ ЛУЧАМИ

Э. Х. ДАНИЕЛЯН

Поступила 25 февраля 1976

Пересмотрена 10 мая 1976

Рассмотрена задача о внутреннем режиме излучения в слое конечной оптической толщины для случая изотропного рассеяния. Показано, что при освещении среды параллельными лучами интенсивность излучения внутри среды можно находить посредством функции источника без интегрирования по оптической глубине

1. *Введение и постановка задачи.* Рассмотрим задачу диффузии монохроматического излучения в однородной плоскопараллельной среде конечной оптической толщины, освещенной параллельными лучами. Будем считать, что элементарный акт рассеяния происходит со сферической индикатрисой. Для нахождения интенсивностей диффузного излучения, идущих вниз и вверх (считается, что среда освещена сверху) в рассматриваемом слое, теория переноса излучения дает, соответственно:

$$I_1(\tau, \tau_0, \tau_1, \zeta) = \int_0^{\tau} e^{-\frac{\tau-t}{\kappa}} B(t, \tau_0, \zeta) \frac{dt}{\kappa} \quad (1)$$

и

$$I_2(\tau, \tau_0, \tau_1, \zeta) = \int_0^{\tau_1} e^{-\frac{\tau-t}{\kappa}} B(t, \tau_0, \zeta) \frac{dt}{\kappa} \quad (2)$$

(в обеих формулах $\kappa > 0$), сводя задачу к предварительному нахождению функции источника, которая в рассматриваемом случае удовлетворяет следующему интегральному уравнению:

$$B(z, \tau_0, \zeta) = \frac{\lambda}{4} e^{-\frac{z}{\tau}} + \frac{\lambda}{2} \int_0^z E_1(|z-t|) B(t, \tau_0, \zeta) dt, \quad (3)$$

если излучение, падающее на среду, создает освещенность τ на площадке, перпендикулярной падающим лучам.

Задача об определении функции источника сама по себе является довольно сложной, а вычисление интенсивностей излучения по формулам (1) и (2) предполагает знание этой функции на всех оптических глубинах.

В связи с этим было бы заманчиво отыскать некоторые соотношения, позволяющие находить интенсивность излучения на заданной глубине посредством функции источника, заданной лишь на той же глубине. Такие соотношения для случая диффузии излучения в полубесконечной среде, освещенной параллельными лучами, были получены недавно в [1]. Некоторые результаты в этом направлении, также для полубесконечной среды, были достигнуты в работах Малликина [2] и Иванова [3], причем в последней рассматривается случай анизотропного рассеяния.

Ниже некоторые частные результаты, полученные в [1], обобщаются на случай диффузии излучения в слое конечной оптической толщины.

В нашем рассмотрении физические соображения играют немаловажную роль, поэтому ниже будем придерживаться вероятностного способа описания процессов переноса, предложенного Соболевым [4]. Применяется также метод сложения слоев в классической трактовке Амбарцумяна [5].

2. *Функции Y и Z и некоторые их свойства.* Пусть имеется плоскопараллельная среда, ограниченная сверху плоскостью $\tau=0$, а снизу плоскостью $\tau=\tau_0$, и пусть в ней на глубине τ имеется квант, движущийся в направлении ζ в сторону верхней границы. Вероятность его выхода с границы $\tau=0$ в направлении η и телесном угле $2\pi d\eta$ обозначим через $Y(\tau, \tau_0, \eta, \zeta) d\eta$. Аналогичную величину, но для кванта, первоначально движущегося в сторону нижней границы, обозначим через $Z(\tau, \tau_0, \eta, \zeta) d\eta$. Из определений следует, что эти величины можно представить в виде

$$Y(\tau, \tau_0, \eta, \zeta) = e^{-\frac{\tau}{\tau}} \delta(\eta - \zeta) + 2\pi \int_0^{\tau} e^{-\frac{\tau-t}{\tau}} p(t, \tau_0, \eta) \frac{dt}{\tau} \quad (4)$$

и

$$Z(\tau, \tau_0, \eta, \zeta) = 2\pi \int_{\tau}^{\tau_0} e^{-\frac{\tau_0-t}{\tau}} p(t, \tau_0, \eta) \frac{dt}{\tau}. \quad (5)$$

Здесь $p(\tau, \tau_0, \eta)$ — обычная плотность вероятности выхода кванта.

Выражения (4) и (5), получаемые из простых физических соображений, представляют собой фактически интегральную форму уравнения переноса (в вероятностных терминах) и для более общего случая анизотропного рассеяния приводятся в работе Минина [6].

Сравнивая (4) с (1), а (5) с (2) и учитывая, что $B(\tau, \tau_0, \eta) = -\pi p(\tau, \tau_0, \eta)$, получаем

$$I_1(\tau, \tau_0, \eta, \zeta) = \frac{1}{2} Y(\tau, \tau_0, \zeta, \eta) - \frac{1}{2} e^{-\frac{\tau}{2}} \delta(\eta - \zeta) \quad (6)$$

и

$$I_2(\tau, \tau_0, \eta, \zeta) = \frac{1}{2} Z(\tau, \tau_0, \zeta, \eta), \quad (7)$$

т. е. переход от вероятностей к интенсивностям в рассматриваемой задаче осуществляется перестановкой угловых переменных и умножением на некоторую постоянную. Разумеется, этот результат тривиален и вытекает из принципа обратимости оптических явлений.

Выражения (4) и (5) можно записать и в форме дифференциальных уравнений:

$$\zeta \frac{\partial Y(\tau, \tau_0, \eta, \zeta)}{\partial \tau} + Y(\tau, \tau_0, \eta, \zeta) = 2\pi p(\tau, \tau_0, \eta) \quad (8)$$

и

$$\zeta \frac{\partial Z(\tau, \tau_0, \eta, \zeta)}{\partial \tau} - Z(\tau, \tau_0, \eta, \zeta) = -2\pi p(\tau, \tau_0, \eta) \quad (9)$$

со следующими граничными условиями:

$$Y(0, \tau_0, \eta, \zeta) = \delta(\eta - \zeta); \quad Y(\tau_0, \tau_0, \eta, \zeta) = \rho_B(\tau_0, \eta, \zeta) \quad (10)$$

и

$$Z(0, \tau_0, \eta, \zeta) = \rho_B(\tau_0, \eta, \zeta); \quad Z(\tau_0, \tau_0, \eta, \zeta) = 0, \quad (11)$$

с очевидностью следующих из их физического смысла. В последних выражениях ρ_B и σ_B представляют собой, соответственно, вероятности отражения и пропускания слоем τ , и отличаются от обычных коэффициентов отражения и пропускания множителем 2η . Это следует из физического смысла функций Амбарцумяна и нелинейных уравнений для них.

Если квант первоначально летит на глубине τ параллельно границе среды, т. е. $\zeta=0$, то он рано или поздно, поглотившись на той же глубине, выйдет с вероятностью $2\eta p(\tau, \tau_0, \eta)$, т. е.

$$Y(\tau, \tau_0, \eta, 0) = Z(\tau, \tau_0, \eta, 0) = 2\pi p(\tau, \tau_0, \eta). \quad (12)$$

Отметим также два интегральных соотношения для Y и Z , которые также следуют из их смысла:

$$Y(\tau_1 + \tau_2, \tau_0, \eta, \zeta) = \int_0^1 Y(\tau_1, \tau_0, \eta, \zeta) Y(\tau_2, \tau_0 - \tau_1, \eta, \zeta) d\mu \quad (13)$$

и

$$Z(\tau_1 + \tau_2, \tau_0, \eta, \zeta) = \int_0^1 Y(\tau_1, \tau_0, \eta, \zeta) Z(\tau_2, \tau_0 - \tau_1, \eta, \zeta) d\mu. \quad (14)$$

Для выявления последних достаточно представить слой τ состоящим из слоев τ_1 и τ_2 ($\tau = \tau_1 + \tau_2$).

3. *Дифференциальные уравнения для Y и Z .* Для каждой из величин Y и Z можно получить помимо (8) и (9) еще по два дифференциальных уравнения, содержащих производные по τ и по τ_0 . После чего, исключая производные, можно будет прийти к некоторым алгебраическим выражениям для них. Для этого воспользуемся методом сложения слоев. Вначале добавим слой малой толщины $\Delta\tau$ к верхней границе рассматриваемого слоя. В этом случае легко получить, что

$$Y(\tau + \Delta\tau, \tau_0 + \Delta\tau, \eta, \zeta) = Y(\tau, \tau_0, \eta, \zeta) \left[1 - \frac{\Delta\tau}{\eta} \right] + \frac{\lambda}{2} \varphi(\tau_0, \eta) \int_0^1 Y(\tau, \tau_0, \mu, \zeta) \frac{d\mu}{\mu} \Delta\tau \quad (15)$$

и

$$Z(\tau + \Delta\tau, \tau_0 + \Delta\tau, \eta, \zeta) = Z(\tau, \tau_0, \eta, \zeta) \left[1 - \frac{\Delta\tau}{\eta} \right] + \frac{\lambda}{2} \varphi(\tau_0, \eta) \int_0^1 Z(\tau, \tau_0, \mu, \zeta) \frac{d\mu}{\mu} \Delta\tau \quad (16)$$

и после необходимых разложений

$$\frac{\partial Y}{\partial \tau} + \frac{\partial Y}{\partial \tau_0} + \frac{Y}{\eta} = \frac{\lambda}{2} \varphi(\tau_0, \eta) \int_0^1 Y(\tau, \tau_0, \mu, \zeta) \frac{d\mu}{\mu} \quad (17)$$

и

$$\frac{\partial Z}{\partial \tau} + \frac{\partial Z}{\partial \tau_0} + \frac{Z}{\eta} = \frac{\lambda}{2} \varphi(\tau_0, \eta) \int_0^1 Z(\tau, \tau_0, \mu, \zeta) \frac{d\mu}{\mu}. \quad (18)$$

Если теперь слой малой толщины добавить к нижней границе, то аналогично получим:

$$\frac{\partial Y}{\partial \tau_0} = \frac{\lambda}{2} \varphi(\tau_0, \eta) \int_0^1 Z(\tau_0 - \tau, \tau_0, \eta, \zeta) \frac{d\eta}{\eta}, \quad (19)$$

$$\frac{\partial Z}{\partial \tau_0} = \frac{\lambda}{2} \psi(\tau_0, \eta) \int_0^1 Y(\tau_0 - \tau, \tau_0, \eta, \zeta) \frac{d\eta}{\eta}. \quad (20)$$

Входящие в эти формулы функции $\varphi(\tau_0, \eta)$ и $\psi(\tau_0, \eta)$ — есть функции Амбарцумяна, определяющие вероятность выхода кванта из среды при поглощении его в поверхностном слое.

4. Вспомогательные функции F и \bar{F} и окончательные выражения для Y и Z .

Определим вспомогательные функции F и \bar{F} как

$$F(\tau, \tau_0, \zeta) = \zeta \int_0^1 Y(\tau, \tau_0, \eta, \zeta) \frac{d\eta}{\eta}; \quad \bar{F}(\tau, \tau_0, \zeta) = \zeta \int_0^1 Z(\tau, \tau_0, \eta, \zeta) \frac{d\eta}{\eta}. \quad (21)$$

Для них, если иметь в виду (10) и (11), должны иметь место следующие граничные условия:

$$F(0, \tau_0, \zeta) = 1; \quad \bar{F}(\tau_0, \tau_0, \zeta) = \varphi(\tau_0, \zeta) \quad (22)$$

и

$$\bar{F}(0, \tau_0, \zeta) = \varphi(\tau_0, \zeta) - 1; \quad \bar{F}(\tau_0, \tau_0, \zeta) = 0. \quad (23)$$

Теперь, воспользовавшись введенными обозначениями и сравнив (8) с (17) и (19), а (9) с (18) и (20), исключая производные, получим следующие выражения для Y и Z :

$$\begin{aligned} & (\eta - \zeta) Y(\tau, \tau_0, \eta, \zeta) = \\ & = \frac{\lambda}{2} \eta \left[\frac{4\pi}{\lambda} \rho(\tau, \tau_0, \eta) - \varphi(\tau_0, \eta) F(\tau, \tau_0, \zeta) + \psi(\tau_0, \eta) \bar{F}(\tau_0 - \tau, \tau_0, \zeta) \right] \end{aligned} \quad (24)$$

и

$$\begin{aligned} & (\eta + \zeta) Z(\tau, \tau_0, \eta, \zeta) = \\ & = \frac{\lambda}{2} \eta \left[\frac{4\pi}{\lambda} \rho(\tau, \tau_0, \eta) + \varphi(\tau_0, \eta) \bar{F}(\tau, \tau_0, \zeta) - \psi(\tau_0, \eta) F(\tau_0 - \tau, \tau_0, \zeta) \right] \end{aligned} \quad (25)$$

Последний результат был получен ранее в работе Кагивада и Калаба [7] другим путем.

Вычисления по формулам (24) и (25) предполагают знание вспомогательных функций F и \bar{F} (помимо $p(\tau, \tau_0, \eta)$). В свою очередь, для вычисления этих функций достаточно иметь резольвентную функцию $\Phi(\tau, \tau_0)$ на всем интервале оптических глубин $0 < \tau \leq \tau_0$. Действительно, поскольку

$$\Phi(\tau, \tau_0) = 2\pi \int_0^1 p(\tau, \tau_0, \mu) \frac{d\mu}{\mu}, \text{ то, умножая (4) и (5) на } \zeta \frac{d\zeta}{\zeta} \text{ и интегрируя}$$

в пределах от 0 до 1, мы получим выражения для F и \bar{F} посредством резольвентной функции. Однако нам представляется более целесообразным вычислять эти функции другим путем, избегая при этом интегрирования по оптической глубине.

Так, полагая в (24) $\eta = \zeta$, сразу получаем элементарную связь между F , \bar{F} и p .

$$\frac{4\pi}{i} p(\tau, \tau_0, \eta) = \varphi(\tau_0, \eta) F(\tau, \tau_0, \eta) - \psi(\tau_0, \eta) \bar{F}(\tau_0 - \tau, \tau_0, \eta) \quad (26)$$

Кроме того, вспомогательную функцию \bar{F} можно выразить через вероятность выхода кванта посредством некоторого интеграла по угловой переменной. Для этого умножим (25) на $\frac{\zeta}{\eta} \frac{d\zeta}{\zeta + \zeta}$ и проинтегрируем от 0 до 1.

Далее, воспользовавшись соотношениями (21) и (26), а также первым из нелинейных уравнений для φ и ψ -функций Амбарцумяна, получим выражение

$$\frac{1}{2\pi} \bar{F}(\tau, \tau_0, \zeta) = \zeta \varphi(\tau_0, \zeta) \int_0^1 \frac{p(\tau, \tau_0, \mu)}{\zeta + \mu} d\mu - \zeta p(\tau_0 - \tau, \tau_0, \zeta) \int_0^1 \frac{\psi(\tau_0, \mu)}{\zeta + \mu} d\mu, \quad (27)$$

которое, между прочим, при $\tau=0$ переходит в это же самое уравнение (нелинейное уравнение для φ -функции).

Таким образом, предлагается следующий порядок вычислений по формулам (24) и (25). Вначале вычисляются величины $p(\tau, \tau_0, \eta)$ и $p(\tau, -\tau, \tau_0, \eta)$, затем по формулам (26) и (27) строятся вспомогательные функции F и \bar{F} и в конце следуют элементарные вычисления по формулам (24) и (25).

5. **Заключение.** Предложенный выше способ определения внутреннего режима в среде конечной оптической толщины, освещенной параллельным

лучами, оправдывает себя и с той точки зрения, что величину $p(\tau, \tau_0, \eta)$ можно находить и методом, развитым в уже упомянутой работе [1], который к тому же позволяет определять эту величину одновременно на глубинах τ и $\tau_0 = \tau$. Этот метод сводится к решению следующего интегрального уравнения:

$$P(\tau, \tau_0) = P(\tau, \tau_0, \eta) + \int_0^{\tau} z(\tau_0, \tau_0, \eta) p(\tau_0 - \tau, \tau_0, \eta) d\tau. \quad (28)$$

Здесь P — вероятность выхода кванта из полубесконечной среды, а ядерная функция z представляет собой некую характеристику полубесконечной среды и весьма просто выражается через более простые характеристики полубесконечной среды, зависящие уже лишь от одной угловой переменной.

И, в заключение, еще раз хотелось бы обратить внимание на соотношения (13) и (14), представляющие собой своеобразные «теоремы сложения» оптических глубин. С их помощью можно находить интенсивность излучения на любой глубине, если дана интенсивность на некоторой малой глубине, положив в них $\tau_1 = \tau_2 = \Delta\tau$, т. е., удваивая шаг по τ . Кроме того, эти соотношения в силу своей общности позволяют получить многие частные результаты и в этом смысле представляют определенный интерес. Например, полагая в (13) $\zeta = 0$, а затем и $\tau_0 = 0$ и пользуясь выражением (4), получаем уравнение типа Вольтерра для $p(\tau, \tau_0, \eta)$:

$$p(\tau, \tau_0, \eta) = \frac{\lambda}{4\pi} e^{-\frac{\lambda}{2} \tau} (\tau_0 - \tau, \tau) + \int_0^{\tau} K(\tau - t, \tau_0 - t) p(t, \tau_0, \eta) dt \quad (29)$$

и для резольвентной функции:

$$\Phi(\tau, \tau_0) = K(\tau, \tau_0, -\tau) + \int_0^{\tau} K(\tau - t, \tau_0 - t) \Phi(t, \tau_0) dt. \quad (30)$$

В этих выражениях

$$K(\tau, \tau_0) = \frac{\lambda}{2} \int_0^{\tau} e^{-\frac{\lambda}{2} (\tau_0 - t)} \frac{d^2 \eta}{dt^2}.$$

Считаю приятным долгом выразить благодарность академику В. А. Амбарцумяну, а также М. А. Мнацаканяну за проявленный интерес к настоящей работе.

THE FIELD OF RADIATION IN THE PLANE LAYER
ILLUMINATED BY PARALLEL RAYS

E. Kh. DANIELIAN

The problem of internal radiation regime in the slab of finite thickness for isotrope scattering is considered. It has been shown that in the case of parallel radiation the internal intensity may be found in terms of source function without integration over to the optical depth.

ЛИТЕРАТУРА

1. Э. Х. Даниелян, М. А. Мнацаканян, Сообщ. Бюраканской обс., 46, 101, 1975.
2. T. W. Mullikin. Multiple Scattering in a Homogenous Plane-Parallel Atmosphere, The RAND Corporation, RM-4846, 1965.
3. В. В. Иванов, Астрон. ж., 52, 217, 1975.
4. В. В. Соболев, Астрон. ж., 28, 355, 1951.
5. В. А. Амбарцумян, Научные труды, т. 1, Ереван, 1960.
6. И. Н. Минин, Вести АГУ, 1, 133, 1961.
7. H. H. Kaghwada, R. E. Kalaba, Ap. J., 147, 301, 1967.

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 12

НОЯБРЬ, 1976

ВЫПУСК 4

СПЕКТРОФОТОМЕТРИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ R MON И NGC 2261. I

Дж. А. ГРИНСТЕПН, М. А. КАЗАРЯН, Т. Ю. МАГАКЯН, Э. Е. ХАЧИКЯН

Поступила 4 мая 1976

Приведены результаты спектрофотометрического исследования кометарной туманности NGC 2261 и ее ядра R Mon. Используются спектры, полученные на 200" телескопе Паломарской обсерватории и 84" телескопе обсерватории Кип Пик, с дисперсиями в пределах от 20 до 240 $\text{Å}/\text{мм}$.

В первой части работы приводится подробное описание исследованных спектров. Выявлено и отождествлено 111 эмиссионных и 26 абсорбционных линий в спектрах NGC 2261 и R Mon, из которых 70 отмечаются впервые. Определены их эквивалентные ширины.

В спектрах туманности и ядра обнаружены заметные изменения во времени, а также при переходе из одной области туманности в другую, выражающиеся в изменении интенсивностей линий и их профилей вплоть до полного исчезновения отдельных линий.

На одном из спектров туманности впервые наблюдается разделенная на компоненты линия λ 3727. В спектре R Mon также впервые наблюдаются узкие линии поглощения NaI, D₁ и D₂, которые имеют межзвездное происхождение.

Дискуссия по полученным результатам будет приведена во второй части работы.

Введение. Известной кометарной туманности NGC 2261 и ее ядру R Mon посвящено весьма много работ, однако можно констатировать, что единого представления о природе этого объекта нет.

Наиболее подробное спектральное исследование NGC 2261 выполнено в [1]. Кроме обнаружения ряда новых линий в спектре этой туманности, в [1] вновь наблюдается и подробно изучена линия [OII] λ 3727. Напомним, что на присутствие этой линии в спектре туманности было указано еще в 1948 г. одним из авторов [2]. Существование линии [OII] λ 3727 в спектре туманности NGC 2261 и ее поведение указывают на то, что в туманности имеется какой-то дополнительный источник энергии, ионизирующий газовую составляющую туманности [1].

Особый интерес представляют спектральные наблюдения NGC 2261 и R Моп с большой дисперсией. В частности, было интересно получить дублет [OII] λ 3729—3726 с разделенными компонентами с целью определения электронной плотности в туманности.

В настоящей работе приведены результаты спектральных наблюдений R Моп и NGC 2261, выполненных с большой дисперсией. Прежде чем перейти к их систематическому изложению, отметим, что при беглом обзоре спектрограмм сразу же бросаются в глаза два примечательных факта: 1) в спектре туманности, полученном с большой дисперсией (38 А/мм), линия [OII] λ 3727 разделена на две составляющие, что наблюдается для этого объекта впервые; 2) на некоторых спектрограммах туманности отчетливо видно, как изменяются радиальные скорости линий поглощения в различных ее частях. О первом из этих фактов было сделано краткое сообщение [3].

Настоящая работа состоит из двух частей. В первой части приводятся результаты наблюдений. Вторая часть будет посвящена обсуждению полученных результатов.

Спектрограммы R Моп и NGC 2261 получены на 200" телескопе одним из авторов (Дж. Л. Г.). Кроме этого, использованы некоторые спектры, ранее рассмотренные в [1]. Спектры получены в период с декабря 1967 г. по февраль 1972 г. Сведения о них приведены в табл. 1.

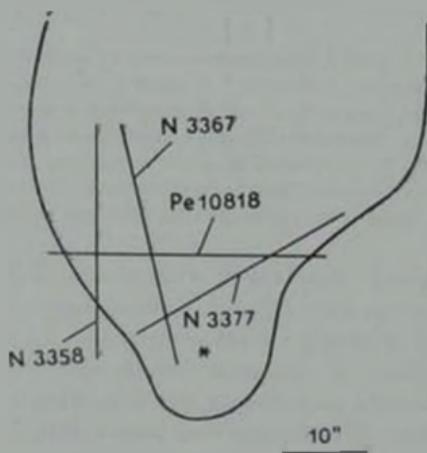


Рис. 1. Схематические положения щели спектрографа при получении спектров туманности.

На рис. 1 приведены примерные положения щели спектрографа с указанием номеров соответствующих спектрограмм. Остальные спектрограм-

мы туманности, не отмеченные на рис. 1, получены со щелью, проходящей через R Mon в направлении север—юг.

Таблица 1

№ павст.	Дата	Объект	Дисп. (А/мм)	Эксп. (мин)	Сорт зм.	Повид. угол	Область спектра	Теле- скоп
54б-0	4.12.1967	R Mon	240	5	IIaO	180	3400—7500	84"
-1		NGC 2261		10				(Китт- Пик)
-2				20				
-3				2.5				
-4				1.3				
C 174	1.1.1968	"	85	5	IIaO	180	5320—3600	200" (ХвЯл)
C 175	1.1.1968	NGC 2261	85	8	"	"	5320—3600	"
N 3358	7.1.1968	"	60	30	"	"	4950—3600	"
Рв 10399	7.1.1968	R Mon (NGC 2261)	38	56 + 50	"	"	4600—3850	"
N 3366	2.2.1968	R Mon	80	25	"	"	4950—3600	"
N 3367	2.2.1968	NGC 2261	80	90	"	193'	4950—3600	"
N 3377	3.2.1968	"	80	180	"	131'	4950—3600	"
Рв 10818	1.11.1968	NGC 2261	38	90	"	"	4300—3500	"
Pd 11524	30.11.1969	R Mon (NGC 2261)	27	13	IIaD	180	6900—6200	"
Pd 11530	1.12.1969	"	27	56	"	"	6900—6200	"
Pd 11542	17.12.1969	R Mon	27	75	103aD	90	6900—6200	"
Pd 12733	9.2.1972	"	20	150	IIaD	"	4600—3900	"
Pd 12740	21.2.1972	"	30	154	"	"	6730—5800	"

Отождествление линий и их эквивалентные ширины. Всего в спектре туманности и ее ядра выявлено 111 эмиссионных и 26 абсорбционных линий. Около 70 из них ранее не отмечались. Длины волн сильных эмиссионных и абсорбционных линий были измерены на микрометре УИМ-21, а слабых линий — на регистрограммах, сравнением с более сильными и с линиями неба. Отождествление их производилось с точностью порядка 0.5—1.0 Å по таблицам [4] и [5]. Определены эквивалентные ширины этих линий. Все данные сведены в таблицу 2, состоящую из трех частей.

Часть I посвящена спектрам высокой дисперсии (38 и 20 Å/мм) и охватывает спектральный интервал 4520—3680 Å.

Часть II посвящена спектрам умеренной дисперсии (80 Å/мм) и охватывает спектральный интервал 4930—3680 Å.

Часть III относится к красной области спектра и включает спектры с высокой дисперсией (27 и 30 Å/мм).

Значения длины волны, приведенные в таблице, исправлены за движение Земли вокруг Солнца. Эквивалентные ширины отдельных линий и

бленд приводятся под соответствующими им значениями длин волн. Абсорбционные линии отмечены буквой «а». Знак «+» означает, что линия несомненно присутствует, но слаба для определения ее эквивалентной ширины. В таблицу включены несколько линий, оставшихся неотожествленными, но реальность их не подлежит сомнению, так как они наблюдаются на нескольких спектрах. Неуверенные отождествления отмечены знаком «?».

Для спектрограмм N 3367 и N 3377 измерения проведены в трех сечениях. Для N 3367 сечения отстояли от края спектрограммы на 6", 13" и 16" и имели ширину 2".5, а для N 3377 — на 7", 11" и 17" и имели ширину 2".5, 4".3 и 3" соответственно. Номера сечений отмечены рядом с номерами пластинок во 2-ой части таблицы, причем (1) соответствует южной части, а (3) — северной.

В эту таблицу не вошло много слабых и неуверенно отождествленных эмиссионных и абсорбционных линий (около 100), достоверность которых вызвала сомнения.

Описание спектров. В спектрах R Моп и NGC 2261 были обнаружены заметные изменения во времени, а также при переходе из одной части туманности в другую, выражающиеся в переменности интенсивностей линий и их профилей вплоть до полного исчезновения отдельных линий. Для общего представления об этих изменениях ниже приводятся краткие характеристики каждого спектра в отдельности в хронологическом порядке. Фотографии спектров приведены на рис. 2.

R Моп

546.0-4. Спектры не расширены и их дисперсия мала, поэтому линии видно немного. В эмиссии видны линии H_{α} и H_{β} , которые очень интенсивны, H_{γ} и H_{δ} практически незаметны, а линии от H_{ϵ} до H_{10} наблюдаются в поглощении. Заметны также сильные эмиссионные линии FeII мультиплетов (42), (48) и (49) $\lambda\lambda$ 5316, 5275, 5264, 5234, 5191, 5169, 5018 и 4924 А.

C 174. Спектр частично передержан. Хотя длинноволновая часть его оказалась несколько вне фокуса, все же заметны очень интенсивные линии FeII $\lambda\lambda$ 5169, 5018, 4924, а также H_{β} в эмиссии. В коротковолновой части видны бальмеровские линии поглощения от H_{ϵ} до H_{15} .

Pe 10399. В спектре наблюдаются эмиссионные линии многих низовалентных металлов, в основном FeII и TiII. Некоторые линии мультиплета (27) FeII по интенсивности не уступают эмиссионным компонентам H_{β} . Наблюдается также слабая линия λ 4481 MgII. Линия H_{β} имеет сложную структуру. Она состоит из двух эмиссионных компонентов, причем красный сильнее фиолетового. Они разделены линией поглощения умеренной интен-

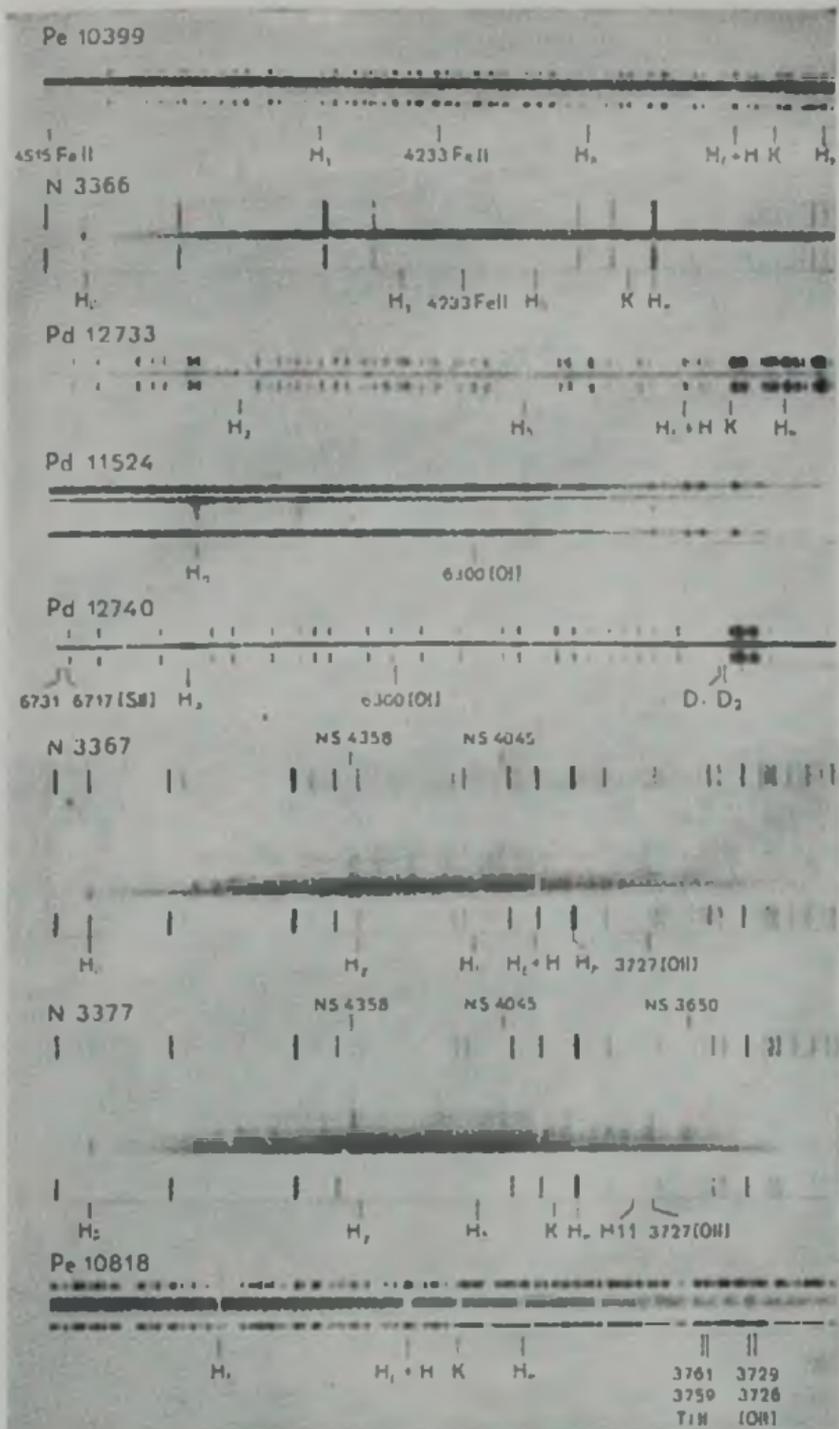


Рис. 2. Некоторые спектрограммы NGC 2261 и R Мал, полученные на 200" телескопе.

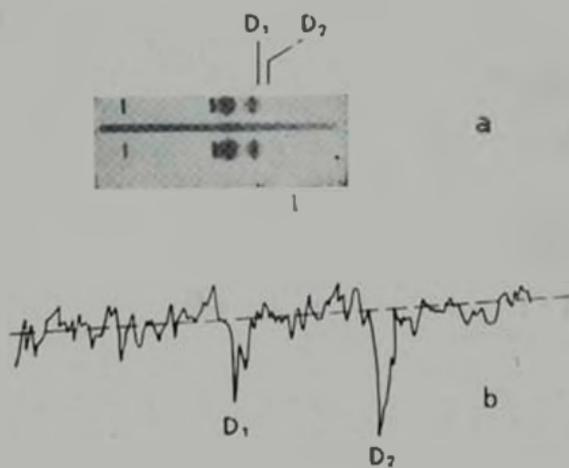


Рис. 3. а). Спектрограмма Rf 12740 в области линий D_1 , D_2 , NaI. б). Регистра-
грамма спектра Rf 12740.

сивности. Линии бальмеровской серии, начиная с H_{β} , находятся только в поглощении. Отождествлены также некоторые линии $CgII$, $ScII$. Кроме того, наблюдаются линии FeI , которые намного слабее линий $FeII$. Это говорит в пользу того, что данный спектр имеет сравнительно высокое возбуждение. Наблюдаются также линии H и K ионизованного кальция. Профили этих линий похожи на таковой у H_{β} , однако у них оба эмиссионных компонента почти равны, а линия поглощения, разделяющая их, слабая.

V 3366. В общих чертах спектр похож на предыдущий. Однако линии поглощения, разделяющие эмиссионные компоненты у H_{β} и H_{γ} , довольно слабые, причем последние сильнее с красной стороны. Линии H и K находятся только в эмиссии. Линия K очень широка и, по-видимому, состоит из двух почти слившихся компонентов, но здесь значительно сильнее фиолетовый. В спектре наблюдается также линия H_{β} , состоящая из двух эмиссионных компонентов, причем красный намного сильнее.

Pd 12733. Спектр отличается от предыдущих значительной силой и глубиной линий поглощения водорода и ионизованного кальция. Эмиссионные компоненты линий H и K слабы.

Pd 11524, 11530, 11542, 12740. Эти снимки охватывают красную область спектра, в которой хорошо видна очень сильная H_{α} , состоящая из двух компонентов, из которых красный намного сильнее фиолетового. Хорошо заметны линии $[SII]$ $\lambda\lambda$ 6731 и 6717 А и несколько линий $FeII$, самая яркая из которых — λ 6456 А мультиплета (74). На всех спектрах наблюдаются запрещенные линии $[OI]$ $\lambda\lambda$ 6364 и 6300, но они блеандируются с соответствующими линиями неба.

На снимке *Pd 12740*, который охватывает и желтую область спектра, были обнаружены линии NaI D_1 и D_2 . Они представлены узкими абсорбционными компонентами, вместе со слабыми эмиссионными компонентами, сдвинутыми в сторону длинных волн. На рис. 3 приведена репродукция этой области спектра и ее регистрограмма. Хорошо виден сдвиг эмиссионных компонент относительно абсорбционных. Последние значительно уже, чем другие линии поглощения у R Mon (порядка — 40 км/сек), но зато хорошо согласуются со скоростями межзвездных линий натрия у других звезд в данной области неба [6]. Таким образом, абсорбционные компоненты линий D_1 и D_2 можно с уверенностью считать имеющими межзвездное происхождение. Эмиссионные же компоненты, очевидно, принадлежат R Mon. Их смещения соответствуют скоростям +60 ÷ 80 км/сек, близким к средней скорости для других эмиссионных линий металлов.

NGC 2261

546.0-4. В спектрах туманности наблюдаются те же эмиссионные линии, что и у R Mon и слабые следы линий поглощения бальмеровской се-

рии. Кроме того, наблюдается запрещенная линия [OII] λ 3727. Она довольно сильна и видна до расстояния $140'' \div 150''$ к северу от R Моп.

С 174. К северу от R Моп в туманности наблюдаются те же линии, что и у звезды. Кроме них, и к северу, и к югу от звезды хорошо заметна линия [OII] λ 3727, которая к югу прослеживается до $14''$.

С 175. Этот спектр подробно был исследован в работе [1]. Он относится к яркой восточной области туманности и состоит из трех частей. Самая яркая средняя часть передержана. Вторая из них, расположенная севернее, передержана только в районе линий H_1 — H_2 . В ее длинноволновом участке видны очень сильные эмиссионные линии FeII, в особенности $\lambda\lambda$ 5316, 5275, 5197, 5018, а также H_1 . В коротковолновой области хорошо заметны линии поглощения бальмеровской серии от H_1 до H_{12} . Очень сильна также линия [OII] λ 3727. Южная часть спектра слаба, и в ней заметны лишь H_1 , H_2 и довольно сильная λ 3727.

N 3358. Спектрограмма несколько недодержана. Однако она была обработана, и полученные результаты оказались интересными. Этот спектр соответствует сравнительно низкому возбуждению, что выражается в относительной слабости эмиссионных линий и усилении линий поглощения. В нем более усилены линии FeI. В то же время в спектре отсутствуют обычно весьма сильные линии FeII мультиплета (38). Линии поглощения H_1 и H_2 имеют эмиссионные компоненты только с красной стороны. Последующие бальмеровские линии (до H_{11}) находятся в поглощении. Линии H и K также находятся в поглощении. Интересной особенностью этого спектра является присутствие линий TiII, $\lambda\lambda$ 3761 и 3759, которые сливаются в одну линию поглощения. Эти линии обнаружены в спектре NGC 2261 впервые. Хорошо видна также запрещенная линия [OII] λ 3727.

P_c 10399. Спектр охватывает близкую к звезде наиболее яркую часть восточной дуги туманности и по своему характеру напоминает спектр звезды, полученный на той же пластинке. Наиболее существенным отличием является структура линий H и K, в которых значительно усилилось поглощение, а эмиссионный компонент с фиолетовой стороны стал заметен интенсивнее красного.

N 3367. Спектр также относится к яркой восточной части туманности. Вдоль высоты щели наблюдаются две области высокой яркости, одна из которых имеет непрерывный спектр значительно более сильный. В первой из них имеется область максимальной яркости размерами порядка $2'' \times 5$. В последней H_1 разделяется на два компонента, из которых длинноволновый является более сильным. Эквивалентная ширина линии H_1 растет с удалением от яркой части. H_2 ведет себя так же, как H_1 . Абсорбционный компонент у нее довольно слабый. Интересно, что для H_4 , так же, как и

для H_{11} , с увеличением эквивалентной ширины эмиссионных компонентов значительно усиливаются и абсорбционные компоненты. У линии H_{11} , находящейся в поглощении, в слабой части спектра появляется эмиссия с красной стороны. Остальные бальмеровские линии находятся только в поглощении. Линия K в яркой части туманности также находится в поглощении и, как у линии H_{11} , в слабой части у нее появляется эмиссия с длинноволновой стороны, а поглощение одновременно усиливается. В спектре также хорошо заметны линии поглощения TiII $\lambda\lambda$ 3761+3759 и 3685 и довольно сильная эмиссионная линия [OII] λ 3727.

N 3377. Спектр относится к западной части туманности и получен на сутки позже предыдущего. Виден ряд областей с более ярким непрерывным спектром, чем в промежутках. Эмиссионная линия H_{11} состоит из двух компонентов, и с удалением от R Mon общая эквивалентная ширина ее увеличивается: структура же линии не изменяется. Ту же структуру имеет H_{11} . В отличие от предыдущего спектра здесь абсорбционный компонент ее почти не изменяется с удалением от звезды, но длинноволновый эмиссионный компонент усиливается. Поведение линии K иное. В яркой части туманности она вообще не видна. Затем, начиная с определенного расстояния от R Mon, линия появляется одновременно в эмиссии и поглощении, причем эмиссия находится только с фиолетовой стороны, и оба компонента постепенно усиливаются. Подобная же картина наблюдается и у линий поглощения TiII $\lambda\lambda$ 3761+3759 и 3685A. Но эмиссионных компонентов у них нет. Линия [OII] λ 3727 сильна, и с удалением от звезды, как и в предыдущем спектре, ее эквивалентная ширина растет.

Pe 10818. Одной из наиболее интересных деталей этого спектра является пара линий [OII] $\lambda\lambda$ 3729 и 3726, видимых раздельно. Как упоминалось выше, первое сообщение об этом было сделано в [3]. Кроме того, спектр отличается от всех предыдущих очень низким возбуждением. В нем заметно много эмиссионных линий FeI, а также линия CaI λ 4227, и то время как линии ионизованных металлов довольно слабы. Интересно отметить, что это единственный спектр, в котором пять линий мультиплета (43) FeI наблюдаются в поглощении. Линии водорода, начиная с H_{11} и до H_{16} , а также линии H и K CaII находятся в поглощении и довольно сильны. H_{11} имеет слабый эмиссионный компонент с красной стороны, а линия K — очень слабые эмиссии с обеих сторон. В поглощении находятся также линии TiII $\lambda\lambda$ 3761 и 3759, относительная интенсивность которых меняется по высоте щели.

Pd 11524 и 11530. На этих пластинках спектры туманности недодержаны и в них хорошо видна только линия H_{11} , состоящая из двух эмиссионных компонентов, один из которых — красный — значительно ярче.

Профили линий. Профили линий в спектрах R Моп и NGC 2261 до сих пор не описывались, за исключением профиля линии H_{α} у R Моп [7]. Ниже, на рис. 4, приведены сглаженные профили некоторых линий для R Моп и NGC 2261, которые, на наш взгляд, представляют интерес. По вертикальной оси даны значения $r \cdot \left(r = \frac{I_{\lambda}}{I_{\lambda}^0} \right)$. Сплошные горизонтальные линии соответствуют уровню непрерывного спектра ($r = 1.0$). Указаны также масштабы по обеим осям. Вертикальные линии, проходящие через профили, соответствуют лабораторным длинам волн для каждой линии. Рядом с профилями приведены номера пластинок, а в скобках указаны номера сечений в соответствии с табл. 1 и 2.

Как видно из рис. 4, профили линий довольно разнообразны. В большинстве случаев у водородных линий встречаются профили с двумя эмиссионными компонентами, и отношение интенсивностей фиолетового и красного компонентов для них меняется.

Интересно отметить, что наибольшие изменения претерпевает линия K CaII. Например, в спектре N 3377 (3) эмиссионный компонент ее находится с фиолетовой стороны, в противоположность водородной линии H_{α} . На спектрограмме N 3366 линия K находится в эмиссии и состоит из двух компонентов, подобно H_{α} и H_{β} , но более сильный компонент находится снова с фиолетовой стороны.

Линии поглощения во всех спектрах узки и всегда смещены в фиолетовую сторону относительно нормальных мест.

Лучевые скорости. Как упоминалось выше, измерение спектрограмм указывает на изменение радиальных скоростей при переходе от одной области к другой.

Для выяснения этого вопроса было произведено измерение лучевых скоростей в различных частях туманности, причем пластинки N 3358, N 3367, N 3377, Pe 10399 и Pe 10818 были измерены на приборе Grant Comparator в Калтеке (США) в 1973 г., а остальные — на микрометре УИМ-21 в БАО. После освобождения лучевых скоростей от влияния движения Земли обнаружались следующие факты.

В спектрах R Моп линии поглощения смещены в фиолетовую сторону, и V_r , соответствующая им, находится в пределах $-20 \div -45$ км/сек по трем спектрам Pe 10399, Pd 12733 и N 3366. Для эмиссионных же компонентов водородных линий (длинноволновых) V_r составляет около $+100$ км/сек. В спектре Pd 12733 по четырем наиболее сильным и не блендированным линиям FeII V_r получилась равной $+48 \pm 9$ км/сек. По другим же спектрам, имеющим меньшую дисперсию, значение V_r для эмиссионных линий FeII можно оценить в $+20 \div 40$ км/сек, но здесь ошибки заметно больше.

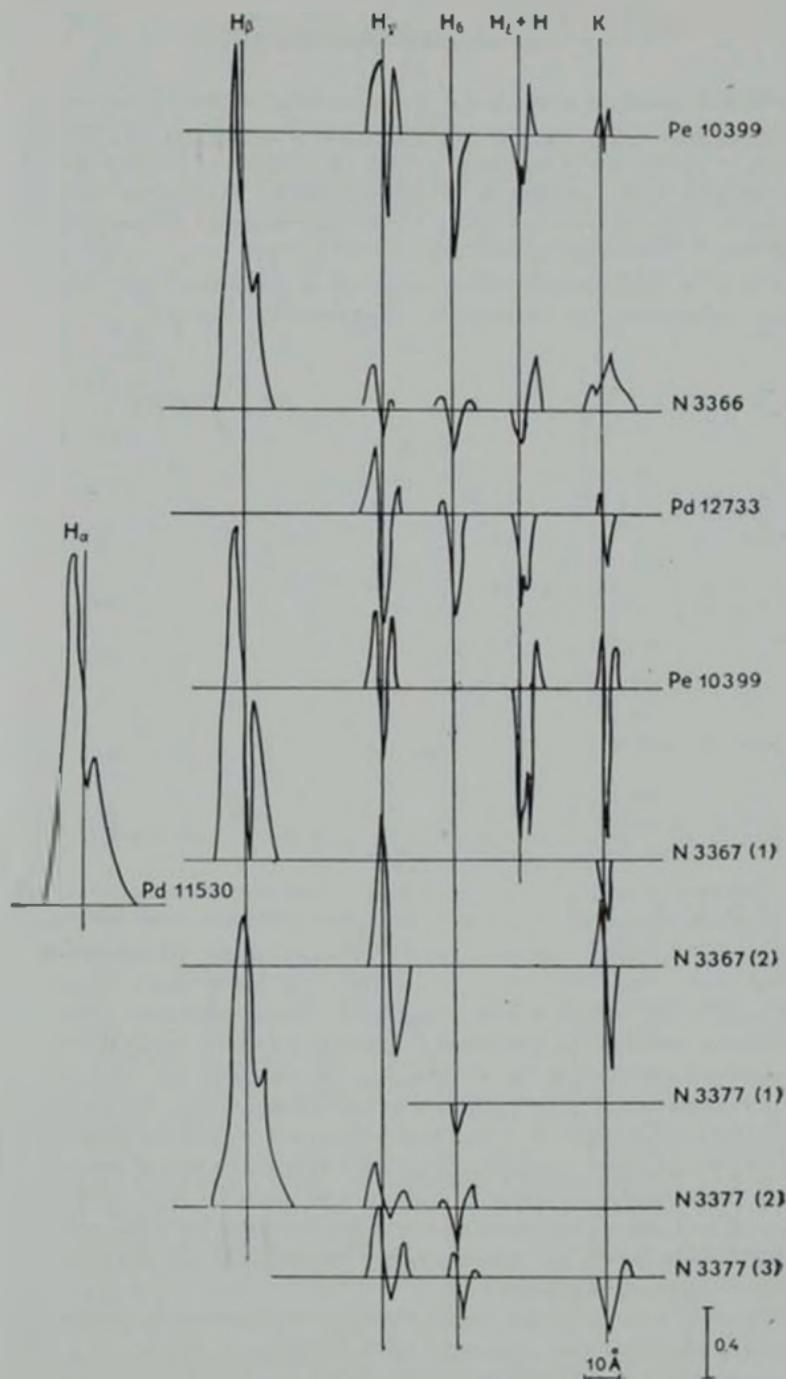


Рис. 4. Профили линий H_{α} , H_{β} , H_{γ} , H_{δ} , $H_{\epsilon} + H$, K для R Mon (три верхних ряда) и NGC 2261.

Таблица 2

ЧАСТЬ I

Р _с 10399 R Mon	Р _с 10399 NGC 2261	Pd 12733 R Mon	Р _с 10818 NGC 2261	λ	Элемент
1	2	3	4	5	6
4515.0 0.60	4516.9 0.12	4516.1 0.74		4515.34	Fe II (37)
4508.9 0.20		4509.0 0.44		4508.28	Fe II (38)
4506.8 0.45	4506.1 0.39				
4501.6 0.85	4500.0 0.76			4501.27	Ti II (31)
4492.7	4493.7 0.71	4492.7 0.34		4493.53 4494.57	Ti II (18) Fe I (68)
4490.5	4491.4	4491.1		4491.40	Fe II (37)
4488.1 2.00	4489.6 1.18	0.36		4489.18	Fe II (37)
4480.7 0.15				4481.33 4481.13	Mg II (4) Mg II (4)
4468.8 0.55				4468.50	Ti II (31)
4466.8 0.20	4466.6 0.73			4466.55	Fe I (350)
4450.4 0.60	4449.6 0.38			4450.48	Ti II (19)
4443.1 0.35	4443.3 0.44			4443.80 4444.56	Ti II (19) Ti II (31)
		4424.4 0.24		4423.22	Ti II (61)
4418.8	4418.3	4418.1		4417.72 4418.34	Ti II (40) Ti II (51)
4416.2	4415.8	4416.5 4415.2		4416.82 4415.12	Fe II (27) Fe I (41)
	4414.3	4414.3 1.15		4415.56 4413.60	Sc II (14) Fe II (32)
4411.5 1.35	4411.7 1.69			4411.08 4411.93	Ti II (115) Ti II (61)
	4410.0 0.33			4409.51 4409.22	Ti II (61) Ti II (61)
4405.9 0.40				4407.67 4404.75	Ti II (51) Fe I (41)
4399.9 0.25				4399.77 4400.36	Ti II (51) Sc II (14)
4396.7 0.35	4394.3 0.27	4394.5 0.19		4395.04 4395.84	Ti II (19) Ti II (61)
4393.5 0.10				4394.06	Ti II (51)

Таблица 2 (продолжение)

ЧАСТЬ I

1	2	3	4	5	6
4387.7		4387.2		4386.85	Ti II (104)
4385.2	4384.7	4385.3		4385.38	Fe II (27)
4383.2	4383.5	4382.8		4383.55	Fe I (41)
1.11	0.50	1.43			
4375.8		4376.7		4375.93	Fe I (2)
0.17		0.44			
4371.0	4370.7			4369.40	Fe II (28)
0.20	0.36				
4351.0	4351.6	4352.3		4351.76	Fe II (27)
1.10	0.98	0.81			
4341.9	4342.1	4342.2		4340.47	H5 (H ₁)
1.05	1.04	1.20			
4340.1	4339.9	4340.0		4340.47	H5 (H ₁)
0.53	0.47	1.25			
4336.9	4337.7	4336.7		4340.47	H5 (H ₁)
0.44	0.46	0.24			
4315.6	4315.0	4315.1		4314.98	Ti II (41)
		0.26		4314.08	Sc II (15)
4314.0	4312.9			4312.87	Ti II (41)
0.28	0.62				
4307.7	4307.8	4308.1		4307.91	Ti II (11)
0.17	0.19	0.11			
4304.8				4305.71	Sc II (15)
0.15					
4302.4				4303.17	Fe II (27)
	4303.2	4301.1		4301.93	Ti II (41)
4301.3	0.68	0.33		4300.05	Ti II (41)
0.59					
4297.3				4296.58	Fe II (28)
0.50					
4294.5		4255.2		4294.12	Ti II (20)
0.31		0.14		4294.17	Sc II (15)
4291.8	4289.2	4291.4		4290.23	Ti II (41)
0.38	0.39	0.22			
4288.4		4287.3		4287.88	Ti II (20)
0.39		0.21			
	4277.9			4278.13	Fe II (32)
	0.19				
	4274.9	4275.7		4275.57	Cr II (31)
	0.26	0.13			
	4271.4			4271.76	Fe I (42)
	0.31			4271.16	Fe I (152)
4245.8	4246.3			4246.83	Sc II (7)
0.19	0.23				

Таблица 2 (продолжение)

ЧАСТЬ I

1	2	3	4	5	6
4243.0 0.26	4242.6 0.25			4242.36	Cr II (31)
4232.6 1.19	4234.0 0.97	4234.0 1.60	4234.2 0.53	4233.17	Fe II (27)
			4228.9 0.29	4226.73	Ca I (2)
4202.3 0.26	4201.4 0.25	4201.6 0.16		4202.03	Fe I (42)
4180.0				4179.45	Cr II (26)
4178.6 1.00	4178.6 0.95	4178.5 0.76	4179.1 0.42	4178.87	Fe II (28)
4173.1 0.68	4174.4 1.24	4173.2	4174.5 0.27	4173.47	Fe II (27)
4170.2 0.22		4172.3 0.78		4173.54	Ti II (21)
				4171.90	Ti II (105)
4164.3 0.16	4165.3 0.30	4164.4 0.24		4163.64	Ti II (105)
			4144.5 0.11	4143.87	Fe I (43)
			4132.4 0.10	4132.06	Fe I (43)
4129.2				4128.73	Fe II (27)
4122.3				4122.64	Fe II (28)
4115.0		4114.2 0.21			
4110.3	4109.3 0.11			4111.01	Cr II (18,26)
	4104.2 0.23	4105.3 0.24	4104.6 0.15	4101.74	H6 (H.)
4101.3 1.10	4101.1 0.69	4101.4 1.39	4101.3 1.03	4101.74	H6 (H.)
	4099.5 0.29			4101.74	H6 (H.)
4095.4	4097.4 0.24	4096.9 0.19	4097.7 0.09		
			4072.1 0.09	4071.74	Fe I (43)
		4067.9 0.42		4068.62	[S II] (1F)
4052.9 0.25	4063.5 0.12	4063.4 0.32	4063.8 0.07	4063.60	Fe I (43)
			4045.4	4045.82	Fe I (43)

Таблица 2 (продолжение)

ЧАСТЬ I

1	2	3	4	5	6
			4006.2 0.09	4005.24	Fe I (43)
		3974.7 0.15		3974.16	Fe II (29)
		3973.4 +		3970.07	H7 (H _α)
3969.8	3970.2	3969.4	3969.5	3970.07	H7 (H _α)
3968.3	3968.2	3968.0	3968.1	3968.47	Ca II (1), H
1.00	2.21	1.70	2.30		
3967.0	3966.8			3968.47	Ca II (1), H
0.35	0.11				
		3954.5 +		3964.57	Fe II (29)
		3958.4 0.10			
		3946.4 0.19		3945.21	Fe II (3)
		3944.2 +		3944.01	Al I (1)?
3934.5	3934.0	3934.5	3935.1	3933.67	Ca II (1), K
0.16	0.14	+	+		
3933.6	3932.9	3932.8	3933.1	3933.67	Ca II (1), K
0.09	0.85	0.50	0.95		
3932.7	3930.4		3930.9	3933.67	Ca II (1), K
0.16	0.34		+		
	3918.5 0.32				
3915.1	3914.6		3914.9	3914.48	Fe II (3)?
0.14	0.38		0.18	3913.46	Ti II (34)?
			3905.0	3905.53	Si I (3)?
			3901.9 0.27	3900.55	Ti II (34)?
3898.0			3897.9	3898.01	Fe I (20)?
0.17			0.18		
3888.9	3888.4		3888.7	3889.05	H 8
1.07	1.46		0.73		
			3885.3 0.23	3886.29	Fe I (4)?
			3857.9 0.17	3859.91	Fe I (4)
				3856.37	Fe I (4)
			3834.9 0.95	3835.38	H 9

Таблица 2 (продолжение)

ЧАСТЬ I

1	2	3	4	5	6
			λ3820.6 0.09	3820.43	Fe I (20)
			λ3807.5 0.15	3807.54	Fe I (73)?
			λ3797.4 0.77	3797.90	H10
			λ3786.4 0.08	3786.68	Fe I (22)
			λ3770.3 0.48	3770.63	H11
			λ3760.9 0.22	3761.32	Ti II (13)
			λ3758.7 0.38	3759.29	Ti II (13)
			λ3749.8 0.51	3750.15	H12
			3742.6 0.20	3741.64	Ti II (7)?
			λ3734.2 0.44	3734.37	H13
			3729.0 0.62	3728.91	[O II] (1F)
			3726.3 0.49	3726.16	[O II] (1F)
			λ3721.6 0.39	3721.94	H14
			3713.7 0.29		
			λ3711.3 +	3711.97	H15
			λ3703.2 0.13	3703.85	H16
			λ3684.5 0.20	3685.19	Ti II (14)

ЧАСТЬ II

N 3366 R Mon	N 3367 (1)	N 3367 (2)	N 3367 (3)			N 3377 (1)		N 3377 (2)		N 3377 (3)		N 3358	%	Элемент
			N	G	C	2	2	6	1	2	2			
1	2	3	4			5		6		7		8	9	10
4924.1 3.80	4923.2 1.10					4924.0 2.18		4925.0 1.47					4923.92	Fe II (42)
4963.8	4863.7	4862.2 16.1	4861.2 24.6			4863.5		4862.4		4862.1			4861.33	H4 (H ₅)
4860.7 4858.0 9.60	4860.0 4856.9 14.9					4860.1 4857.3 11.6		4859.6 4859.5 15.0		4859.6 4857.3 19.3			4861.33 4861.33	H4 (H ₄) H4 (H ₃)
4848.9 0.55													4848.24	Cr II (30)
4824.5 0.36													4824.12	Cr II (30)
4730.5 0.40	4730.1 0.64	4730.7 1.73											4731.44	Fe II (43)
	4665.6 0.79												4666.75	Fe II (37)
4628.4 1.36	4628.6 1.12					4629.8 2.84		4628.7 1.34		4628.2 2.78		4629.2 2.64	4629.33	Fe II (37)
	4620.0 1.64					4618.9 0.60		4618.2 0.28		4618.5 1.11			4618.82 4620.51	Cr II (44) Fe II (38)
4589.4 0.16						4590.0		4587.8				4586.6 1.29	4589.95 4588.22	Ti II (50) Cr II (44)
4584.5 1.47	4582.4 3.66	4583.0 4.58	4583.5 3.70			4584.1 3.30		4582.9 3.58		4582.4 3.73			4583.85 4582.83	Fe II (38) Fe II (37)
						4573.8 1.29				4573.7 0.68				
4570.1 0.13								4570.7 0.38					4571.10 4571.98	Mg I (1) Ti II (82)

ЧАСТЬ II

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
	4563.1 0.40			4563.7 0.64	4562.7 0.51			4563.77	Ti II (50)
4556.8 1.43	4555.4			4558.5 4556.2 1.22	4555.5 1.04	4554.3 0.95		4558.66 4555.89	Cr II (44) Fe II (37)
4549.4 1.14	4549.0 4.10	4549.5 1.77	4549.2 1.55	4550.3 1.74	4550.5	4549.6 1.85		4549.47 4549.63 4545.14	Fe II (38) Ti II (82) Ti II (30)
				4543.3 0.58				4544.00	Ti II (60)
						4541.1 0.73		4541.52	Fe II (39)
4534.9	4534.6 0.51	4534.8 2.25	4532.6 1.71					4534.16 4533.97	Fe II (37) Ti II (50)
4523.3 0.35	4522.2 2.05			4522.6	4522.1			4522.63	Fe II (39)
4521.3 0.31		4521.4 2.50	4521.3 2.44	4519.0		4521.5 1.85	4519.5 0.67	4520.24	Fe II (37)
4515.3 0.62	4515.0 0.63	4513.6 1.10	4515.1 1.36	4517.1 3.26	4514.8	4514.9 0.33		4515.34	Fe II (37)
4508.7 0.56	4507.0 0.60	4506.9 0.79	4508.8 2.70	4508.7 0.98	4510.0 3.36			4508.28	Fe II (38)
						4506.6 0.64			
		4501.4 1.06	4501.0 0.84	4501.3				4501.27	Ti II (31)
4491.1 0.67	4489.2 1.52	4488.9 1.25	4489.7 0.60	4490.0 0.93	4490.8 0.82	4489.8 1.12	4489.4 0.51	4491.40 4489.18	Fe II (37) Fe II (37)

ЧАСТЬ II

1	2	3	4	5	6
	4472.6 0.30			4472.4 +	
		4469.7 0.74	4468.1 0.61	4468.4 0.21	4468.0 0.18
	4465.2 0.49			4465.3 0.15	4463.8 0.23
					4449.0 0.18
	4443.0 0.29				
4416.5 1.05	4415.6	4418.6 1.97	4416.7 0.76	4416.4 0.44	4416.3 0.97
	4412.2 1.53				4410.0 0.12
4400.7 0.27	4398.8 0.29		4399.7 0.52		4399.6 0.15
	4396.0 0.22	4394.3 0.33	4393.3 0.78	4395.0 0.46	4394.6 0.19
4385.7 0.75	4384.2 0.60	4384.3 1.31	4383.7 0.70	4384.8 0.55	4384.2 0.50
б л о н д и р у е т с я с л и н к е й н е б а					
4352.4 1.23	4351.0 0.56	4351.6 1.39		4351.9 0.62	4350.6 1.10
4342.7 1.08	4342.0 1.44	4340.9 1.84	4339.9 2.65	4341.7 0.88	4342.1 1.02
▲4339.9 0.18	▲4339.6 0.12	▲4337.6 1.47	▲4337.2 1.87	▲4339.3 0.15	▲4339.4 0.13

Таблица 2 (продолжение)

604

Дж. А. ГРИНСТЕИН И ДР.

7	8	9	10
		4472.52	Fe II (37)
4469.4 0.41		4468.50 4470.86	Ti II (31) Ti II (40)
4463.9 0.22		4464.46	Ti II (40)
		4450.48	Ti II (19)
4443.9 0.35		4443.80	Ti II (19)
4432.3 0.53		4432.08	Ti II (51)
4417.5		4417.72	Ti II (40)
		4416.82	Fe II (27)
4414.4 1.22		4413.60 4411.08	Fe II (32) Ti II (115)
4399.9 0.33		4399.77	Ti II (51)
4395.6 0.29		4395.04 4394.06	Ti II (19) Ti II (51)
4385.8 0.53	4384.1 1.58	4385.38	Fe II (27)
4358		4357.57	Fe II (uncl)
4351.8 0.82	4352.4 1.49	4351.76	Fe II (27)
4341.9 2.39	4342.7 2.08	4340.47	H ₅ (H ₂)
4339.0 0.22	4339.4 1.64	4340.47	H ₅ (H ₁)

ЧАСТЬ II

1	2	3	4	5	6
4336.6 0.10	4336.2 0.42			4336.2 0.15	4336.1 0.50
4313.9 0.64	4314.9 1.11	4314.9 1.21	4312.4 1.02	4314.7 0.44	4314.5 0.39
4302.9	4302.1 1.20	4302.4 1.21	4303.3 1.00	4301.8 0.98	4301.0 0.71
4292.9 2.88				4294.5 0.34	4295.6 0.19
				4289.1 0.48	4288.6 0.27
4273.9 0.51				4275.5	4276.6
4245.3 0.31				4244.3 0.27	4245.3 0.23
4234.6 1.90	4233.2 1.57	4233.4 1.03	4233.4 2.08	4233.6 1.49	4233.4 1.38
				4226.5 0.23	4225.5 0.14
	4178.9	4178.7 0.67	4178.9 0.63	4177.4	4179.6
4176.5 0.71	4176.7				4175.2
	4172.4 1.89	4124.1 1.02		4173.2 1.70	
4171.7 0.76			4171.4 1.21		4170.6 1.90
				4163.7 0.23	
					4161.6 0.55

Таблица 2 (продолжение)

7	8	9	10
4334.5 0.33		4340.47	H5 (H _γ)
4312.2 0.53	4316.1 1.05	4314.98 4312.87	Ti II (41) Ti II (41)
4302.8 1.30	4300.7 0.47	4303.17 4301.93 4300.05 4294.12 4296.58	Fe II (27) Ti II (41) Ti II (41) Ti II (20) Fe II (28)
4291.8 0.40	4289.2 0.50	4290.23 4287.88	Ti II (41) Ti II (20)
4275.7 0.16		4275.57 4273.32 4242.36 4246.83	Cr II (31) Fe II (27) Cr II (31) Sc II (7)
4233.3 1.13	4232.7 1.02	4233.17 4226.73	Fe II (27) Ca I (2)
4178.1 0.70	4178.4 0.80 4175.5 0.64	4178.86 4176.57 4175.64	Fe II (28) Fe I (689) Fe I (354)
4173.8	4173.5 0.70	4173.47 4173.54	Fe II (27) Ti II (21)
4170.8 1.30		4171.90 4163.64 4161.53	Ti II (105) Ti II (105) Ti II (21)

Таблица 2 (продолжение)

ЧАСТЬ II

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
4129,1 0,21				4127,8	4127,1 0,25	4126,3 0,18	4129,3 0,41	4128,73	Fe II (27)
4121,5 0,20		4122,5 0,43	4122,8 0,70	4123,1 0,70	4122,8 0,19	4122,5 0,24		4122,64 4124,79	Fe II (28) Fe II (22)
4110,6 0,52								4111,01	Cr II (18, 26)
4104,9 0,43	4103,7 0,12	4102,4 0,35	4102,5 1,39			4102,8 0,19	4104,8 0,38	4101,74	H6 (H ₂)
4101,5 0,62	4100,2 0,94	4099,0 2,13	4098,4 2,54	4101,4 0,22	4101,1 0,75	4099,7 0,58	4100,0 1,64	4101,74	H6 (H ₂)
4096,8 0,28	4095,7 0,47	4091,0 0,23	4092,7 0,52		4096,1 0,35			4101,74	H6 (H ₂)
4058,9 0,29				4063,6 +	4062,4 0,26	4064,2 0,44		4068,62	[S II] (1F)
3369,8 0,78	3368,6	3367,8	3367,3 0,85	3368,9 1,35	3368,9 1,76	3369,3	3368,7	3363,60	Fe I (43)
	3367,4 1,92	3365,6 3,35	3365,7 2,40					3370,07	H7 (H ₂)
3366,0 0,57		3363,5 0,15						3370,07	H7 (H ₂)
3332,4 2,04		3334,5 0,67	3334,5 0,57			3363,4 0,17		3368,47	Ca II (1), H
								3333,67	Ca II (1), K

ЧАСТЬ II

1	2	3	4	5	6
	а3932.5 0.63	а3932.0 1.03	а3931.2 1.19		а3932.8 0.65
		3915.0 0.80			3929.2 0.16
3910.8 0.42			3912.7 0.55	3911.8 0.34	3914.8
		3901.1 1.21	3902.0 1.03		
3898.7 0.41				3898.8 0.45	
а3888.7 0.60	а3888.5 1.11	а3887.2 1.95	а3886.3 0.89	а3887.9 0.82	а3888.6 1.34
3882.1 0.11			3883.2 0.70	3882.4	
3863.1 0.72			3862.0 0.91		
			3855.6 0.64	3854.8 0.28	3854.8 0.25
3852.5 0.25					3851.0 0.19
а3835.7 0.84	а3834.4 0.72	а3833.1 1.33	а3832.2 2.10	а3834.2 0.62	а3835.2 0.85
			3828.6 0.72	3828.5 0.34	3828.4 0.78
3821.1 0.24					

Таблица 2 (продолжение)

7	8	9	10
α3932.3 1.07	α3932.2 0.64	3933.67	Ca II (1), K
3928.3 0.25		3933.67	Ca II (1), K
3915.3 0.28		3914.48	Fe II (3)?
		3913.46	Ti II (34)?
	3913.3 0.29	3913.45	Ti II (34)?
3901.0 0.30	3902.3 1.16	3900.55	Ti II (31)?
		3898.01	Fe I (20)?
α3888.5 0.99	α3888.2 1.40	3889.05	H8
3893.5 0.24			
3861.1 0.34	3850.8 0.30	3865.52	Fe I (20)
		3859.91	Fe I (4)
	3854.7 0.59	3856.37	Fe I (4)
		3852.57	Fe I (73)
		3850.82	Fe I (22)
α3834.6 0.98	α3833.8 0.29	3835.38	H9
3829.5 1.08		3927.82	Fe I (45)
	3821.1 0.63	3820.43	Fe I (20)

ЧАСТЬ II

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
3815.0 0.22						3815.2 0.66		3815.84	Fe I (45)
				3810.8 0.17	3812.3 0.21		3810.9 0.30	3812.96 3809.59	Fe I (22) Mn I (6)?
▲3796.9 1.10	▲3796.7 1.45	▲3795.3 1.25	▲3795.4 1.33	▲3797.3 0.57	▲3797.6 0.77	▲3796.4 0.91	▲3794.9 1.14	3797.90	H10
▲3769.3 0.47	▲3769.7 0.58	▲3768.8 0.83		▲3769.4 0.96	▲3770.4 0.86	▲3768.9 0.69	▲3769.2 1.46	3770.63	H11
3765.0 0.16	3766.4 0.19			3764.9 +	3766.2 0.11	3765.6 0.32		3767.19	Fe I (21)
		3762.0 0.29			3763.4 +	3763.5 0.16	3763.6 0.53	3763.79	Fe I (21)
	▲3758.3 0.40	▲3758.6 0.55			▲3759.4 0.66	▲3759.5 1.05	▲3759.2 1.50	3761.32 3759.29	Ti II (13) Ti II (13)
3754.3 0.31					3754.6 0.19	3754.1 0.27		3754.57	Cr II (20)
▲3748.6 0.62	▲3748.3 0.34	▲3748.4 +		▲3748.8 0.15	▲3750.3 0.53	▲3749.5 0.53	▲3750.0 0.93	3750.15	H12
	3744.0 0.81	3746.0 0.61			3745.1 0.70	3744.5 0.66		3745.56	Fe I (5)
		3741.8 0.50						3741.64	Ti II (72)?
		3739.9 0.86		3739.8 0.21	3740.2 0.30	3737.4 0.73		3737.13	Fe I (5)
▲3733.1 0.15	▲3732.9 0.38	▲3731.9 0.32		▲3733.9 0.11	▲3734.5 0.19	▲3733.8 0.43	▲3732.1 0.83	3734.37	H13
	3728.9 1.86	3729.7 5.93	3728.2 7.25	3729.4 1.19	3727.9 2.58	3727.0 4.24	3728.3 3.20	3728.91 3726.16	[O II] (1F) [O II] (1F)

Таблица 2 (продолжение)

ЧАСТЬ II									
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
a3721.6 +	a3721.6 0.33	a3720.6 0.39		a3722.5 0.26	a3721.9 0.28	a3722.3 0.91	a3720.1 0.26	3721.94	H14
a3712.7 0.15		a3710.0 1.36		a3711.8 +				3711.97	H15
a3704.4 0.32								3703.85	H16
a3684.0 +	a3684.7 0.26			a3684.0 0.18	a3685.3 0.57	a3683.8 0.85		3685.19	Ti II (14)

ЧАСТЬ III

Pd 12740 R Мон	Pd 11524 R Мон	Pd 11524 NGC 2261	Pd 11530 R Мон	Pd 11530 NGC 2261	Pd 11542 R Мон		Элемент
	6757.4 1.15		6757.7				
6730.8 0.95	6730.6 0.58:		6731.4 1.24		6731:	6730.78	[S II] (2F)
6716.4 0.92	6717.1 0.47:		6717.2 1.03		6717:	6716.42	[S II] (2F)
6564.6 6561.3 6558.2	6564.7 6561.8 6559.1	6565.0 6561.2 6557.6	6565.1 6561.9 6559.3	6565.2 6562.0 6559.3	6564.2 6562.0 6559.5	6562.85 6562.85 6562.85	H3 (H ₁)
п е р е д с е р ж к а							
6455.8 0.59	6456.5 1.34	6457.3 1.43	6458.1		6456.4	6456.38	Fe II (74)
6362.7 1.08	б л о м д а с N S				6363.9	6363.88	[O II] (1F)
6299.8 1.56					6299.9	6300.23	[O II] (1F)
6245.8 0.38	6247.5 0.61					6247.56	Fe II (74)
	6149.3 0.69					6149.24 6147.73	Fe II (74) Fe II (74)
5897.2 +						5895.92	Na I (1), D1
65596.1 0.115						5895.92	Na I (1), D1
5891.8 +						5889.95	Na I (1), D2
65890.2 0.156						5889.95	Na I (1), D2

Один из авторов (Э. Е. Х.) выражает глубокую благодарность дирекции астрономического отдела Калифорнийского технологического института (США) за предоставленную возможность использовать инструментальный отдел.

Калифорнийский технологический институт,
Бюроканская астрофизическая обсерватория,
Ереванский государственный университет

A SPECTROPHOTOMETRY OF NGC 2261 AND R MON. I.

J. L. GREENSTEIN, M. A. KAZARIAN, T. Yu. MAGAKIAN, E. Ye. KHACHIKIAN

The results of spectrophotometry of cometary nebulae NGC 2261 and R Mon are presented. The spectra obtained with 200" Palomar and 84" Kitt Peak telescopes with dispersions between 20 and 240 Å/mm have been used.

In the first part of the paper the detailed description of all spectra is presented. In the spectra of both objects 111 emission and 26 absorption lines have been found and identified 70 of which have been discovered for the first time. The equivalent widths of lines were estimated.

In the spectra of the nebulae and R Mon some variations of the line-intensities and their profiles have been observed. Some lines disappear completely.

The components of doublet line λ 3727 in the spectrum of NGC 2261 have been observed. D_1 and D_2 interstellar lines of NaI have also been detected in the spectrum of R Mon.

The discussion will be presented in the second part of this paper elsewhere.

ЛИТЕРАТУРА

1. М. А. Казарян, Э. Е. Хачикян, *Астрофизика*, 8, 17, 1972.
2. J. L. Greenstein, *Harvard Observatory monographs*, No. 7, 19, 1948.
3. Дж. Л. Гринстейн, М. А. Казарян, Э. Е. Хачикян, *Письма в АЖ*, 1, № 9, 26, 1973.
4. Л. Н. Зайдель, В. К. Прокофьев, С. М. Райский, В. А. Славный, Е. А. Шрейдер, *Таблицы спектральных линий*, М., 1969.
5. С. Е. Moore, *A Multiplet Table of Astrophysical Interest*, Princeton, 1945.
6. P. W. Merrill, R. F. Sanford, O. C. Wilson, C. G. Burwell, *Ap. J.*, 86, 274, 1937.
7. Э. А. Дибай, *Астрофизика*, 5, 249, 1969.

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 12

НОЯБРЬ, 1976

ВЫПУСК 4

ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЙ L_c -СПЕКТР ИСТОЧНИКА, ВОЗБУЖДАЮЩЕГО СВЕЧЕНИЕ ТУМАННОСТИ Т ТЕЛЬЦА

В. В. ГОЛОВАТЫН, И. В. ШПЫЧКА

Поступила 30 апреля 1976

Исследуется малая эмиссионная туманность, связанная с переменной Т Тельца. В предположении, что механизм ионизации газа в туманности является радиативным, найдены параметры $\alpha = 3,8$ и $F_0 = 6 \cdot 10^{-29}$ ат/м²·ц, характеризующие L_c -спектр ионизирующего источника. Показано, что найденные значения α и F_0 хорошо объясняют наблюдаемую ионизацию кислорода в туманности [1, 2] и энергетический баланс в ней. Получены оценки энергии $\approx 5 \cdot 10^{42}$ эрг, ответственной за нагрев газа в туманности, оптической толщины туманности $\tau_{L_c} \approx 70$ и ионизации водорода в ней $N^+ / N = 10$.

Введение. Информацию о процессах, происходящих в звездах типа Т Тельца, может дать также и изучение связанных с ними туманностей. Их эмиссионный линейчатый спектр напоминает спектр низкоионизованных планетарных туманностей, свечение которых, как известно, возбуждается L_c излучением центральных звезд. Такое сходство указывает на то, что в Т Тельце звездах, видимо, также имеются L_c -кванты в количестве, достаточном для возбуждения наблюдаемого свечения близко расположенных туманностей. Поэтому возникает вопрос о механизме образования L_c -излучения в объектах столь поздних спектральных классов. Сведения о физических условиях в такой туманности, которые могут быть получены из наблюдений, позволяют определить этот L_c -спектр, что, несомненно, будет способствовать выяснению механизма его образования. Результат, очевидно, будет тем точнее, чем точнее из наблюдений известны эмиссионный линейчатый спектр туманности, электронная температура и концентрация, а также другие параметры, характеризующие физические условия в ней.

Среди объектов такого типа в настоящее время лучше всего изучена сама Т Тельца и связанная с ней эмиссионная туманность, которая распо-

жена с южной стороны звезды и простирается на расстояние $\sim 10''$ от нее. Физические условия в туманности наиболее полно исследованы Шварццем [1, 2]. В работе [1] приводятся относительные интенсивности ряда эмиссионных линий, наблюдаемых в двух областях туманности: во «внутренней», примыкающей непосредственно к Т Тау, и «внешней», удаленной на $\sim 4''$ южнее нее. Интенсивности линий исправлены за межзвездное поглощение $A_V \approx 0^m9$, найденное из соотношения наблюдаемых и теоретических интенсивностей линий P₁ и H_α, а также — λ 4068 и 10320 [S II]. Сравнительно лучше изучен линейчатый спектр «внешней» области туманности [2]. Электронная температура T_e в этой области, найденная из соотношения авроральных и небулярных интенсивностей линий [O II], [N II] и [S II], равна $\sim 10000^\circ\text{K}$, а концентрация электронов в ней N_e , найденная из отношения интенсивности компонентов линий λ 3726 и 3729 [O II], а также λ 6716 и 6731 [S II], равна $\sim 5 \cdot 10^3 \text{ см}^{-3}$. Результаты наблюдений этой области были использованы при дальнейших расчетах.

Определение L_c -спектра. Естественно предположить, следуя Шварццу [1], что источник L_c -излучения (мы здесь не будем обсуждать его природы) исходит с внутренней стороны туманности и, видимо, связан с самой Т Тау. Представим излучение этого источника в диапазоне длин волн λ 912—100 Å «степенным» законом типа $F_\lambda = F_0 (v/v_0)^\alpha$, где F_0 — поток излучения на границе Лаймана, а α — спектральный индекс за лаймановским пределом. Для определения параметров F_0 и α в данном случае можно использовать метод, аналогичный методу Занстра [3], который в свое время был применен для определения L_c -спектра Крабовидной туманности [4]. Применение этого метода, однако, имеет смысл лишь в том случае, когда оптическая толщина туманности в частотах лаймановского континуума $\tau_{Lc} > 1$. Наличие в спектре туманности интенсивных линий низкоионизованных атомов O, N и S дает основание полагать, что действительно $\tau_{Lc} > 1$. Это предположение будет обосновано ниже, после того, как будет оценена ионизация водорода в туманности.

Используемый нами метод определения параметров F_0 и α основан на том, что в условиях низкой плотности, когда радиативные процессы существенно преобладают над ударными, количество ионизирующих L_c -квантов, поглощенных атомами водорода в туманности, равно числу испущенных ею бальмеровских квантов. Аналогичные равенства, очевидно, должны иметь место и для атомов гелия. Эти уравнения для H и He подробно рассмотрены в работе [4] и для атомов H⁰ и He⁰ (линии He⁻ в туманности не наблюдаются) в нашем случае запишутся так:

$$F_0 \int_1^{1.81} x^{\alpha-1} dx = k(H_3) q(H_3) \frac{F(H_3)}{\nu(H_3)}; \quad (1)$$

$$(1.81)^\alpha F_0 \int_1^{2.21} x^{\alpha-1} dx = k(He I) q(He I) \frac{F(H_3)}{\nu(H_3)} \frac{\nu(H_3)}{\nu(He I)} \frac{He I}{H_3}.$$

где k —коэффициент, учитывающий межзвездное поглощение до туманности; q —коэффициент, равный отношению числа всех квантов серии водорода или гелия (оно же равно числу всех рекомбинаций на H^+ или He^+) к числу квантов, излученных в соответствующей линии; $F(H_3)$ —интегральный поток от туманности в линии H_3 .

Величина $q(H_3) = 10.8$ взята из работы [5], а $q(He I) = 9.07$ —из [6] для $T_e = 10000$ К (зависимость q от температуры слабая). Наблюдаемый поток $F(H_3)$ на расстоянии Земли равен $\sim 1.9 \cdot 10^{-13}$, а исправленная за межзвездное поглощение величина $F(H_3)/\nu(H_3) \approx 7.6 \cdot 10^{-28}$ эрг/см 2 ·сек·ц [2]. Относительная интенсивность линии $k_1(He I) \approx 5876 He I/H_3 \approx 0.1$ [2].

Совместное решение системы уравнений (1) позволяет однозначно определить параметры F_0 и α , характеризующие распределение энергии в спектре ионизирующего источника за лаймановским пределом. Таким образом, поток на расстоянии Земли $F_0 \approx 3.2 \cdot 10^{-26}$ эрг/см 2 ·сек·ц и $\alpha = -3.8$. Однако в уравнениях (1) учтено, что туманность поглощает все излученные источником кванты. В действительности же, судя по ее описанию [1], а также фотографии и спектрограмме, приведенным в [2], она расположена главным образом южнее T Tau и поэтому поглощает не все, а примерно половину излученных квантов. Следовательно, найденное значение F_0 необходимо увеличить в $\sim 1.5 \div 2$ раза. Для дальнейших расчетов мы приняли $F_0 \approx 6 \cdot 10^{-26}$ эрг/см 2 ·сек·ц и $\alpha = -3.8$. Эти значения F_0 и α справедливы также при условии, что «внутренняя» область туманности является прозрачной для ионизирующего L α -излучения.

Достоверность полученных значений F_0 и α можно проверить, рассмотрев ионизацию атомов в туманности и энергетический баланс свободных электронов в ней.

Ионизация кислорода. В данном случае можно определить и сравнить с наблюдениями лишь ионизацию атомов кислорода, используя для этой цели наблюдаемые интенсивности линий $\lambda 6300+63$ [O I], $\lambda 3726+29$ [O II] и $\lambda 4959+5007$ [O III]. Переход от относительных интенсивностей линий к относительному обилию соответствующих ионов производится с помощью специальной функции $\theta(N_e, T_e)$ [7]:

$$\left(\frac{O^{\circ}}{O^{\circ}}\right)_{\text{набл.}} = \frac{i 3726 + 29 [O II]}{i 6300 + 63 [O I]} \frac{\theta(O I)}{\theta(O II)};$$

$$\left(\frac{O^{++}}{O^{\circ}}\right)_{\text{набл.}} = \frac{i 4959 + 5007 [O III]}{i 3726 + 29 [O II]} \frac{\theta [O III]}{\theta [O II]}.$$
(2)

Величины $\theta(N_e, T_e)$, вычисленные нами с уточненными значениями вероятностей спонтанных переходов и коэффициентов ударного возбуждения, для нескольких T_e и $N_e \approx 5 \cdot 10^3 \text{ см}^{-3}$ приведены ниже

$T_e, \text{ K}$	Значения $\theta(N_e, T_e) \cdot 10^{-4}$		
	[O I]	[O II]	[O III]
7000	0.200	0.370	1.07
8000	0.327	0.803	1.91
9000	0.515	1.48	3.03
10000	0.790	2.43	4.39
12000	1.49	5.19	7.76

С другой стороны, уравнения ионизации для атомов кислорода в случае $\tau_{L_e} \ll 1$ запишутся так:

$$\frac{O^{\circ}}{O^{\circ}} = \frac{\left(\frac{R}{r}\right)^2 F_0(O) \sigma_0(O^{\circ})}{N_e h \sum_1^{\infty} C(O^{\circ})} \int_1^{\infty} x^{2+k(O^{\circ})-1} dx;$$

$$\frac{O^{++}}{O^{\circ}} = \frac{\left(\frac{R}{r}\right)^2 F_0(O^+) \sigma_0(O^+)}{N_e h \sum_1^{\infty} C(O^{++})} \int_1^{\infty} x^{2+k(O^+)-1} dx.$$
(3)

где $F_0(A_i)$ — поток излучения на границе поглощения данным сортом атомов A_i на расстоянии Земли; R — расстояние до туманности, r — расстояние от L_e -источника (мы считали его точечным) до внутренней границы туманности; $\sum_1^{\infty} C$ — коэффициент рекомбинации, просуммированный по всем

уровням; σ_0 — эффективное сечение ионизации на границе поглощения данным сортом атомов; k — показатель в законе, описывающем зависимость σ от частоты [10]; h — постоянная Планка. Здесь принято также обозначение $x = v/v_0(A_i)$.

В действительности же, оптическая толщина «внешней» изучаемой области туманности $\tau_{L\alpha} > 1$. В этом случае при расчетах ионизации атомов необходим учет диффузного L α -излучения, возникающего в результате рекомбинаций электронов в основные состояния атомов H и He. Однако для его, хотя бы приближенного, учета необходимо знать количество атомов H⁺ и He⁺ в 1 см³, по которому оценивается τ . К сожалению, оно точно неизвестно, а возможные неопределенности в его оценках могут сильно исказить рассчитанную ионизацию кислорода, так как τ находится в экспоненте (см., например, [8]). Поэтому ионизацию атомов O мы рассчитывали по формулам (3), но для перехода к случаю $\tau_{L\alpha} > 1$ были использованы следующие соотношения, найденные нами по данным [9] для $N_e \approx 5 \cdot 10^3$ см⁻³:

$$\begin{aligned} (O^+/O^0)_{\tau=1} &\approx 0.20 (O^+/O^0)_{\tau=0}; \\ (O^{++}/O^+)_{\tau=1} &\approx 0.32 (O^{++}/O^+)_{\tau=0}. \end{aligned} \quad (4)$$

Зависимостью этих соотношений от α , из-за ее отсутствия, мы пренебрегли.

Так как потенциалы ионизации нейтрального кислорода и водорода практически равны, то можно принять $F_0(O^+) \approx F(H^+) \approx F_0$. Подставив затем в уравнения (3) численные значения коэффициентов поглощения [10] и рекомбинаций [11], а также приняв $F_0(O^+) \approx F_0(O^0) \left[\frac{v(O^+)}{v(O^0)} \right]^{1/2}$ после интегрирования получим:

$$\begin{aligned} \left(\frac{O^+}{O^0} \right)_{\tau=1} &= \frac{0.29 \cdot 10^{21} \left(\frac{R}{r} \right)^2 F_0 (-\alpha + 7)}{N_e t_e^{-0.68} (\alpha - 2) (\alpha - 3)}; \\ \left(\frac{O^{++}}{O^+} \right)_{\tau=1} &= \frac{0.22 \cdot 10^{18} \left(\frac{R}{r} \right)^2 F_0 (-\alpha + 4.5)}{N_e t_e^{-0.65} (\alpha - 2) (\alpha - 3)}. \end{aligned} \quad (5)$$

Таким образом, если найденные выше значения F_0 и α правильны, то они должны объяснить наблюдаемую ионизацию атомов кислорода, определяемую уравнениями (2). Прежде чем перейти к вычислениям, необходимо принять во внимание стратификацию излучения в туманности, которая имеет место, если $\tau_{L\alpha} > 1$. В этом случае ионы кислорода O⁺⁺ должны аффективно светиться в области туманности, которая ближе к звезде, а атомы O⁰ — на краю туманности; ионы O⁺ светятся примерно посередине. Очевидно, что для точных расчетов нужно знать распределение наблюдаемых

интенсивностей линий [O I], [O II] и [O III], а также T_e и N_e по туманности с удалением от источника L_e -излучения. Но поскольку эти данные отсутствуют, мы, исходя из наблюдаемых размеров туманности, приняли, что ионизация O^{++}/O^+ соответствует расстоянию $\sim 3''$, на котором $T_e \approx 10000$ К, а ионизация $O^+/O^+ - 9''$, где T_e равно ~ 8000 К (одна угловая секунда равна $\sim 2.24 \cdot 10^{15}$ см при $R_{\text{тум}} \approx 150$ парсек [12]). Мы учитывали лишь диллюцию излучения и пренебрегли поглощением L_e -потока внутри самой туманности. Это в некоторой степени оправдано тем, что при малых τ или l поглощение еще не велико, а при увеличении τ уменьшение L_e -потока сопровождается также уменьшением N_e . Последнее справедливо, если туманность однородна, то есть когда изменение N_e связано лишь с изменением L_e -потока.

В результате наблюдаемая ионизация кислорода

$$\begin{aligned} (O^+/O^+)_{\text{набл.}} &\approx 0.41; \\ (O^{++}/O^+)_{\text{набл.}} &\approx 0.096. \end{aligned} \quad (6)$$

а вычисленная при $N_e \approx 5 \cdot 10^3 \text{ см}^{-3}$ и найденных выше параметрах F_0 и α

$$\begin{aligned} (O^+/O^2)_{\text{теор.}} &\approx 0.48; \\ (O^{++}/O^+)_{\text{теор.}} &\approx 0.092. \end{aligned} \quad (7)$$

Эти оценки ионизации, как видно из сравнения уравнений (6) и (7), хорошо согласуются между собой, что подтверждает правильность полученных нами значений F_0 и α .

Энергетический баланс. По условию баланса средняя энергия электронов, образовавшихся при ионизации Н и He L_e -квантами (энергия нагрева), должна равняться потерям энергии на возбуждение запрещенных линий, на возбуждение атомов Н¹ электронным ударом, а также потерям при рекомбинациях и свободно-свободных переходах (энергия охлаждения):

$$\dot{v} = s_{21} + s_{31} + 2j_{-j} + s_{\text{рек.}} \quad (8)$$

Другими возможными механизмами нагрева и охлаждения, что справедливо в случае большинства газовых туманностей или областей Н II, мы пренебрегали.

В случае $\tau_{L_e} > 1$ все ионизирующее излучение поглощается туманностью и тогда средняя избыточная энергия, получаемая электроном при фотоионизации Н или He, как известно, зависит лишь от α и равна:

$$v(z)_{n-1} = h\nu_0(z) \left[\frac{\int_1^a x^2 dx}{\int_1^a x^{2-1} dx} - 1 \right] \quad (9)$$

где $h\nu_0(z)$ — потенциал ионизации атомов H^+ или He^+ , а $a = 1.81$ для H^+ и 2.21 для He^+ .

Усреднение энергий производилось по числу рекомбинаций на H^+ и He^+ соответственно. Необходимое для такого усреднения количество ионов H^+ и He^+ мы оценили следующим образом. Значение N^+ приняли равным электронной концентрации: $N^+ \approx N_e \approx 5 \cdot 10^3 \text{ см}^{-3}$. Используя затем известное соотношение $He^+/H^+ \approx 0.78 \cdot 5876 \text{ He I/H}$ [13], где $He I/H_2 \approx 0.1$ [2], получим, что $He^+ \approx 0.39 \cdot 10^3 \text{ см}^{-3}$. Неточность принятого значения N_e на усреднение энергий практически не влияет.

Слагаемые правой части уравнения (8) заимствованы из работы [14] и в удобной для практических расчетов форме запишутся так:

$$\begin{aligned} \varepsilon_{21} &\approx 0.302 \cdot 10^{-12} t_e^{-0.25} \sum \frac{I_i}{H_2} \varepsilon_{21}; \\ \varepsilon_{31} &\approx \frac{H^0}{H^+} \frac{\{\sum b_{12} \lambda_{12} + b_1 \lambda_1\}}{41.1 \cdot 10^{-14}} t_e^{0.25} \varepsilon_{31}; \\ \varepsilon_{1-1} &\approx 0.343 \cdot 10^{-12} t_e^{1.75} \varepsilon_{1-1}; \\ \varepsilon_{2-2} &\approx 1.08 \cdot 10^{-12} t_e \varepsilon_{2-2}, \end{aligned} \quad (10)$$

где принято обозначение $t_e = 10^{-4} T_e$.

Сумма относительных интенсивностей запрещенных линий $\sum \frac{I_i}{H_2}$ равна ≈ 10.2 [2]. Коэффициенты ударного возбуждения и ионизации $\{\sum b_{12} \lambda_{12} + b_1 \lambda_1\}$ для H^+ взяты из работы [15]. Для оценки величины N^+/N^0 были использованы соотношения между ионизацией водорода и кислорода, найденные по данным [9]:

$$N^+/N^0 \approx 1.15 O^+/O^0 \approx 120 O^{++}/O^+ \quad (11)$$

Эти соотношения справедливы, если атомы H и O относятся к одному и тому же элементу объема газа. Заметим, что первое равенство уравнения

(11) хорошо согласуется с отношением $N^0/N^+ \approx 1.12 \cdot O^0/O^+$, имеющим место в газовых туманностях [16, 17].

Используя наблюдаемые оценки ионизации кислорода, получим, что $N^0/N^+ \approx 2$ или 0.09, найденные по первому и второму равенству уравнения (11) соответственно. Такие расхождения в оценках N^0/N^+ обусловлены, очевидно, большой оптической толщиной туманности и связанной с этим стратификацией ионов кислорода. Не следует также исключать возможной микронеоднородности туманности, когда ионы кислорода светятся в конденсациях различной плотности. В этом случае, однако, возникает трудность при объяснении наблюдаемой ионизации кислорода с помощью найденных выше F_0 и α .

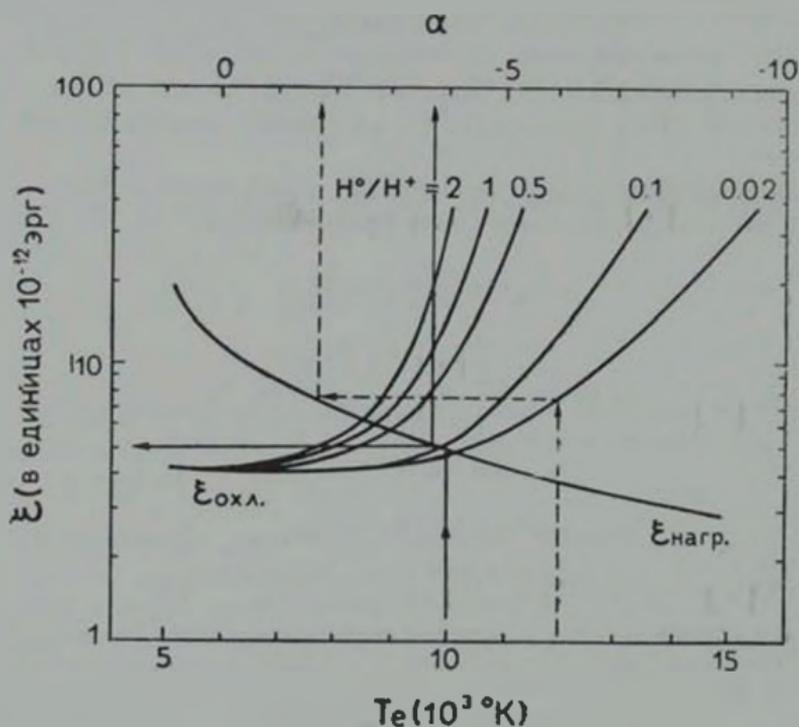


Рис. 1. Сопоставление между параметрами α , T_e и ионизацией водорода в туманности Т Тельца. Пунктирными прямыми показан принцип пользования графиком, а сплошными — рассматриваемое соотношение.

Решение уравнения энергетического баланса (8) показано на рисунке для нескольких значений отношения N^0/N^+ . Видно, что если принять $T_e \approx 10000^\circ\text{K}$ и $\alpha = -3.8$, баланс энергии наступает при $N^0/N^+ \approx 0.1$,

которое укладывается в диапазон найденных выше значений этого отношения. Это также говорит о том, что найденное значение α близко к действительному. Тогда энергия $\epsilon_{\text{нагр.}} = \epsilon_{\text{отд.}} \approx 5 \cdot 10^{-12}$ эрг.

Заключение. Полученные нами значения F_0 и α справедливы, как отмечалось вначале, если туманность является непрозрачной для ионизирующих L_α-квантов. Это предположение теперь легко проверить. Из энергетического баланса видно, что средняя по туманности ионизация водорода $N^+/N \approx 10$. Отсюда $N \approx 5 \cdot 10^8$ см⁻³ и $\tau_0(N) \approx N \cdot \sigma_0(N) \Delta r \approx 70$. Здесь принято, что эффективное сечение ионизации на границе поглощения атомами водорода $\sigma_0(N) \approx 6.3 \cdot 10^{-18}$ см² и протяженность туманности $\Delta r \approx 10'' \approx 2.24 \cdot 10^{18}$ см. Оптическая толщина $\tau_0(\text{He}^{\circ})$ будет примерно такого же порядка, если принять $N^+, N^{\circ} \approx \text{He}^+, \text{He}^{\circ}$.

Важной и необходимой проверкой правильности найденных здесь параметров F_0 и α является объяснение с их помощью всего наблюдаемого линейчатого спектра туманности. Соответствующие расчеты, а также анализ механизма образования L_α-излучения в T Tau предполагается привести позже.

Авторы весьма признательны Р. Е. Гершбергу и В. И. Пронику за обсуждение результатов работы.

Астрономическая обсерватория
Львовского университета

ENERGY L_α-SPECTRUM OF THE SOURCE RESPONSIBLE FOR THE T-TAURI NEBULA EMISSION

V. V. GOLOVATYJ, I. V. SHPYCHKA

Small emission nebula connected with T Tau variable is studied. Ionization mechanism of gas in the nebula is supposed to be radiative. Parameters $F_0 = 6 \cdot 10^{-21}$ wjm⁻² Hz⁻¹ and $\alpha = -3.8$ which characterize L_α-spectra of ionizing source are found. It is shown that these quantities of F_0 and α explain well the ionization of oxygen observed in the nebula [1, 2], and energy balance in it. Estimates of the following values are derived: energy responsible for the heating of gas in the nebula $\epsilon = 5 \cdot 10^{-12}$ erg, optical depth of the nebula $\tau_0 \approx 70$, and ionization of hydrogen $N^+/N \approx 10$.

ЛИТЕРАТУРА

1. R. D. Schwartz, Ap. J., 191, 419, 1974.
2. R. D. Schwartz, Ap. J., 195, 631, 1975.
3. H. Zanstra, Bull. Astron. Inst. Netherl., 15, 237, 1960.
4. В. В. Головатый, В. И. Проник, Изв. КрАО, 44, 33, 1971.
5. H. Zanstra, Bull. Astron. Inst. Netherl., 15, 241, 1960.
6. H. Zanstra, Bull. Astron. Inst. Netherl., 15, 249, 1960.
7. А. А. Боярчук, Р. Е. Гершберг, Н. К. Головников, В. И. Проник, Изв. КрАО, 39, 47, 1969.
8. В. В. Головатый, Цирк. АО Львовского ун-та, 48, 8, 1973.
9. В. В. Головатый, В. И. Проник, Изв. КрАО, 46, 47, 1973.
10. R. I. W. Henry, R. E. Williams, P. A. S. P., 80, 669, 1968.
11. S. N. Aldrovandi, D. Pequignot, Astron. Astrophys., 25, 137, 1973.
12. F. J. Low, H. L. Johnson, D. E. Kleiman, A. S. Latham, S. L. Getsel, Ap. J., 160, 531, 1970.
13. J. S. Miller, Ap. J., 157, 1215, 1969.
14. В. И. Проник, Кандидатская диссертация, ГАИШ, М., 1960.
15. Р. Е. Гершберг, А. А. Коровяковская, Ю. П. Коровяковский, Изв. КрАО, 43, 49, 1971.
16. G. B. Field, G. Steigman, Ap. J., 166, 59, 1971.
17. R. L. Brown, Astrophys. Space Sci., 16, 274, 1972.

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 12

НОЯБРЬ, 1976

ВЫПУСК 4

СПЕКТР HD 187 399

Н. А. ИВАНОВА, А. Н. ХОТЯНСКИЙ

Поступила 29 марта 1976

Измерены лучевые скорости и построены профили линий водорода, гелия, магния, кальция на разных фазах спектрально-двойной HD 187399. На фазе 0.850 замечено резкое изменение интенсивностей линий, которое может быть объяснено влиянием газового потока, идущего от невидимого компонента к главной звезде.

Нестационарная звезда HD 187399—спектрально-двойная с периодом 28 дней и амплитудой скоростей 209 км/сек [1]. Спектральный класс главной звезды, предположительно, $B9\epsilon\beta III$ [2], спектр второй, более массивной звезды [3], не наблюдается. Профили водородных линий H_α , H_β , H_γ —типа Р Лебеда, смещения абсорбционных компонент соответствуют скоростям расширения порядка 75—100 км/сек. Согласно [2], 3 июля 1970 г. и 8 июня 1971 г. в звезде происходили интенсивные выбросы нестационарных потоков вещества.

В настоящей работе даны результаты исследования спектров, полученных с дисперсией 8 Å/мм в фокусе куде двухметрового телескопа Шемахинской обсерватории на пластинках Kodak 103 0a0 и пленках А-500.

1. *Лучевые скорости.* Лучевые скорости были измерены обычным способом на Аббе-компараторе с аппроксимацией дисперсионной кривой квадратичным трехчленом. Спектром сравнения служили линии железа, длины волн которых были взяты из [4]. Измеряемые интервалы не превышали 200—300 Å, что давало минимальное отклонение длин волн спектра сравнения от табличных. В спектрах звезды измерялись линии H, HeI и ионизованных металлов MgII, SiII, CaII, TiII, FeII. В качестве стандартных длин волн использовались значения, рекомендованные IAU [5]. Полученные лучевые скорости звезды v_r , редуцированные к центру Солнца [6], приведены в столбце 5 табл. 1, в которой также даны номера пластинок (1), даты наблюдений (2), юлианские дни (3) и фазы (4). На разных

пластинках, в зависимости от их качества, измерялось различное число линий (от 7 до 16). Вероятная ошибка измерений заключена в пределах 1.4—2.0 км/сек. Значения лучевых скоростей, измеренных по резким абсорбционным компонентам, сопровождающим с коротковолновой стороны эмиссионные линии H_{α} , H_{β} и H_{γ} , приводятся в столбце 6 табл. 1.

Таблица 1

№	Номер павст.	Дата	J. D. 214 ...	Фаза	v_r^*	$v_r^{об}$	$v_r^{из}$
					(км/сек)	(км/сек)	(км/сек)
	1	2	3	4	5	6	7
1	2427	3.8.74	2262.38	0.246	+40.0	—	—
2	2432	5.8.74	2264.49	0.322	+42.0	-69.0	-111.0
3	1874*	16.8.71	1180.50	0.566	+25.6	-75.6	-101.2
4	2389	17.7.74	2245.46	0.641	+2.0	-89.0	-91.0
5	1687	24.6.71	1127.50	0.671	+11.6	-96.9	-108.5
6	1760*	22.7.71	1155.50	0.672	+4.4	-106.0	-110.4
7	1761*	22.7.71	1155.65	0.673	-2.2	-107.6	-105.4
8	2391	18.7.74	2246.42	0.676	+6.0	-100.0	-106.0
9	1495*	21.8.70	0820.70	0.695	-10.7	-115.2	-104.5
10	2449	15.8.74	2275.38	0.711	-5.0	-85.0	-80.0
11	2463	19.8.74	2278.49	0.822	-64.2	—	—
12	2402	23.7.74	2251.47	0.856	-95.0	-97.0	-2.0
13	1517	16.10.74	2337.21	0.922	-136.0	-97.0	+39.0
14	2411	25.7.74	2253.47	0.928	-144.0	-100.0	+44.0
15	2412	25.7.74	2253.31	0.930	-140.0	-98.0	+42.0

* Некоторые результаты измерений этих пластинок представлены в [7].

Определенные нами лучевые скорости звезды находятся в хорошем соответствии с элементами орбиты, данными Мерриллом [1].

2. *Спектрофотометрия линий.* Все спектры были записаны на микрофотометре Цейсса «Лирифо» Шемахинской обсерватории и на универсальном микрофотометре Бюраканской обсерватории с увеличением в 40 раз. Затем были построены профили и произведен анализ изменений линий H , HeI , $MgII$ и $CaII$.

Водородные линии имеют сложную структуру и состоят из следующих элементов:

а) широкого поглощения, возникающего в обрабатываемом слое вращающейся [2] звезды;

б) эмиссионной линии оболочки, сопровождаемой достаточно сильным и глубоким поглощением с коротковолновой стороны (профиль типа Р Лебеда);

в) слабой линии поглощения, накладывающейся на широкое поглощение звезды. Положение этого компонента относительно линии звезды переменное.

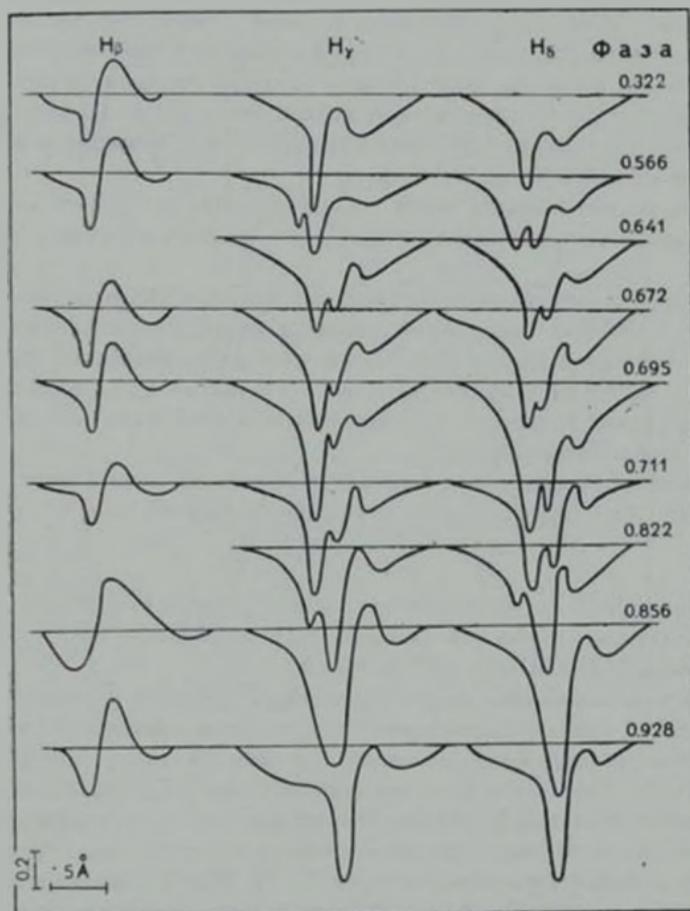


Рис. 1.

Подобная структура особенно отчетливо видна в линиях H_{δ} , H_{γ} и H_{β} , приведенных на рис. 1. Здесь, как и на остальных рисунках, смещения линий вследствие орбитального движения звезды исключены посредством

привязки положения центра линии λ_0 к линиям, возникающим непосредственно в звезде, а не в оболочке.

Эмиссия уверенно прослеживается до H9—H10, а сильные абсорбционные линии — до H16—H17.

Скорости, определенные по широким линиям поглощения, совпадают со значениями, определенными по линиям металлов, при этом те и другие проявляют периодические изменения, которые естественно рассматривать как следствие орбитального движения главной звезды. Что касается скоростей, полученных по глубоким абсорбционным компонентам (столбец 7 табл. 1), то они, очевидно, дают значения скорости движения оболочки.

Что касается более слабой абсорбционной линии водорода, то не исключено, что она принадлежит спутнику видимой звезды, обращающемуся вокруг нее с периодом в несколько дней.

Эквивалентные ширины линий поглощения звезды H₁ и H₂ практически, остаются постоянными в течение всего периода и равны в среднем 2,6 Å.

Структура и интенсивность водородных линий, в целом, резко меняется в фазе 0.850. Эта фаза характеризуется возрастанием интенсивности эмиссии и усилением поглощения. Кроме того, резко возрастает число наблюдаемых линий поглощения, которые в это время прослеживаются до H21. Электронная плотность, определенная для этой фазы методом Инглисса—Теллера, равна 10^{11} см⁻³.

Скорость оболочки, после внесения поправок за орбитальное движение звезды (столбец 7 табл. 1), становится в фазах 0.8—0.9P положительной.

Линии гелия. В исследуемой спектральной области HD 187399 присутствуют следующие линии нейтрального гелия: 3819.6, 3871.5, 3926.5, 4009.3, 4026.2, 4120.8, 4143.8, 4387.9, 4471.5.

Структура линий HeI, как и водородных, сложная. Профили линий 4471.5 и 4026.2 (рис. 2) характеризуются сильным компонентом поглощения и достаточно широкими крыльями. Лучевая скорость центрального абсорбционного компонента не отличается от скоростей, измеренных по линиям металлов. В линиях HeI присутствуют и другие, более слабые, абсорбционные компоненты, число которых меняется от одной до нескольких. В некоторых фазах (например, в фазах 0.641, 0.671) появляются запрещенные линии $\lambda\lambda$ 4469.9 и 4025.5. Возможно, это является следствием влияния электрических полей заряженных частиц.

Интенсивности и ширины линий 4471.5 и 4026.2 Å изменяются со временем, но из-за сложности профилей трудно привести какие-либо их количественные характеристики.

Линии металлов MgII, SiII, FeI, FeII, CrII и др. не показывают каких-либо заметных изменений, кроме смещений, связанных с движением по орбите.

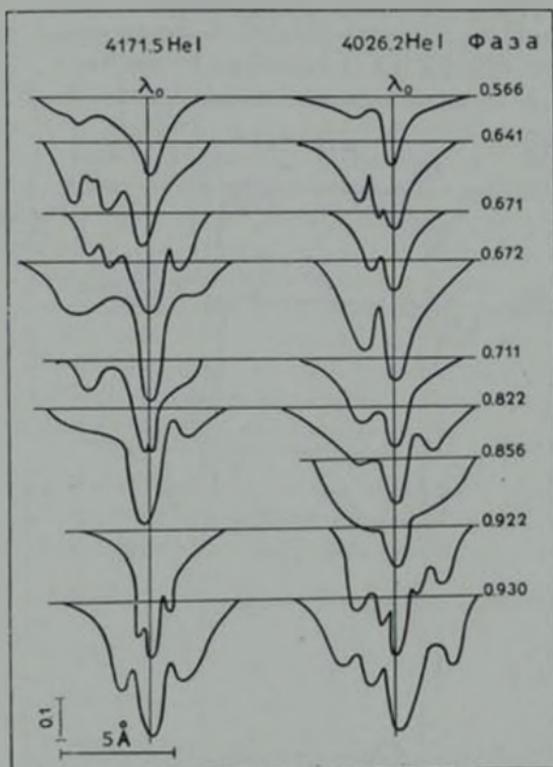


Рис. 2.

Линия 3933.7 CaII, подобно водородным и гелиевым, имеет сложный, меняющийся со временем профиль. С длинноволновой стороны достаточно сильной линии поглощения (рис. 3) присутствует эмиссия. Поглощение усиливается в фазах 0.822—0.929P. В фазе наибольших скоростей звезды, когда смещение линии кальция звезды также наибольшее, отчетливо виден межзвездный компонент кальция. Используя выведенное Билсом и Оуксом [8] соотношение:

$$r = 34.8 K,$$

где r — расстояние в парсеках, а K — эквивалентная ширина межзвездной линии в км/сек, получаем расстояние звезды около 500 парсек.

3. Обсуждение результатов. Анализ спектров HD 187399 позволяет сделать следующие выводы:

1) Смещения линий металлов так же, как смещения широких линий водорода, отражающие движение исследуемой звезды по орбите, соответствуют кривой лучевых скоростей с установленным ранее [1] периодом 28 дней и амплитудой скоростей 209 км/сек. Эквивалентные ширины этих линий (например, 4481 MgII и др.) остаются постоянными.

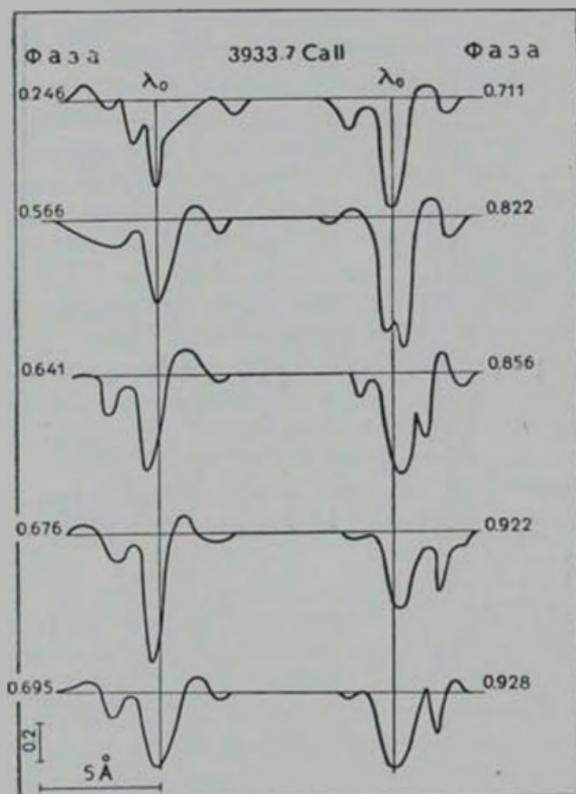


Рис. 3.

2) Интенсивные эмиссионные и абсорбционные компоненты поглощения водорода (профиль типа Р Лебеда) возникают в протяженной оболочке, окружающей видимую звезду. После исправления значений скоростей движения оболочки за орбитальное движение звезды для скорости расширения оболочки (столбец 7 табл. 1) получается величина, близкая к 100 км/сек. В фазах 0.800—0.900Р эта скорость резко меняется и становится положительной.

3) В фазе 0.850 усиливаются указанные абсорбционные компоненты линий водорода, линии прослеживаются до $H2I$, усиливается эмиссия $H\alpha$, $H\beta$, и $H\gamma$. В этой же фазе наблюдается усиление поглощения в линиях HeI и $CaII$.

Изменения, происходящие в фазе 0.850, можно объяснить тем, что в этой фазе луч зрения проходит через газовый поток, удаляющийся от невидимой звезды к главной. Резкое возрастание эквивалентных ширин абсорбционных линий водорода, гелия и кальция может быть интерпретировано как следствие роста числа находящихся на луче зрения нейтральных атомов водорода, гелия и ионов кальция. Поскольку в этой фазе отмеченные линии обусловлены в большей степени массой газового потока, чем оболочкой, то, естественно, что их лучевая скорость отражает именно скорость удаления потока.

Подобные газовые потоки наблюдаются в системах типа β Лиры [9] и ψ Близнецов. В последних, согласно теоретическим расчетам [10], место встречи струи с оболочкой должно находиться против наблюдателя в фазах 0.8—0.9P. Поскольку резкое изменение интенсивностей линий спектрально-двойной HD 187399 происходит именно в этой фазе, то подобное согласие может рассматриваться как аргумент в пользу приведенной интерпретации.

Следует обратить внимание на то, что наблюдавшееся Хатчингсом и Ласкарисом [2] усиление линий также происходило в моменты, близкие к фазе 0.850, хотя авторы на это не обратили специального внимания.

Бюраканская астрофизическая
обсерватория

Шемаллинская астрофизическая
обсерватория

THE SPECTRUM OF HD 187399

N. L. IVANOVA, A. N. KHOTIANSKII

Velocities and H, He I, Mg II, Ca II line profiles are measured at different phases of spectral-binary HD 187399. Abrupt change of line intensities was observed at 0.850. It may be explained by the influence of a gas stream moving from an invisible component towards the main star.

ЛИТЕРАТУРА

1. P. W. Merrill, Ap. J., 110, 59, 1949.
2. J. B. Hutchings, P. G. Laskarides, M. N., 155, 357, 1972.
3. V. L. Tribble, K. S. Thorne, Ap. J., 156, 1013, 1969.

4. Т. Н. Кулишова, Изв. ГАО, № 179—180, 72, 1971.
5. R. E. Wilson, General Catalogue of Stellar Radial Velocities, Carnegie Inst. Wash. Publ., 1953.
6. Г. Г. Лемтаев, Изв. ГАО, № 189, 42, 1971.
7. Г. В. Азундова, Н. А. Иванова, Х. Н. Новрузова, *Астрофизика*, 9, 605, 1973.
8. C. S. Veis, J. B. Oke, M. N., 113, 530, 1953.
9. O. Struve, *Ap. J.*, 93, 104, 1941.
10. В. Г. Горбачкий, *Эруптивные звезды*, Наука, М., 1970.

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 12

НОЯБРЬ, 1976

ВЫПУСК 4

СПЕКТРОФОТОМЕТРИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ МАГНИТНО-ПЕРЕМЕННОЙ ЗВЕЗДЫ 21 PER. II ИЗУЧЕНИЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ F_e ПО ПОВЕРХНОСТИ ЗВЕЗДЫ И ИЗМЕНЕНИЙ ВОДОРОДНЫХ ЛИНИЙ H_1 И H_2 В ТЕЧЕНИЕ ПЕРИОДА

Ю. В. ГЛАГОЛЕВСКИЙ, К. И. КОЗЛОВА, В. С. ЛЕБЕДЕВ, Н. С. ПОЛОСУХИНА

По спектрограммам с дисперсией 4 и 8 А/мм изучены профили линий FeII у 21 Per, состоящие из отдельных компонент. По компонентам линий FeII λ 4263.90 и λ 4351.76 А определены лучевые скорости (V_r) и эквивалентные ширины (W_r). На графике зависимости V_r от фазы P получаются четыре ветви и, соответственно, четыре кривых (W_r , P). Анализ полученных данных показывает, что на поверхности 21 Per железо сконцентрировано в четырех участках, распределенных вдоль экватора вращения. Определены координаты центров и размеры пятен, а также относительные интенсивности линии FeII λ 4351.76 А в каждом из пятен. Изучена переменность различных параметров водородных линий H_1 и H_2 (W_r , $\Delta\lambda_r$, R_r) в течение периода (2nd 88). Изменения показали двойную волну, подобную кривой блеска. Параметры W_r , W_u и $\Delta\lambda_{0.5}$ показали наибольшую амплитуду изменений. По теоретическим контурам водородных линий H_1 и H_2 , полученных Михаласом, определены значения эффективной температуры (T_e) и ускорения силы тяжести ($\log g$) для каждой фазы наблюдения. Оказалось, что $\log g$ показывает переменность и максимальное его значение приходится на фазу, близкую к нулевой. Изменение V_r незначительно.

1 *Введение* Настоящая статья является продолжением нашей работы [1] по спектрофотометрическому исследованию магнитно-переменной звезды 21 Per (HD 18296). В первой работе [1] были получены изменения лучевых скоростей (V_r) и интенсивностей (W_r) спектральных линий разных элементов (Eu, Gd, Cr, Sr, Zr, V, Si, Ca и др.) в области спектра λ 3700—4680 А в течение периода, а также проведены поиски линий тяжелых элементов в спектре 21 Per.

Данное исследование проводилось на основе того же спектрального материала (с дисперсией 4 и 8 А/мм), полученного на 2.6 метровом рефлекторе Крымской астрофизической обсерватории АН СССР, негативы фотометрировались на саморегистрирующем микрофотометре с записью в пря-

мых интенсивностях в САО АН СССР. Методика измерений и обработки спектрограмм описана ранее [1]. Для вычисления фаз использовался период ($P = 2^d 88422$), полученный Престоном [2].

Задача настоящей работы заключалась в исследовании профилей линий железа и в изучении распределения Fe по поверхности звезды, а также в изучении поведения профилей водородных линий H_β и H_γ в течение периода у 21 Per.

2. *Распределение Fe по поверхности звезды 21 Per.* Ввиду сильного блендирования и переменности линий очень трудно составить правильное представление об истинной форме линий. Поэтому в данной работе мы использовали дополнительно спектры в области 4680—6600 Å, полученные в Крымской астрофизической обсерватории АН СССР на 2,6-метровом рефлекторе с дисперсией 4 Å/мм. Для того, чтобы выяснить форму истинного профиля спектральных линий железа в разных фазах периода, нами был получен по регистрограммам (для большей надежности) средний профиль, выведенный из 7—10 линий FeII. На основе полученных данных, была тщательно изучена область спектра $\lambda \lambda < 4800$ Å, для которой имеется достаточное число спектрограмм. Одними из наиболее «чистых», неблендированных линий оказались линии FeII 4351.76 и 4263.90 Å, выбранные нами для дальнейших измерений. Выбранные линии уверенно разделяются на регистрограммах на отдельные компоненты, для каждого из которых мы определяли лучевые скорости (V_r , км/сек) и эквивалентные ширины (W_λ , Å) обычным способом, с помощью электронносчетного планиметра [1]. Лучевые скорости отдельных компонент определялись следующим образом. Предполагаем, что при изменении положения линии на спектрограмме с помощью измерительного микроскопа ИЗА-2 [1] мы получали длину волны ее центра тяжести, так как через микроскоп отдельные компоненты спектральной линии были не видны. Следовательно, кривые лучевых скоростей в [1] относятся к центрам тяжести линий. Если теперь на регистрограммах с записью спектров измерить смещения относительно центра тяжести площади всей линии то, воспользовавшись кривыми (V_r , P) из [1], можно построить кривые лучевых скоростей для каждого компонента. Эта методика дала удовлетворительную точность (± 2 км/сек). Полученные данные представлены в табл. 1, откуда видно, что на поверхности 21 Per существуют четыре области, «пятна», в которых концентрируется железо. Два из них проходят видимый центральный меридиан в фазах 0.0 и 0.5, совпадая с участками, занимаемыми элементами группы I (Eu, Gd, Ti, Mn) [1], а два других пятна занимают промежуточное положение. Приблизительно одинаковая амплитуда изменения (V_r , P) свидетельствует о том, что пятна расположены на близких широтах. Характер кривых лучевых скоростей у обеих линий одинаков для всех пятен. Харак-

ЭКВИВАЛЕНТНЫЕ ШИРИНЫ W_{λ} И ЛУЧЕВЫЕ СКОРОСТИ V_{λ} , ОПРЕДЕЛЕННЫЕ ПО КОМПОНЕНТАМ ЛИНИЙ
 $Fe II \lambda 4351.76$ И $Fe II \lambda 4263.90 \text{ \AA}$

Дата наблюдения	пятна фаза	$W_{\lambda}, m\text{\AA}$				$V_{\lambda}, (\text{км/сек})$				$W_{\lambda}, m\text{\AA}$				$V_{\lambda}, (\text{км/сек})$			
		I	II	III	IV	I	II	III	IV	I	II	III	IV	I	II	III	IV
	(P)	$Fe II \lambda 4351.76 \text{ \AA}$								$Fe II \lambda 4263.90 \text{ \AA}$							
6. XI. 1968	0.16	60	52	—	17	+ 8	-12	—	+20	28	22	—	20	+ 6	-11	—	-19
6. XI. 68	0.25	36	59	—	5	+15	- 3	-19	—	—	—	—	—	—	—	—	—
25. IX. 69	0.23	40	56	36	—	+19	- 3	-18	—	33	18	15	14	-10	- 8	-19	+20
8. X. 69	0.77	—	—	—	—	—	—	—	—	19	—	21	52	-20	—	+14	0
8. X. 69	0.73	—	—	—	—	—	—	—	—	24	—	26	63	-17	—	+23	+ 1
25. X. 69	0.70	—	—	—	—	—	—	—	—	9	—	35	40	-20	—	+12	- 8
26. X. 69	0.02	134	28	—	32	2	-18	—	+18	51	9	—	11	0	-16	—	+11
18. I. 70	0.76	30	—	20	83	-18	—	+19	+ 3	8	—	11	29	-15	—	-16	+ 2
15. II. 70	0.76	23	—	23	84	-12	—	+17	+ 3	5	—	21	41	-21	—	+16	- 5
22. II. 70	0.22	—	—	—	—	—	—	—	—	13	20	12	14	+ 8	- 4	-21	+15
24. II. 70	0.88	92	16	—	22:	- 3	-23	—	+17	40	14	5	11	- 9	-24	+20	+ 7
10. IX. 70	0.63	13	—	69:	54	-19	—	+19	0	14	—	30	28	-20	—	+ 9	- 6
15. IX. 70	0.35	—	42	76	8	+18	+ 8	-5:	-19:	21:	58:	25:	—	+22	+ 6	-17	—
16. IX. 70	0.71	32	—	48	67	-15	—	+16	+ 3	15	—	16	27	-20	—	+13	- 3
18. IX. 70	0.39	14	39	86	—	+17	+ 8	- 5	—	20	41	26	5	+23	+ 6	- 7	-20
20. IX. 70	0.11	94	35	—	20	+ 5	-13	—	+22	58	13	4	20	+ 4	-10	-23	-17
20. IX. 70	0.07	100	32	—	—	+ 5	-15	—	+18	—	—	—	—	—	—	—	—
11. I. 71	0.19	62	59	12	—	+13	- 5	22	—	33	31	8	—	+14	- 7	-19	—
13. I. 71	0.91	110	—	—	40	- 5	—	—	+ 9	34	12	5	14	- 6	-16	-19	+ 7
29. I. 72	0.98	130	23	—	21	+ 2	-15	—	+19	54	15	—	12	+ 1	-17	—	+17
31. III. 72	0.46	—	15	95	18	—	+19	0	-20	—	13	34	8	—	+15	- 6	-21

ма кривых изменения интенсивности линий (W_λ , P) симметрична у пяте-
I и III и несимметрична у II и IV, причем пологие части, создающие асим-
метрию, приходятся на фазы, близкие к нулевой.

На основании полученных наблюдательных данных были определены
«координаты» и размеры пятен железа с помощью методики, разработанной
и подробно описанной в работе [3], которая кратко заключается в сле-
дующем. Рассмотрим сферическую звезду, вращающуюся с периодом P во-
круг оси, наклоненной к лучу зрения на угол i (рис. 1). Пусть V_e — линей-
ная скорость вращения на экваторе, Φ — угол поворота звезды в простран-
стве, то есть угол между начальным меридианом и некоторой фиксирован-

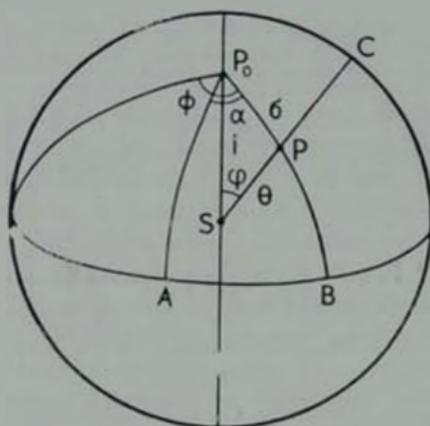


Рис. 1. Геометрия вращающейся звезды: i — угол наклона оси вращения к лучу зре-
ния, Φ — угол поворота звезды, P_0 — полюс вращения, S — центр видимого диска звезды,
 P_0A — начальный меридиан, P — произвольная точка на поверхности, α и β — координаты
точки P в системе координат, жестко связанной со звездой, φ и θ — координаты точки
 P в неподвижной системе координат с осью Z , проходящей через центр звезды и точку
 S на ее поверхности

ной в пространстве плоскостью (в нашем случае это плоскость, проходя-
щая через полюс вращения P_0 , центр звезды и одну из точек пересечения
лимба звезды с экватором). Эквивалентная ширина линии с видимой полу-
сферы будет

$$W(\Phi, i) = \int_0^{2\pi} \int_0^{\pi/2} w(\alpha, \beta) \sin \theta \cos \theta d\beta d\varphi, \quad (1)$$

где $\sin \theta d\alpha d\beta$ — элемент поверхности в сферических координатах для
единичного радиуса, а $\cos \theta$ учитывает проекцию элемента на картинную
плоскость. Будем искать распределение эквивалентной ширины $W(\alpha, \beta)$ по
поверхности звезды в виде однородных круглых пятен с координатами

центра (α_k, δ_k) , радиусом r_k и интенсивностью A_k . Интегрирование в (1) при различных α_k, δ_k, r_k и A_k дает

$$W_k(\Phi, i) = A_k W(\Phi, i, \alpha_k, \delta_k, r_k). \quad (2)$$

Те же величины входят в выражение для лучевой скорости, определяемой положением центра тяжести спектральных линий либо их отдельных компонент. Лучевая скорость элемента поверхности звезды равна $V_e \sin \varphi \sin i \sin \theta$, а всей видимой поверхности

$$V(\Phi, i) = \frac{\int_0^{2\pi} \int_0^{\pi/2} V_e(\alpha, \delta) \sin \varphi \sin^2 \theta \cos \theta d\theta d\varphi}{W(\Phi, i)}. \quad (3)$$

Значения $W(i, \alpha_k, \delta_k, r_k)$ и $V(i, \alpha_k, \delta_k, r_k)$ вычислялись на ЭВМ-222 и оформлялись в виде таблиц [3]. Углы наклона i определялись с использованием эмпирических зависимостей R/R_\odot от эффективной температуры T_e [4] (у 21 Per $T_e = 11700^\circ$). Тогда, имея для 21 Per радиус R и период вращения P [2], находим V_e , а так как $V_e \sin i = 24$ км/сек, то отсюда $i = 35^\circ$. Величина $V_e \sin i$ определялась приближенно из-за сложной формы профилей линий и отсутствия данных о широте, на которой расположены пятна.

Процедура нахождения размера пятна и его локализации на поверхности заключается в следующем. Точка пересечения кривой лучевых скоростей (V_e, P) с линией $V_e = 0$ км/сек и положение максимума кривой (W_e, P) дают долготу центра пятна. Для 21 Per долгота I–IV пятен железа составляет $357^\circ, 101^\circ, 180^\circ$ и 270° соответственно. Далее по очереди для всех пятен подбираем теоретические зависимости (W_e, P) и (V_e, P) , [3], согласующиеся с наблюдаемыми при некоторых значениях углов наклона i , близких предварительному $i \sim 35^\circ$. Оказалось, что можно подобрать несколько пятен разного размера и расположенных на разной широте, которые дают теоретические кривые (W_e, P) и (V_e, P) , близкие к наблюдаемым. Выбор одного из предварительно полученных пятен определяется такой теоретической зависимостью (V_e, P) , которая лучшим образом согласуется с наблюдаемой. На рис. 2 и 3 представлены теоретические и наблюдаемые зависимости (W_e, P) и (V_e, P) , давшие лучшее согласие с наблюдениями при $i = 40^\circ$. Широта центров I–IV пятен оказывается равной $-20^\circ, +10^\circ, -20^\circ, -10^\circ$ и радиусы равны $55', 20', 55', 30'$ соответственно. Большой разброс точек для Fe II $\lambda 4263.90$ объясняется ошибками измерений, так как в среднем эквивалентная ширина спектральной линии невелика и составляет $20 - 30$ мА. Заметим, что

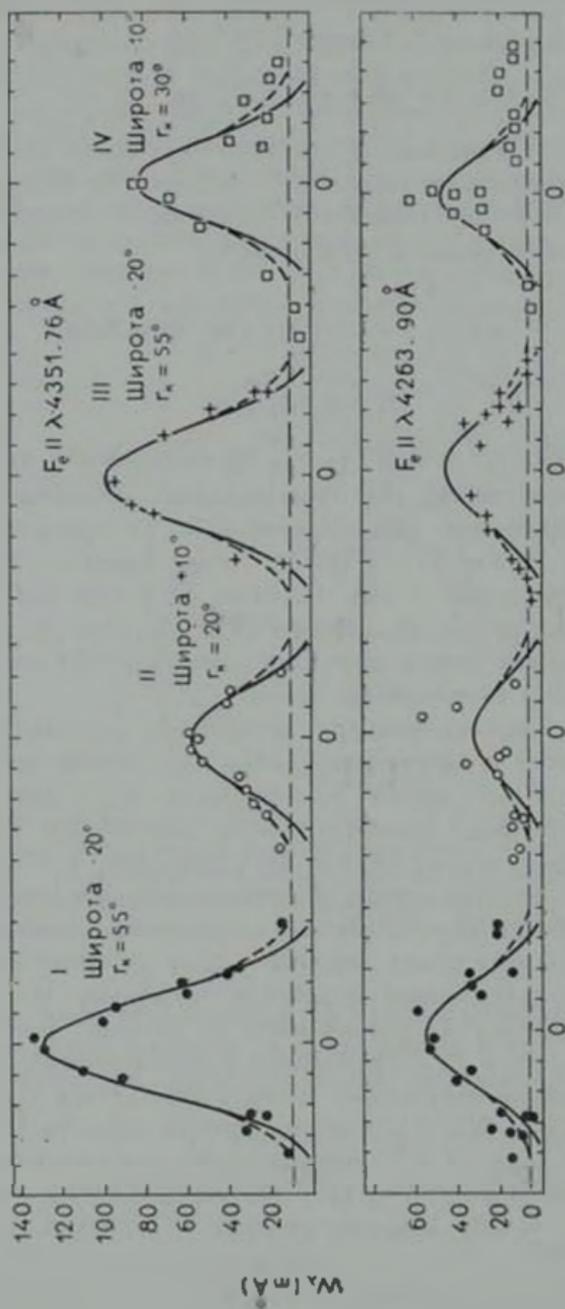


Рис. 2. Сравнение наблюдаемых (значки) и теоретических (плавная линия) зависимоностей (W_{λ}, P) для λ 4351.76 и λ 4263.90 при $i=40^{\circ}$ у пятен I—IV, где на оси абсцисс принято условно $P=0$ в момент прохождения центра пятна через видимый центральный меридиан

на рис. 3 для каждого пятна все точки, принадлежащие обеим длинам волн, нанесены вместе, а кривые отрицательных и положительных значений совмещены.

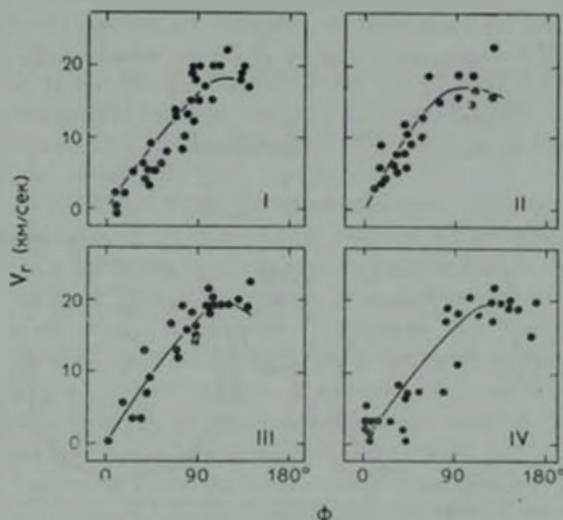


Рис. 3. Сравнение наблюдаемых (точки) и теоретических (сплошная линия) зависимостей (V_r , Р) для λ 4351,76 и λ 4263,90 при $i=40^\circ$ у пятен I—IV. ϕ —угол поворота центра пятна от меридиана, проходящего через центр видимого диска.

Первое и третье пятна хорошо представляются нашей моделью (сплошная кривая), а для четвертого пятна правые части графических зависимостей не удается достаточно хорошо представить данной моделью, по-видимому, из-за асимметричности самого пятна или ошибок наблюдений. При приближении пятна к краю видимого диска звезды наблюдается некоторое уменьшение лучевой скорости (V_r), которое связано с тем, что из-за значительного наклона оси вращения к лучу зрения, после захода центра пятна за лимб, край пятна, близкий к полюсу вращения и имеющий поэтому меньшую лучевую скорость, виден еще некоторое время. Максимальное значение V_r наблюдается в момент прохождения центра тяжести пятна через меридиан, проходящий через полюс вращения и точку пересечения лимба с экватором. На рис. 4 приводим карту поверхности 21 Per с расположением на ней пятнами железа для $i=40^\circ$, кроме того сюда же мы нанесли области концентрации европия (штриховая линия), найденные в [3], центры последних практически совпадают с центрами I и III пятен железа. Карты распределения пятен железа по поверхности звезды, построенные для $i=40^\circ$ и 50° , не дали значительного различия между собой, следовательно метод [3] мало чувствителен к углу наклона i , но отметим, что для

$i=40^\circ$ теоретические и наблюдаемые зависимости (W_λ, P) и (V_λ, P) у FeII согласуются лучше, чем для $i=50^\circ$. У элемента EuII, наоборот, лучшее согласие наблюдается при $i=50^\circ$ [3]. Поэтому окончательное значение угла наклона i будет получено только после изучения распределения остальных химических элементов по поверхности звезды. Интенсивность линии FeII 4351.76 Å в каждом из пятен I—IV по отношению к интенсивности в первом пятне составляет 1.3, 0.75 и 1.5 для пятен II, III и IV соответственно. Из приведенных чисел видим, что во втором и четвертом пятнах хотя и меньших по размеру, концентрация железа получается больше

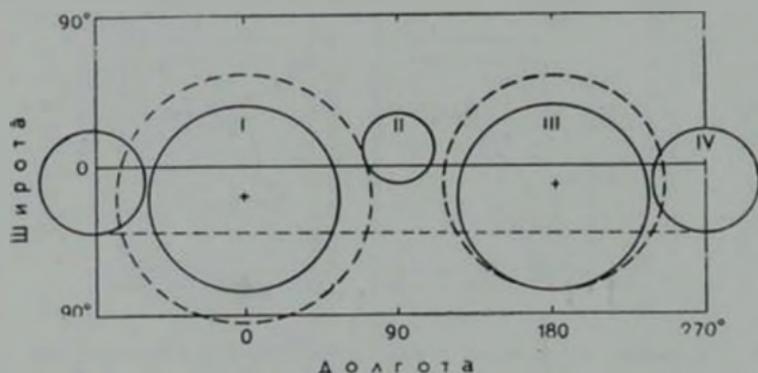


Рис. 4. Расположение пятен I—IV на поверхности звезды 21 Per при $i=40^\circ$, где сплошными линиями обведены области концентрации FeII, а штриховыми—области EuII [3].

Линия FeII 4263.90 Å дала другое соотношение концентрации железа в пятнах, но эти данные менее точные, так как интенсивность этой линии почти вдвое слабее, чем у λ 4351.76, а амплитуда ее изменения сравнима с точностью измерений. Заметим, что если принять интенсивность линии FeII 4351.76 Å, даваемой областями между пятнами, равной $10 m\text{Å}$, а для λ 4263.90 Å— $5 m\text{Å}$, то согласие наблюдаемых и теоретических кривых (W_λ, P) на рис. 2 получается лучше (штриховая линия).

5. Изучение изменений водородных линий H_γ и H_β в течение периода. Известно, что линии водорода в спектрах магнитных звезд переменны [5—13], однако причины этого до сих пор до конца не выяснены. Поэтому накопление наблюдательных данных о характере и особенностях этой переменности является очень важной задачей. Аналогично тому, как это делалось в [9, 11—14], мы определяли следующие параметры исследуемых водородных линий: W_λ — полные эквивалентные ширины, W_α и W_β — эквивалентные ширины центральных частей и крыльев соответственно, $\Delta\lambda$ — полуширины линий на разной глубине ($i=0.3, 0.4, 0.5, 0.6$), R_λ —

глубины линий на разных расстояниях от центра линии ($i=3, 5, 7 \text{ \AA}$) и R_0 —центральные глубины линий. Полученные данные для обеих линий приводятся в табл. 2. Максимальные ошибки измеренных параметров составляют: $\Delta W_1 = 5\%$, $\Delta W_2 = 9\%$, $\Delta W_3 = 10\%$, $\Delta R_0 = 2\%$, $\Delta R_1 = 2.7\%$, $\Delta(\Delta i_{0.5}) = 6\%$, $\Delta(\Delta i_{0.6}) = 7\%$.

Оказалось, что все параметры, кроме W_3 , испытывают заметные изменения. Форма кривых которых близка к двойной волне, такой же характер переменности имеют интенсивности линий ряда элементов [1] и блеска звезды [2]. У линий H_1 и H_2 параметры W_1 , W_2 и $\Delta i_{0.5}$ показали наибольшие изменения. Следует заметить, что, несмотря на значительное число спектрограмм (25), некоторые участки полученных нами зависимостей не удается проследить достаточно надежно ввиду большого разброса точек. В качестве примера приводим на рис. 5 некоторые характерные зависимости полученных параметров от фазы для линии H_1 . Линия H_2 показала зависимости, подобные H_1 , но с большим разбросом точек.

Как известно, форма профилей водородных линий зависит от эффективной температуры T_e и ускорения силы тяжести g . Сравнивая наблюдаемые профили с теоретическими, рассчитанными для моделей атмосфер с набором параметров T_e и $\log g$, можно определить эти величины для 21 Per, если нет существенных нарушений в строении ее атмосферы. Некоторые авторы считают, что в первом приближении строение атмосфер peculiarных звезд сходно со строением нормальных звезд той же температуры [15, 16]. О наличии небольших отклонений строения атмосфер Ap-звезд от нормального может свидетельствовать уменьшенный бальмеровский скачок у них [17—20]. Однако в качестве первого приближения обычно применяют модели атмосфер нормальных звезд. Для определения $\theta_e = 5040/T_e$ и $\log g$ использовались теоретические контуры водородных линий H_1 и H_2 вычисленные Михаласом [21], с помощью которых мы строили сетки зависимостей Δi_i и R_i от $\log g$ для ряда θ_e и g . Затем, входя в них с соответствующими измеренными наблюдаемыми значениями, снимали ряд величин $\log g$ в зависимости от θ_e . Если теперь построить графики по снятым значениям θ_e и $\log g$, то они пересекутся в точке (в идеальном случае), соответствующей истинным значениям θ_e и $\log g$ для 21 Per. В результате такой процедуры нами получены средние для двух линий данные, приведенные в табл. 3, из которой видно, что температура θ_e практически не меняется, во всяком случае в пределах точности, равной $\pm 200\text{--}300^\circ$, а колебания ускорения силы тяжести превышают ошибки измерений. Изменения блеска 21 Per (см. рис. 5), если их приписать вариациям температуры, тоже соответствуют $\Delta T_e = \pm 200^\circ$. Таким образом, характер изменений контуров водородных линий H_1 и H_2 у 21 Per таков, что можно предположить переменность ускорения силы тяжести ($\log g$) на поверхности. Н.

ЭКВИВАЛЕНТНЫЕ ШИРИНЫ (W_A , W_U И W_B , A), ПОЛУШИРИНЫ ($\Delta\lambda_7$, A_1 И
 ДЛЯ H_1 И

Дата наблюдения	Фаза (P)	H_1								
		W_A	W_U	W_B	$\Delta\lambda_{0,6}$	$\Delta\lambda_{0,5}$	$\Delta\lambda_{0,4}$	$\Delta\lambda_{0,3}$	R_a	R_3
1968 г.										
6-7.XII	0.16	—	—	—	—	—	—	—	—	—
"	0.19	11.0	3.0	7.9	—	—	—	—	—	—
"	0.26	—	—	—	—	—	—	—	—	—
7-8.XI	0.66	10.0	2.6	7.4	1.8	3.1	4.8	7.0	0.878	0.480
1969 г.										
25-26.IX	0.24	10.0	3.0	7.0	2.0	3.2	4.5	6.4	0.868	0.450
"	0.26	9.8	2.0	7.8	1.3	2.4	4.0	6.2	0.884	0.470
8-9.X	0.73	—	—	—	—	—	—	—	—	—
"	0.77	—	—	—	—	—	—	—	—	—
25-26.X	0.70	—	—	—	—	—	—	—	—	—
26-27.X	0.02	11.8	4.2	7.8	3.6	4.2	5.7	7.6	0.901	1.570
1970 г.										
14-15.I	0.72	—	—	—	—	—	—	—	—	—
15-16.II	0.76	11.6	3.5	7.1	2.2	3.3	5.2	7.4	0.916	0.520
22-23.II	0.19	—	—	—	—	—	—	—	—	—
"	0.22	—	—	—	—	—	—	—	—	—
24-25.II	0.88	11.2	2.2	9.0	1.5	2.9	4.5	7.5	0.869	0.490
10-11.IX	0.63	10.8	2.5	8.3	1.9	3.3	5.1	7.1	0.874	0.520
11-12.IX	0.98	11.4	3.4	7.0	2.2	3.6	5.5	7.9	0.910	0.550
15-16.IX	0.35	10.6	2.3	8.3	1.8	3.4	5.4	7.5	0.846	0.520
16-17.IX	0.71	10.2	3.2	7.0	2.0	2.9	4.2	5.9	0.900	0.500
18-19.IX	0.39	10.6	2.6	8.0	2.2	3.7	5.5	7.9	0.850	0.550
20-21.IX	0.11	12.0	3.4	8.6	2.4	4.0	6.0	8.6	0.915	0.550
1971 г.										
11-12.I	0.19	11.0	2.8	8.2	1.9	3.5	5.6	7.9	0.892	0.520
13-14.I	0.91	10.8	2.4	8.4	1.8	3.0	4.4	6.1	0.879	0.500
1972 г.										
29-30.I	0.98	11.2	3.2	8.0	1.6	2.8	4.7	7.3	0.880	0.580
31.III-1.IV	0.46	10.4	2.9	7.5	2.0	3.4	5.0	7.0	0.851	0.530

Таблица 2

ГЛУБИНЫ НА РАЗНЫХ РАССТОЯНИЯХ ОТ ЦЕНТРА ЛИНИИ (R_l)
 H_l У 21 PER

		H _l										
R ₃	R ₁	W ₁	W ₂	W ₃	Δ _{0.6}	Δ _{0.5}	Δ _{0.4}	Δ _{0.3}	R ₀	R ₃	R ₁	R ₁
—	—	10.4	4.0	6.4	2.7	4.1	5.7	7.4	0.870	0.575	0.440	0.325
—	—	10.6	3.5	7.1	2.5	4.0	5.8	7.8	0.870	0.560	0.440	0.330
—	—	9.8	3.4	6.4	2.2	3.5	5.0	6.8	0.840	0.535	0.400	0.290
0.390	0.300	10.0	2.9	7.1	2.0	3.3	5.0	6.7	0.880	0.525	0.400	0.285
0.360	0.270	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
0.360	0.270	10.0	2.9	7.1	2.0	3.3	4.9	6.8	0.870	0.520	0.400	0.290
—	—	10.6	3.5	7.1	2.3	3.7	5.3	7.0	0.896	0.550	0.420	0.300
—	—	11.3	4.6	6.7	3.2	4.6	6.1	7.9	0.890	0.610	0.480	0.350
—	—	10.5	4.0	6.5	2.7	4.0	5.5	7.4	0.946	0.580	0.435	0.320
0.450	0.330	11.7	5.3	6.4	3.6	5.0	6.4	8.2	0.940	0.650	0.550	0.365
—	—	11.2	3.8	6.8	3.8	5.0	6.4	8.0	0.930	0.665	0.505	0.365
0.410	0.320	11.0	4.3	6.7	3.1	4.4	5.6	7.2	0.920	0.620	0.450	0.310
—	—	10.8	4.3	6.7	2.8	4.1	5.7	7.6	0.888	0.580	0.440	0.330
—	—	10.7	4.7	6.0	3.3	4.7	6.3	8.2	0.888	0.625	0.490	0.365
0.390	0.320	11.5	4.2	7.3	3.1	4.8	6.7	8.7	0.883	0.610	0.490	0.390
0.400	0.300	11.0	2.7	8.3	2.6	4.0	5.7	7.5	0.894	—	—	—
0.420	0.330	11.0	4.0	6.0	2.6	4.0	5.6	7.6	0.917	0.570	0.435	0.330
0.420	0.320	10.2	3.8	6.4	2.2	3.9	5.0	6.8	0.905	0.530	0.400	0.290
0.350	0.240	9.8	3.6	6.2	2.0	3.1	4.3	6.1	0.904	0.510	0.360	0.250
0.430	0.340	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
0.450	0.370	11.0	4.2	6.8	2.8	4.1	5.7	7.8	0.878	0.555	0.450	0.340
0.430	0.340	11.0	4.2	6.8	2.9	4.5	6.3	8.1	0.880	—	—	—
0.360	0.270	11.2	4.0	7.2	2.7	4.0	5.6	7.5	0.920	0.575	0.440	0.325
0.390	0.310	11.3	3.8	7.0	2.6	4.0	5.6	7.6	0.898	0.565	0.435	0.330
0.400	0.300	10.6	3.6	7.0	2.3	3.6	5.1	7.5	0.885	0.550	0.410	0.320

рис. 5, для примера, приведена зависимость $\log g$ от P для H_1 , найденная выше описанным способом. Ускорения силы тяжести определялись здесь при постоянной температуре $\theta_e = 0.425$, взятой из [4], которая была определена по распределению энергии в непрерывном спектре звезды 21 Per.

Таблица 3

УСРЕДНЕННЫЕ ВЕЛИЧИНЫ $\bar{\theta}_e = 5040^\circ/T_e$ И $\overline{\log g}$, ОПРЕДЕЛЕННЫЕ ПО КОНТУРАМ ВОДОРОДНЫХ ЛИНИЙ H_1 И H_2 С ПОМОЩЬЮ МОДЕЛЕЙ МИХААЛСА [21] ДЛЯ ЗВЕЗДЫ 21 PER

Фаза (P)	$\bar{\theta}_e = [\theta_e(H_1) + \theta_e(H_2)]/2$	$\overline{\log g} = [\log g(H_1) + \log g(H_2)]/2$
0.00	0.478 ± 0.006	3.24 ± 0.07
0.10	0.477 ± 0.007	3.17 ± 0.07
0.20	0.476 ± 0.010	3.02 ± 0.10
0.25	0.473 ± 0.007	2.72 ± 0.04
0.30	0.470 ± 0.006	2.72 ± 0.07
0.40	0.478 ± 0.005	3.00 ± 0.08
0.50	0.480 ± 0.009	2.60 ± 0.05
0.60	0.477 ± 0.010	3.00 ± 0.05
0.65	0.470 ± 0.007	3.01 ± 0.08
0.70	0.468 ± 0.005	3.10 ± 0.06
0.80	0.476 ± 0.010	3.16 ± 0.09
0.85	0.466 ± 0.007	3.10 ± 0.09
0.90	0.471 ± 0.010	3.22 ± 0.06

4. *Обсуждение результатов.* Применение методики [3] позволяет, как мы видели выше, находить координаты и размеры пятен, а также эквивалентные ширины спектральных линий, даваемые каждым пятном. В дальнейшем это позволит определять химический состав в областях концентрации элементов и вне их.

Итак, на основании изучения профилей линий железа у 21 Per, мы убеждаемся в сложности спектров у этой магнитной звезды, одной из причин которой является «пятнистое» распределение элементов по поверхности звезды. Используемая нами простейшая модель концентрации элементов по поверхности в виде круглых пятен [3], даже без учета эффекта потемнения к краю диска, дает удовлетворительное согласие с наблюдениями (учет потемнения к краю даст некоторое увеличение размеров областей концентрации элементов). Результаты данного исследования указывают на возможность и необходимость подробного изучения спектров 21 Per для полного «картирования» ее поверхности, которое важно для выяснения механизма образования аномалий химического состава, так как «картирова-

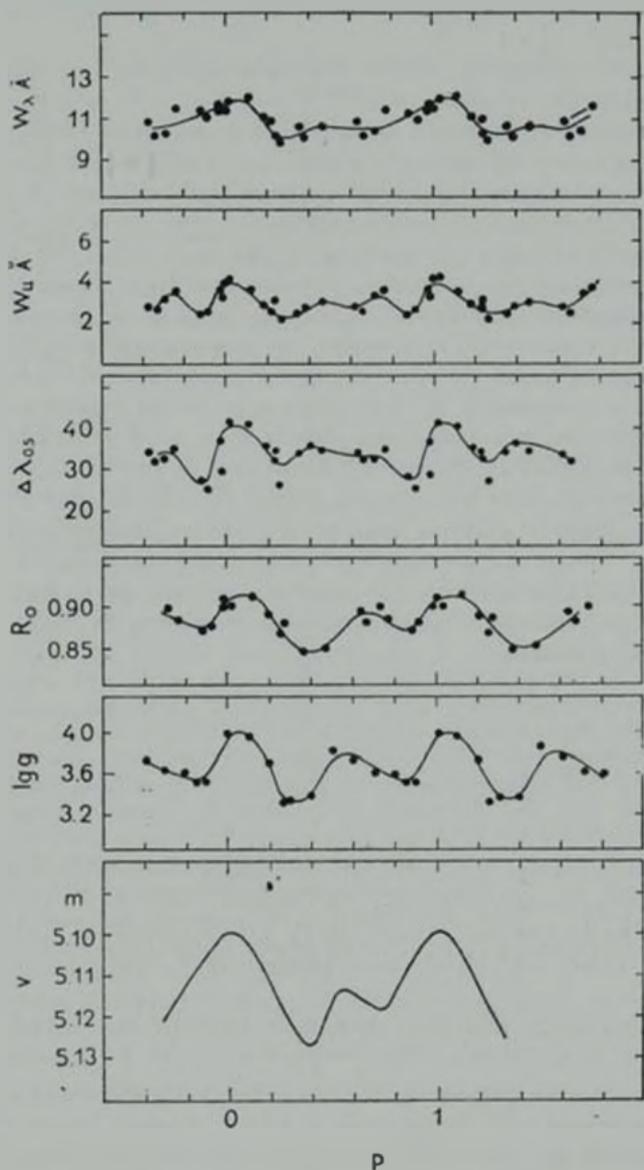


Рис. 5. Изменение различных физических параметров в спектре 21 Peg в течение периода (P): 1) Изменение эквивалентной ширины (W_λ , Å) линии H_γ . 2) Изменение эквивалентной ширины центральной части линии H_γ (W_0 , Å). 3) Изменение полуширины линии H_γ на глубине 0.5 ($\Delta\lambda_{0.5}$, Å). 4) Изменение центральной глубины линии H_γ (R_0). 5) Изменение эффективной силы тяжести ($\lg g$), полученной по линии H_γ с помощью моделей Минхаласа [20] при $\theta_p = 0.425$. 6) Кривая блеска 21 Peg по данным [2].

ние» позволяет установить, в каком сочетании друг с другом расположены элементы по поверхности звезды.

Полученные нами данные о переменности водородных линий не противоречат предположению Ракоша и др. [22] о том, что под воздействием магнитного поля эффективное ускорение силы тяжести может существенно измениться. В полярных областях магнитное поле не влияет на g , поскольку там частицы свободно скользят вдоль силовых линий. На магнитном экваторе g уменьшается, так как заряженные частицы движутся поперек поля и испытывают торможение. Ракош и др. [21] продемонстрировали этот эффект на примере $\alpha^2 CV_n$ и нашли, что изменения блеска этой звезды могут вызываться также и неравномерностью распределения ускорения силы тяжести по поверхности. У 21 Per фотометрическая переменность очень мала, следовательно, температурный эффект здесь слаб. Изменения контуров водородных линий 21 Per могут происходить не только из-за вариаций $\log g$, но также и в том случае, если на разных участках поверхности звезды имеются нарушения структуры атмосферы из-за неоднородностей химического состава. Поскольку последнее несомненно, то переменность контуров водородных линий вызывается, по-видимому, обоими факторами.

Авторы выражают благодарность И. М. Копылову за просмотр рукописи и ценные указания.

Специальная астрофизическая
обсерватория АН СССР
Крымская астрофизическая
обсерватория АН СССР

SPECTROPHOTOMETRIC INVESTIGATION OF THE MAGNETIC VARIABLE STAR 21 PER. II. DISTRIBUTION OF Fe OVER THE STAR'S SURFACE AND THE STUDY OF H₁ AND H₂ HYDROGEN LINE VARIATIONS DURING THE PERIOD

Yu. V. GLAGOLEVSKY, K. I. KOZLOVA, V. S. LEBEDEV, N. S. POLOSUKHINA

Fe II line profiles consisting of a few components are studied in 21 Per using spectrograms with dispersions 4 and 8 Å/mm. Radial velocities (V_r) and equivalent widths (W_λ) are obtained from the components of Fe II 4263.90 and Fe II λ 4351.76 lines. The plot of V_r versus phase (P) gives 4 branches and correspondingly 4 curves (W_λ , P). The data analysis shows that iron is concentrated in 4 regions of the surface of 21 Per which are evenly distributed along the equator of rotation. The coordinates of the centers of the spots and their sizes as well as relative intensities of Fe II λ 4351.76 line in each of them are determined.

Variability of different physical parameters (W_λ , $\Delta\lambda_\lambda$, R_λ) of H_γ and H_β hydrogen lines for period 2^d88 is studied in 21 Per. The variations showed a double wave similar to the light curve. W_λ , W_β and $\Delta\lambda_{0.5}$ showed the greatest amplitude variations. By a comparison of the observed H_γ and H_β hydrogen line contours with the theoretical ones obtained by Mihalas [21] the effective temperature (θ_e) and force of gravity ($\log g$) values for each phase of the observations are determined. It turned out that $\log g$ varies during the period, and the largest amplitude of variations falls on the phase close to zero. The amount of change in θ_e is small.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Ю. В. ГлазOLEВСКИЙ, К. И. КОЗЛОВА, Н. С. ПОЛОСУХИНА, *Астрофизика*, 10, 517, 1974.
2. J. Preston, *Ap. J.*, 158, 251, 1969.
3. В. С. ЛЕБЕДЕВ, *Изв. САО АН СССР*, 8, 20, 1976.
4. Ю. В. ГлазOLEВСКИЙ, К. И. КОЗЛОВА, Н. М. ЧУНАКОВА, *Изв. САО АН СССР*, 5, 52, 1973.
5. H. J. Wood, *P. A. S. P.*, 76 158, 1964.
6. В. А. ХОХЛОВА *Св. -Магнитные звезды (Труды совещания)*, Баку, 1975.
7. H. J. Wood, *The Magnetic and Related Stars*, ed. R. Cameron, 485, 1967.
8. K. Kodaira, *Ann. Tokyo Astron. Obs.*, 10, No. 4, 11 Ser., 1967.
9. К. И. КОЗЛОВА, *Изв. САО АН СССР (Астрофиз. исследования)*, 2, 18, 1970.
10. Р. Н. КУМАЙГОРОДСКАЯ, *Изв. САО АН СССР (Астрофиз. исследования)*, 2, 26, 1970.
11. Т. А. РЯБЧИКОВА, *Изв. КрАО*, 45, 146, 1972.
12. Т. Н. КУМАЙГОРОДСКАЯ, Н. М. ЧУНАКОВА, *Астрофизика*, 9, 608, 1973.
13. Р. Н. КУМАЙГОРОДСКАЯ, Н. М. ЧУНАКОВА, *Изв. САО АН СССР*, 7, 3, 1976.
14. Р. Н. КУМАЙГОРОДСКАЯ, Н. М. ЧУНАКОВА, *Сообщ. САО АН СССР*, № 10, 1973.
15. S. C. Wolff, *Ap. J., Suppl. ser.*, 15, 21, 1967.
16. D. F. Gray, I. C. Evans, *Ap. J.*, 182, 147, 1973.
17. Ю. В. ГлазOLEВСКИЙ, *Астрон. ж.*, 43, 73, 1966.
18. Ю. В. ГлазOLEВСКИЙ, *Труды Астрофиз. ин-та АН КазССР*, 7, 57, 1966.
19. В. М. ЛЯБИМ, *Астрон. ж.*, 44, 1224, 1967.
20. M. Gerbaldi, V. Hauck, N. Morguleff, *Astron. Astrophys.*, 30, 105, 1974.
21. D. Mihalas, *Ap. J., Suppl. ser.*, No. 114, 13, 1-50, 1966.
22. K. D. Rakosch, R. Sexl, W. W. Weiss, *Astron. Astrophys.*, 31, 441, 1974.

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 12

НОЯБРЬ, 1976

ВЫПУСК 4

ОБ ЭЛЕКТРОННОЙ КОНЦЕНТРАЦИИ В ФОТОСФЕРАХ ЗВЕЗД F-G-K

Р. А. ЕПРЕМЯН

Поступила 13 мая 1976

По результатам измерения эквивалентных ширины (W_λ) линий поглощения 2755 Fe II и 2967 Fe I в спектрах более 60 звезд классов F0—K2 (рис. 1 и 2), коротковолновые спектральные снимки которых были получены с помощью космической обсерватории «Орион-2», построена эмпирическая зависимость между величиной $Q = W_\lambda(2755)/W_\lambda(2967)$ и спектральным классом звезды (рис. 3). В свою очередь эта зависимость используется для нахождения электронной концентрации (n_e) в фотосферах звезд F0—K2 (табл. 1). При этом n_e оказалась быстро уменьшающейся величиной при переходе от F0 к поздним классам (рис. 4).

Поведение линий поглощения Fe I и Fe II в звездных спектрах изучено достаточно хорошо. Известно, например, что линии Fe I появляются уже в спектрах поздних классов В, затем постепенно усиливаются с переходом в классы А, F и G, достигая максимума в классе К [1—4]. Качественно почти также ведут себя линии Fe II; они появляются у средних классов В, быстро возрастают по интенсивности у А и, достигая максимума у средних F, опять уменьшаются в классах G и К [1, 5, 6].

Все это относится, однако, к линиям поглощения, находящимся в оптическом диапазоне спектра длинее 3500 Å. Кроме того, поведение отдельных линий, в силу разных причин, может отклоняться от этой общей картины.

В связи с появлением первых результатов ультрафиолетовых спектральных наблюдений звезд во внеатмосферных условиях, поиски закономерностей в поведении той или иной группы коротковолновых линий поглощения в спектрах звезд разных классов должны представлять определенный интерес. Это относится, в частности, к линиям Fe I и Fe II, которых особо много в ультрафиолетовой области звездных спектров. Ранее была сделана такого рода попытка на основе наблюдательного материала, полученного с помощью космической обсерватории «Орион-2». При этом

для анализа было выбрано по одной ультрафиолетовой линии поглощения Fe I и Fe II, а именно, 2967 Fe I (резонансная линия) и 2755 Fe II, и определены их эквивалентные ширины W_λ в спектрах более 60 звезд спектральных классов от F0 до K2; эти данные приведены в [7]. На рисунках 1 и 2 эти же данные представлены в виде графической зависимости W_λ от спектрального класса.

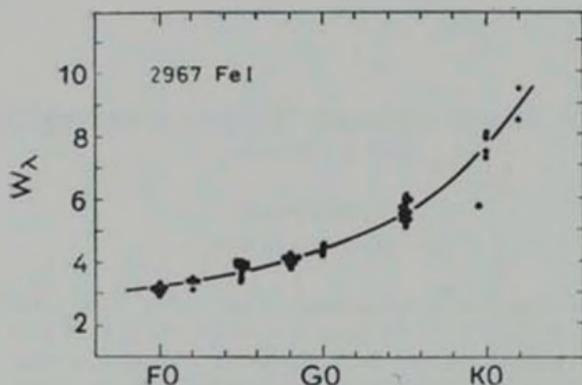


Рис. 1 Эмпирическая зависимость между эквивалентной шириной линии поглощения 2967 Fe I и спектральным классом звезды по данным «Ориона-2».

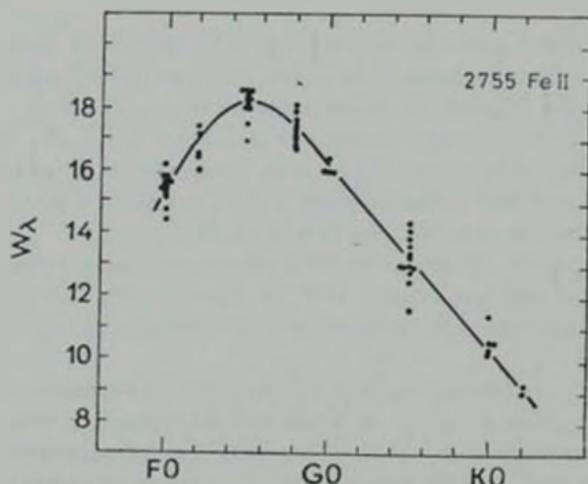


Рис. 2 Эмпирическая зависимость между эквивалентной шириной линии поглощения 2755 Fe II и спектральным классом звезды по данным «Ориона-2».

Следует отметить, что из-за невысокого спектрального разрешения спектральных снимков, полученных с помощью «Ориона-2», указанные ли-

нии, в особенности 2755 Fe II, не были выделены в спектрах изученных нами звезд в чистом виде; они оказались блендированными другими слабыми линиями поглощения. Но выбранные нами линии 2967 Fe I и 2755 Fe II обладают как раз тем преимуществом, что находящиеся в близком соседстве с ними линии поглощения принадлежат почти целиком нейтральному железу в первом случае и ионизованному железу во втором. Благодаря этому, эти линии, вернее, бленды, дают нам некую обобщенную информацию об относительном содержании нейтрального и ионизованного железа соответственно в фотосфере данной звезды. Тот факт, что поведение линий 2967 Fe I и 2755 Fe II вдоль спектральной последовательности, как следует из рис. 3, оказалось не противоречащим тому, что мы имели для линий поглощения Fe I и Fe II в оптическом диапазоне, может служить подтверждением правильности этих рассуждений.

Обращает на себя внимание довольно четко выраженный вид зависимости W_{λ} от спектрального класса для обеих линий. Это обстоятельство можно использовать, как нам кажется, для нахождения электронной концентрации n_e в фотосферах звезд классов F—K по величине Q — отношению эквивалентных ширины указанных линий, то есть

$$Q = \frac{W(2755 \text{ Fe II})}{W(2967 \text{ Fe I})} \quad (1)$$

В отличие от эффективной температуры, величины которой для звезд того или иного спектрального класса мы знаем достаточно хорошо, наши представления об электронной концентрации в фотосферах звезд промежуточных классов менее уверенны и поэтому всякая новая попытка по ее нахождению может представить определенный интерес.

Использование Q для определения n_e будет обладать, в частности, тем преимуществом, что в этом случае автоматически исключаются систематические ошибки при измерении эквивалентных ширины упомянутых линий (бленд), величины которых и без того кажутся нам несколько завышенными.

Исходным положением в предлагаемом методе определения электронной концентрации в фотосферах звезд классов F—K является условие ионизационного равновесия между нейтральными и ионизованными атомами железа, которое на заданной оптической глубине пишется в следующем виде:

$$n_1 \int_0^{\infty} \alpha_{\lambda} \frac{4\pi B_{\lambda}(T)}{h\nu} d\nu = n^+ n_e \beta_{\lambda}, \quad (2)$$

где n_1 и n^+ — концентрации нейтральных и ионизованных атомов железа; n_e — электронная концентрация; α_{λ} и β_{λ} — коэффициенты непре-

равного поглощения и рекомбинации; ν_0 — частота ионизации железа; $B_\nu(T)$ — функция Планка при температуре T на данной глубине в фотосфере.

Умножая обе части (2) на dt (оптическая толщина внутри линии поглощения) и интегрируя от 0 до ∞ , найдем:

$$N_1 \int_0^{\infty} \alpha_\nu \frac{4\pi B_\nu(T_e)}{h\nu} d\nu = N^+ n_e a_{11}, \quad (3)$$

где N_1 и N^+ — полное количество поглощающих атомов и ионов железа соответственно; $B_\nu(T_e)$ — функция Планка при некоей эффективной (средней) температуре T_e , а n_e теперь будет означать среднюю электронную концентрацию тех слоев фотосферы, где формируется рассматриваемая линия поглощения.

Из (3) имеем:

$$\frac{N^+}{N_1} = \frac{4\pi}{a_{11} n_e} \int_0^{\infty} \alpha_\nu \frac{B_\nu(T_e)}{h\nu} d\nu. \quad (4)$$

Эквивалентные ширины линий 2755 Fe II и 2967 Fe I, как следует из рисунков 1 и 2, довольно велики — больше 10 Å в первом случае и от 3 Å до 10 Å во втором. Поэтому будем иметь в обоих случаях для кривой роста: $W_\lambda \sim \sqrt{N}$, где N — полное число атомов (ионов), принимающих участие в образовании данной линии поглощения. Величину N , то есть число атомов, находящихся на данном возбужденном уровне, мы не можем определить: для этого нужно будет решить систему из большого числа уравнений, содержащих большое количество неизвестных атомных параметров. Но мы знаем, что N пропорционально N_1 при возбуждении линии 2967 Fe I и пропорционально N^+ при возбуждении 2755 Fe II. Поэтому мы можем написать:

$$\frac{N^+}{N_1} \sim \frac{W^2(2755)}{W^2(2967)} \sim Q^2. \quad (5)$$

Из (4) и (5) имеем, после интегрирования и при допущении $\alpha_\nu \sim (\nu_0/\nu)^2$:

$$n_e = C \frac{T_e}{Q^2} e^{-\frac{\nu_0}{T_e}}, \quad (6)$$

где поставлено $\nu_0 = 1.91 \cdot 10^{15} \text{ сек}^{-1}$ для Fe I, а C — некоторая постоянная.

Соотношение (6) можно использовать для нахождения электронной концентрации в фотосфере той или иной звезды по известной из наблюдений величине Q . Однако для этого необходимо сперва найти числовое значение постоянной C .

Величину C мы можем определить, применяя соотношение (6) в отношении Солнца. Имеем для него: $T_e = 5840$ К, $n_e \approx 10^{13}$ см $^{-3}$, что соответствует эффективной оптической толщине фотосферы $\tau \sim 0.2$ [8], и $Q = 3.10$ из рис. 3 для звезды класса G2. По этим данным найдем из (6) $C = 1.20 \cdot 10^{17}$. Тогда окончательно соотношение (6) примет следующий вид:

$$n_e = 1.20 \cdot 10^{17} \frac{T_e}{Q^2} e^{-\frac{0.2290}{T_e}} \text{ см}^{-3}. \quad (7)$$

Эта формула была использована нами для определения электронной концентрации n_e в фотосферах звезд классов F0—K2: результаты представлены в табл. 1, где значения T_e взяты из [8] (после соответствующей интерполяции), а Q — из рис. 3. С целью получения наглядного представления об изменении n_e в зависимости от спектрального класса, эти же результаты представлены в графическом виде на рис. 4.

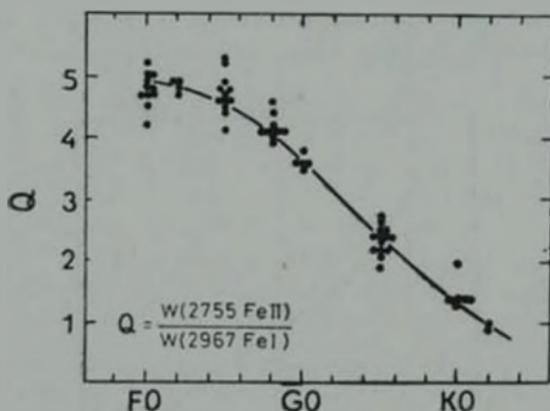


Рис. 3. Зависимость параметра $Q [= W(2755 \text{ Fe II}) / W(2967 \text{ Fe I})]$ от спектрального класса (по данным рис. 1 и 2).

Классы светимости звезд, использованных в нашем анализе [7], в большинстве случаев не удалось установить, но сверхгигантов среди них нет. Поэтому представленная на рис. 4 зависимость n_e от спектра в среднем должна относиться к звездам главной последовательности. Заметим, что возможное уточнение нормировки (нуль-пункта) приводит к параллель-

Таблица 1
 ЭЛЕКТРОННАЯ КОНЦЕНТРАЦИЯ n_e В ФОТОСФЕРАХ ЗВЕЗД F0—K2, НАЙДЕННАЯ С ПОМОЩЬЮ ЛИНИЙ ПОГЛОЩЕНИЯ 2755 Fe II И 2967 Fe I [МЕТОД «Q». ФОРМУЛА (7)]

Спектр. класс	T, K	Q	n_e см ⁻³
F 0	7400	4.80	$14.7 \cdot 10^{13}$
F 2	7000	4.85	6.7 "
F 4	6700	4.75	3.7 "
F 6	6450	4.50	2.3 "
F 8	6250	4.10	1.7 "
G 0	6030	3.60	1.25 "
G 2	5840	3.10	1.00 "
G 4	5600	2.65	0.66 "
G 6	5400	2.20	0.51 "
G 8	5150	1.75	0.32 "
K 0	4900	1.40	0.22 "
K 2	4650	1.00	0.15 "

ному перемещению кривой на рис. 4 вдоль оси n_e . Что касается дисперсии в величинах n_e вокруг средней кривой на рис. 4, то некоторое качественное представление об этом дает степень разброса точек на рис. 3.

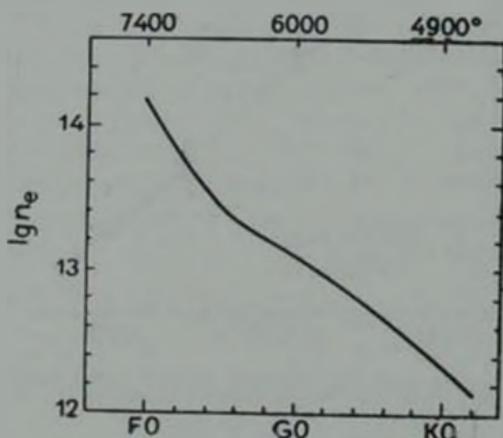


Рис. 4. Найденная методом «Q» зависимость электронной концентрации в фотосферах звезд промежуточных типов (F0—K2) от спектрального класса.

Правомерность применения формулы (7) для рассмотренных классов звезд определяется тем, в какой мере относительное распределение или

степень возбуждения атомов (ионов) по энергетическим состояниям в случае, например, звезд F0 или K2, соответствует тому, что мы имеем у звезд класса G2, по которому осуществлено нормирование соотношения (6). С этой точки зрения примененный нами метод «Q», конечно, не является достаточно строгим и последовательным. Однако, имея в виду, что эффективные температуры звезд F0 и G2 с одной стороны, и звезд K2 и G2 с другой отличаются друг от друга не очень сильно, такое допущение, по-видимому, можно считать приемлемым. Вместе с тем, найденные значения n_e для звезд классов F0 и K2 отличаются друг от друга очень сильно — в сто раз.

Других определений электронной концентрации в фотосферах звезд классов F0—K0 имеется немного, во всяком случае, все известные нам данные собраны в табл. 2 наряду с нашими результатами (второй столбец, метод «Q»). Исходным в методе «P», рассмотренном Аллером [9], является нахождение электронного давления в фотосфере звезды путем построения ее теоретической модели. В методе «Mg», примененном Р. С. Асатрянном [10], используется наблюдаемое отношение интенсивностей линий поглощения 2800 Mg II и 2852 Mg I.

Таблица 2

ЭЛЕКТРОННАЯ КОНЦЕНТРАЦИЯ n_e В ФОТОСФЕРАХ ЗВЕЗД
КЛАССОВ F0—K2, НАЙДЕННАЯ РАЗНЫМИ МЕТОДАМИ

	n_e (см ⁻³)				
	Метод «Q»	Метод «P» [9]	Метод «Mg» [10]	Метод «H» [11]	Метод «Fe» [12]
F 0	14.7 · 10 ¹²	8.0 · 10 ¹²	1.50 · 10 ¹²	8.5 · 10 ¹²	—
F 2	6.7 "	5.0 "	0.80 "	5.6 "	4.5 · 10 ¹²
F 5	3.0 "	2.8 "	0.40 "	2.7 "	0.8 "
G 0	1.25 "	1.20 "	0.07 "	—	—
G 5	0.60 "	0.66 "	0.07 "	—	—
K 0	0.22 "	0.46 "	0.07 "	—	—

Электронная концентрация в фотосферах звезд ранних классов — ранее F5 была найдена И. М. Копыловым [11] с помощью водородных линий (по формуле Инглиса-Теллера и по эквивалентным ширинам водородных линий); его результаты (усредненные) для звезд F0, F2 и F5 также приведены в табл. 2 (метод «H»). Наконец, А. А. Боярчук [12] нашел n_e для трех звезд класса F с помощью формулы Саха и по эквивалентным ширинам группы линий Fe I и Fe II, находящимся в оптическом диапазоне спектра (длиннее 3850 Å); его результаты для двух звезд типа F2 и F5 приведены в последнем столбце табл. 2.

Сопоставляя данные, приведенные в табл. 2, мы видим, что наилучшее согласие между величинами n_e для звезд F0—K0 имеет место в методах «Q» и «P». Для звезд же F0—F5 почти все методы дают одинаковые по порядку величины значения для n_e . Исключение составляет метод «Mg»: в этом случае n_e оказалось заниженным почти на порядок. Трудно дать однозначный ответ о причине такого расхождения. Однако не исключено, что оно в какой-то мере может оказаться и реальным. Например, если линии магния формируются в поверхностных слоях фотосферы, а линии железа — в глубинных, то средняя величина n_e окажется соответственно меньше в первом случае и больше во втором. По-видимому, в действительности так оно и есть; ведь относительное содержание железа в звездных атмосферах примерно в десять раз меньше, чем атомов магния [13] и, стало быть, для формирования линии поглощения железа той же силы, что и линии магния, нужно, при прочих равных условиях, «забраться» значительно глубже в фотосферу, где концентрация электронов выше.

А вообще метод «Q» тоже имеет свои «странности», вызванные прежде всего тем, что сами линии 2967 Fe I и 2755 Fe II формируются, оказываясь, на разных глубинах в фотосфере звезды. Действительно, воспользовавшись формулой ионизации (2), находим, что при $T_e \sim 6000^\circ\text{K}$ имеет место условие $n^+ \sim n_1$, то есть, концентрация ионов и нейтральных атомов железа в фотосферах рассмотренных нами классов звезд должна быть примерно одинакова. Тогда отношение оптических толщ в центрах линий 2967 Fe I и 2755 Fe II должно быть приблизительно пропорционально отношению их сил осцилляторов g_l , которое равно, согласно [14], $0,51:29 \approx 1:50$. Отсюда следует, что область формирования 2967 Fe I простирается значительно глубже в фотосфере, чем область формирования 2755 Fe II. Вследствие этого величина Q окажется искусственно заниженной по сравнению с той, что мы должны были бы иметь для области формирования 2755 Fe II. Но Q находится в знаменателе формулы (7) и поэтому занижение Q приведет к завышению n_e . Отсюда вывод: метод «Q» дает верхний предел величины электронной концентрации в фотосферах звезд.

Из сказанного следует, что сопоставление между собой данных, найденных разными методами, не всегда будет правильным и что расхождение в величинах n_e действительно могут оказаться реальными, так как они относятся к разным слоям фотосферы.

Несмотря на свои недостатки, метод «Q» и вытекающая из него зависимость n_e от спектрального класса (рис. 4) позволяют, по крайней мере, составить некоторое представление о самом характере поведения электронной концентрации в фотосферах звезд промежуточных спектральных классов — от F0 до K2. А этот характер получается вполне определенный: n_e уменьшается, причем довольно сильно — на два порядка — при переходе от звезд F0 до K2. Для сравнения отметим, что согласно данным И. М. Копылова [11] электронная концентрация в фотосферах звезд классов

O5—F0 главной последовательности почти постоянная, со слабо выраженной тенденцией уменьшения при переходе от O5 до F0). Уверенное и довольно быстрое (десятикратное) уменьшение n_e наблюдается при переходе от класса O5 до A0 только у звезд -сверхгигантов.

Таким образом, общая картина изменения электронной концентрации в фотосферах звезд главной последовательности выглядит следующим образом: электронная концентрация наибольшая ($\sim 10^{14}$ см $^{-3}$) в фотосферах звезд O5, затем она падает непрерывно с переходом к звездам поздних типов. Однако сам градиент падения электронной концентрации от спектрального класса не постоянен: он очень мал в первой половине главной последовательности — в промежутке O5—F0 и очень большой во второй половине — в классах от F0 до K2 и позднее.

Автор выражает свою искреннюю благодарность профессору Г. А. Гурзядяну за постоянное внимание и ценные советы при выполнении настоящей работы.

Гарнийская лаборатория
космической астрономии

ON THE ELECTRON CONCENTRATION IN THE PHOTOSPHERES OF F-G-K TYPE STARS

R. A. EPREMYAN

An empirical relationship between the parameter $Q [= W(2755 \text{ Fe II}) / W(2967 \text{ Fe I})]$ and spectral class is derived (Fig. 3) using the equivalent width data for absorption lines 2755 Fe II and 2967 Fe I obtained from the „Orion-2” shortwave spectral images of more than 60 F0—K2 type stars. With the help of Q , on the other hand, the electron concentration (n_e) in the photospheres of the F0—K2 stars is obtained (Table 1). The electron concentration is large in F0 stars and falls quickly in stars of late types (Fig. 4). The comparison of the obtained results with the data of other authors is given.

ЛИТЕРАТУРА

1. W. W. Morgan, Ap. J., 77, 291, 1933.
2. W. W. Morgan, Publ. Yerks. Obs., 7, 133, 1935.
3. S. van Dijke Beatty, Ap. J., 113, 93, 1951.
4. A. D. Thackeray, M. N., 109, 436, 1949.
5. J. A. Hynek, Ap. J., 82, 338, 1935.
6. C. T. Elvey, Ap. J., 79, 263, 1934.
7. Р. А. Епрмян, Сообщ. Бюраканской обс., 48, 137, 1976.

8. *W. C. Allen*, *Astrophysical Quantities*, 3th Edition, The Athlone Press, London.
9. *L. H. Aller*, *Stellar Atmospheres*, Ed. Greenstein, Chicago, 1961, p. 232.
10. *Р. С. Асатрян*, Сообщ. Бюраканской обс., 48, 187, 1976.
11. *И. М. Копылов*, Изв. КрАО, 26, 232, 1961.
12. *А. А. Боярчук*, Изв. КрАО, 26, 287, 1961.
13. *А. Аллер*, Распространенность химических элементов, ИЛ, М., 1963.
14. *Ч. Корлисс*, У. Бозман, Вероятности переходов и силы осцилляторов 70 элементов, Мир, М., 1968.

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 12

НОЯБРЬ, 1976

ВЫПУСК 4

ГАЛАКТИКИ С УЛЬТРАФИОЛЕТОВЫМ КОНТИНУУМОМ. IX

Б. Е. МАРКАРЯН, В. А. ЛИПОВЕЦКИГ

Поступила 10 июня 1976

Приводится IX список галактик, обладающих избыточным ультрафиолетовым излучением. Список содержит данные для 98 галактик. У 64 из них было обнаружено или заподозрено присутствие эмиссионных линий в спектре. У объектов № 817, 841, 849 и 876 можно уверенно предсказывать присутствие сейфертовских особенностей, а у объектов № 830, 845, 854 и 871 их можно ожидать. У объектов № 813 и 877 уверенно предсказывается природа квази звездных объектов (QSO).

Настоящий IX список является непосредственным продолжением предыдущего VIII списка галактик с ультрафиолетовым континуумом [1]. Поэтому все замечания, приведенные в тексте к VIII списку в полной мере относятся и к настоящему. Отметим, тем не менее, что вся методика наблюдений, поиска, изучения спектров, отбора галактик и определение их характеристик, так же, как и все обозначения в списке, описанные в предыдущих статьях этой серии [2, 3], остались без изменений.

В этом списке приведены данные для 98 галактик, находящихся в основном, в области, заключенной между координатами: $\alpha = 13^{\text{h}}58^{\text{m}} - 17^{\text{h}}49^{\text{m}}$ и $\delta = +6^{\circ} - +65^{\circ}$.

Из 98 приведенных в таблице галактик 54 отнесены к типам s и sd, т. е. обладают конденсированным, звездообразным континуумом, а остальные 44 отнесены к типам d и ds, т. к. имеют диффузный континуум. Из приведенных в настоящем списке галактик у 64 было обнаружено или заподозрено присутствие эмиссионных линий.

Выполненные нами спектральные исследования с помощью объективных призм позволяют предсказать присутствие широких эмиссионных линий у восьми объектов: № 817, 830, 841, 845, 849, 854, 871 и 876. При этом наличие сейфертовских особенностей у четырех из них: № 817, 841, 849 и 876 предсказываются совершенно уверенно.

СПИСОК ГАЛАКТИК С УЛЬТРАФИОЛЕТОВЫМ КОНТИНУУМОМ. IX.

№	Галактика	Координаты		Размеры	m_{F}	Спектральный тип
		α_{1950}	δ_{1950}			
1	2	3	4	5	6	7
798	—	13 ^h 58 ^m 0	+ 9°09'	10"	15 ^m	s2e:
799	5430	59.1	59 33	48×30	15.5+14.5	sd 2e - ds 3e
800	5414	59.6	10 11	24×14	13.5	d3
801	—	59.7	16 13	8	16.5	s2
802	3-36-34	14 01.4	15 06	18×16	15	ds2e
803	2-36-31	02.4	12 57	12×9	15	sd2e
804	2-36-39	03.5	13 01	7	16	d3e
805	3-36-71	08.0	16 35	10	15.5	s3e:
806	5500	08.4	49 47	24×18	14	ds2e:
807	—	13.3	59 11	8	16.5	sd2e
808	—	16.6	17 58	7	16.5	s2e
809	5591	20.2	13 57	20×10+7	15.5+16.5	s2e + sd 2e:
810	10-21-1	21.2	60 10	12	15	sd2e:
811	—	22.9	54 38	9×7	16.5	ds3
812	—	23.0	57 23	11×8	15	d3e:
813**	—	24.9	20 03	7	15.5	s1e:
814	5657	28.5	29 24	26×18	14.5	d3
815	—	30.3	53 01	10	15.5	s3e:
816	—	31.7	53 00	8	16.5	s2e:
817*	—	34.9	53 01	12×10	14	s1e
818	—	37.2	47 31	8	16	ds3
819	—	37.4	13 15	10	16.5	d2
820	—	37.9	31 43	10	15	d3
821	—	38.3	16 51	7	16	ds3e:
822	—	43.8	16 18	13	15	s3e
823	—	45.7	15 46	12	15	sd2e
824	—	45.8	21 32	12	15.5	ds2e:
825	—	48.0	50 57	12	15	ds3
826	9-24-43	48.4	52 36	13×9	15	d.3
827	7-30-68 _n	48.8	42 55	24×12	15	ds3e:
828	7-30-68 _n	48.9	42 58	12×8	15.5	d3
829	6-33-2	48.9	35 47	14×12	14.5	sd2e
830*	—	49.1	53 51	6	16	s1
831	—	53.5	55 44	8	16	d3e:
832	5807	54.7	64 07	12	15	sd2e

Таблица 1 (продолжение)

1	2	3	4	5	6	7
833	—	14 ^h 56 ^m 0	35° 23'	9"	16 ^m	sd2
884	8-27-42	56.9	45 05	24×16	13.5	sd3e:
835	—	57.8	13 32	7	16.5	sd3e:
836	10-21-41	57.9	61 24	12×8	15.5	d3e:
837	—	59.2	16 55	13·10	15	sd2e:
838	3-38-72	59.5	15 16	18×12	15	da3e
839	14-7-14	15 00.0	83 44	20×14	14	s2e:
840	—	01.6	14 43	7	16	s2
841*	—	01.6	10 38	11	14	s1e
842	2-38-39	03.6	12 56	20·11	15.5	s3e:
843	—	04.4	56 37	11	15.5	d2b:
844	—	04.4	43 54	7	16.5	d2
845*	9-25-22	06.1	51 40	20×9	15.5	s1e:
846	—	07.1	52 39	12	15	da3
847	10-22-6	12.3	58 42	18×12	15	d2e:
848	—	16.2	42 55	10	15	da3a
849*	—	17.7	28 45	6	17	s1
850	—	18.0	31 48	7	16.5	s2
851	—	19.6	6 02	12	15	sd3e:
852	2-39-27	21.0	12 51	10	16	da2
853	5926	21.05	12 52	18·15	14	d3e:
854*	—	24.6	43 34	6	17.5	s1
855	—	25.9	15 33	12·10	15.5	s3
856	—	28.0	14 52	9×7	15.5	sd2e
857	—	29.7	41 58	6×5	17	ds2e:
858	—	31.2	14 49	18×12	15.5	sd3e
859	—	34.6	49 45	11	15.5	d3e:
860	4-37-16+17	37.3	25 06	18·15+8×6	15.5+16	sd 2e + da 3e:
861	1141*	47.5	12 33	20	15	sd3
862	6006	50.6	12 10	16×12	15	da3
863	—	54.0	9 13	12	15	sd2e
864	—	56.2	26 00	6	16.5	s2
865	—	56.9	58 18	11	15	s1e
866	10-23-14	58.8	59 37	13	14.5	s2
867	—	16 00.0	26 28	7	16	sd2
868	—	02.2	10 05	12	15.5	d3
869	—	04.0	65 30	12	15	d3

Таблица 1 (продолжение)

1	2	3	4	5	6	7
870	—	16 ^h 04 ^m 6	+ 10 52	16" × 12"	16 ^m	sd3e:
871*	1198*	06.3	12 28	20 × 15	15	*2e:
872	--	06.7	19 58	11	15.5	ds3e:
873	3-41-142	08.6	18 06	11	16.5	s2e:
874	10-23-38	10.9	60 43	14 8 × 12 8	15-16	sd 2e: + d 2
875	10-23-41	11.2	58 01	9	16	ds3e:
876*	—	13.6	55 50	9	15.5	s1e
877**	—	17.9	17 32	7	15.5	s1e:
878	6-36-34	19.3	36 10	10	15.5	d3e:
879	—	20.9	38 29	10	15.5	ds1e
880	—	21.2	40 36	12 × 9	15.5	d2
881	7-34-28	24.2	40 28	14 × 10	14.5	d3
882	—	25.8	39 12	11 × 7	16	d3
883	4-39-8	27.8	24 32	10	15.5	s2e
884	—	29.6	20 31	16 × 12	15	sd2e
885	11-20-16	29.7	67 30	13	15	ds3e
886	—	33.1	17 52	11	15.5	ds2e:
887	7-34-130	38.8	39 25	18 × 14	15	s3
888	—	42.3	20 01	12	15	s3e:
889	—	52.1	57 32	8	16	d3e
890	627 _L	55.0	63 20	12 × 7	15.5	ds2
891	—	57.5	57 37	10 × 8	16	sd2e
892	—	17 05.6	60 46	12 × 9	16	d3
893	—	14.4	60 16	6	16.5	ds2
894	—	16.3	30 12	10	16.5	ds2e
895	—	48.6	23 09	25 × 10	16	s3e

Примечания к списку

- 798 — Сферическая компактная галактика. Имеет слабый спутник 18^m на NW.
- 799 — Пара взаимодействующих спиральных галактик, юго-восточная, более слабая, обладает более сильным УФ-континуумом. Holm 569.
- 800 — Овальной формы, вытянута по δ.
- 801 — На прямых снимках практически не отличается от звезд, но заметно уступает по интенсивности спектра.
- 802 — Сфероидальная галактика с резкими границами. На юго-востоке и северо-западе слабые образования типа выбросов. В спектре четко наблюдается H_α.
- 803 — Сфероидальная, вытянута по направлению NW—SE. Южный компонент двойной системы.
- 804 — Ядро пекулирной спиральной галактики с перемычкой. Holm 583.

- 805 — Ядро спиральной галактики, наблюдаемой с ребра. Вытянута почти по δ .
- 806 — Ядерная область сферондальной галактики с обширной оболочкой.
- 807 — Сферическая со слабой оболочкой. Обладает слабым звездообразным ядром.
- 808 — Сферическая, компактная. В спектре наблюдается H_{α} .
- 809 — Пара взаимодействующих пекуляриных галактик. Западный компонент более яркий и обладает конденсированным звездообразным ядром.
- 810 — Сферическая со слабой протяженной оболочкой.
- 811 — Сферондальная, на вид компактная.
- 812 — Сферондальная, с двумя короткими отростками вдоль большой оси.
- 813 — На прямых снимках совершенно звездообразная, но слегка уступает звездам по интенсивности спектра. Распределение энергии в спектре типично для QSO. Весьма вероятно, что имеет широкие эмиссионные линии. Скорее всего, это близкий QSO, а не обычная галактика.
- 814 — Центральная часть спиральной галактики с перемычкой.
- 815 — Сферическая, компактная, со значительной оболочкой. Можно заподозрить наличие звездообразного ядра низкой светимости.
- 816 — Сферическая, очень компактная, почти неотличима от звезд, но конденсирована слабо.
- 817 — Сферондальная, очень конденсированная галактика со структурной оболочкой. Не вызывает сомнения наличие сейфертовских особенностей.
- 818 — Сферондальная галактика со слабым выбросом на севере.
- 819 — Сферическая и компактная, но диффузная.
- 820 — Сферондальная галактика с оболочкой, мало конденсирована.
- 821 — Сферическая, компактная, но слабо конденсированная.
- 822 — Сферическая, с обширной оболочкой. В целом красная. Имеет конденсированное звездообразное ядро.
- 823 — Пара сферондальных неразделенных галактик.
- 824 — Компактная сферическая галактика с небольшой короной. Имеет слабые спутники.
- 825 — Сферическая галактика. Возможно, что имеет слабое звездообразное ядро.
- 826 — Сферондальная галактика со слабой струей на юге, вытянута по δ .
- 827 — Спиральная галактика со слабым спутником на юго-востоке. Holm 683.
- 828 — Овальная, составляет пару с № 827. Holm 683.
- 829 — Сферондальная галактика с двумя короткими отростками — выбросами, направленными в противоположные стороны. Четко наблюдаются эмиссионные линии H_{α} , ($N_1 + N_2 + H_{\beta}$) и, вероятно, λ 3727. II Zw 70 [4, 5].
- 830 — Сферическая, очень компактная и конденсированная, практически не отличается от звезд на прямых снимках. Возможно присутствие широких эмиссионных линий.
- 831 — Сферическая, компактная, мало отличима от звезд. Конденсирована слабо.
- 832 — Сферическая, с обширной короной.
- 833 — Сферическая и компактная.
- 834 — Сферондальная галактика со слабой оболочкой, видимо имеет слабое звездообразное ядро.
- 835 — Сферическая, с оболочкой.
- 836 — Пекулярная спираль с одним рукавом, образующим почти кольцо.
- 837 — Сферондальный объект с выбросами — короткий на западе и широкий, протяженный на востоке.
- 838 — Овальная, по-видимому, тесная двойная.
- 839 — Пекулярная галактика сложной структуры. На севере и юге имеет два слабых спутника в контакте. Возможно, юго-восточный компонент пары.

- 840 — Звездообразная, но спектральное изображение уступает звездам по интенсивности.
- 841 — Очень конденсированная галактика, по внешнему виду почти не отличается от звезд. В спектре намечается H_2 и некоторые другие линии в синей части. Не вызывает сомнения наличие сейфертовских особенностей.
- 842 — Сферондальная. Вероятно, северный компонент пары. Holm 693.
- 843 — Сферондальная, но, может быть, иррегулярная.
- 844 — Сферондальная, компактная.
- 845 — Видимо, спиральная галактика, наблюдаемая с ребра. Не исключена возможность, что имеет широкие эмиссионные линии.
- 846 — Сферондальный объект, слегка вытянут по δ . По спектру создается впечатление, что это тесная пара.
- 847 — Пара неразделавшихся галактик в общей оболочке. Данные относятся к восточному компоненту.
- 848 — По-видимому, двойная, компоненты сферондальные, со значительными выбросами. I Zw 107 [5].
- 849 — Сферическая и весьма конденсированная, возможно имеет широкие эмиссионные линии.
- 850 — Сферическая и довольно компактная, со слабым выбросом на юге.
- 851 — Сферическая, компактного вида со слабой короной.
- 852 — Почти сферическая, компактная. VIII Zw 468, № 2. Holm 708.
- 853 — Овальная, граница с юга резкая, с севера зубцами. Имеет слабые выбросы на SE и SW. Образует пару с № 852. VIII Zw 468, № 1. Holm 708.
- 854 — Сферическая и очень компактная. Возможно, имеет широкие эмиссионные линии.
- 855 — Сферондальная с небольшим выбросом на северо-востоке.
- 856 — Сферондальная, незначительно вытянута, компактная.
- 857 — Сферондальная и очень компактная.
- 858 — Сферондальная.
- 859 — Сферическая, очень компактная галактика, по внешнему виду не отличается от звезд, неконденсированная. На юге имеет слабый выброс.
- 860 — Пара галактик, связанных тонким мостиком протяженностью $27''$. Оба компонента сферондальные, западный имеет выброс к югу.
- 861 — Ядро пекулярной галактики, на которую, по-видимому, проектируется слабая звезда. Если это так, тип—d3.
- 862 — По-видимому, тесная двойная. Компоненты расположены по δ .
- 863 — Ядро спиральной галактики с перемычкой.
- 864 — Сферическая и конденсированная, едва отличима от звезд.
- 865 — Сферическая, конденсированная галактика со слабыми выбросами на западе. В спектре наблюдается H_2 и замечаются ($N_1 + N_2 + H_3$).
- 866 — Сферическая галактика со слабой оболочкой. Имеет звездообразное ядро.
- 867 — Сферическая, очень компактная. На $12''$ от нее к югу находится вторая галактика, образующая с ней пару.
- 868 — Сферическая.
- 869 — Почти сферическая, компактного вида, с нерезкими границами.
- 870 — Сферондальная, вытянута почти по δ .
- 871 — Ядро спирали с неразвитыми рукавами. К югу на расстоянии $40''$ расположена звезда 17^m , поэтому происходит маложение спектров, и тип галактики не вполне уверенный.
- 872 — Сферондальная.
- 873 — Ядро пекулярной спирали.

- 874 — Система двух—трех взаимодействующих галактик с выбросами. Восточный компонент более яркий и конденсированный.
- 875 — Сфероидальная галактика со слабой структурной оболочкой.
- 876 — Сферическая, со слабой короной, очень компактная и конденсированная. Не вызывает сомнения наличие сейфертовских особенностей.
- 877 — Звездообразный объект со спектром типичного QSO. На $11'$ к северу расположен квазар 3C 334.
- 878 — На передержанном снимке выглядит сфероидальным, видимо, структура сложная.
- 879 — С виду компактная, но мало конденсированная.
- 880 — Сфероидальная галактика, слегка вытянута по δ .
- 881 — Выглядит сферической, видимо имеет сложную структуру [6].
- 882 — Овальная, на западе слабый выброс.
- 883 — Сферическая, умеренно конденсированная галактика, с кольцеобразным выбросом на юго-западе. Наблюдается четкая H_{α} .
- 884 — Пекулярная галактика с довольно сильными эмиссиями.
- 885 — Центральная часть, по-видимому, Sa-галактики. Возможно, обладает звездообразным ядром низкой светимости.
- 886 — Сферическая, с короной.
- 887 — Галактика овальной формы, имеет слабое ядро с заметным УФ-избытком.
- 888 — Сферическая, с короной.
- 889 — Сфероидальная галактика, слегка вытянута по δ .
- 890 — Вытянутая по δ галактика с звездообразным выбросом на юге.
- 891 — Овальной формы с резкими границами. В спектре четко наблюдаются в эмиссии H_{α} и λ 3727. VII Zw 670.
- 892 — Сфероидальная, вытянута почти по δ , по-видимому, тесная двойная.
- 893 — Сфероидальная компактная галактика.
- 894 — Сфероидальный объект.
- 895 — Плоская, вытянута по направлению NE—SW. Она может быть сильно сплюснутой эллиптической галактикой или наблюдаемой с ребра ранней спирали. В спектре четко наблюдается H_{α} , изображения спектра свидетельствуют о наличии слабого звездообразного ядра. На юго-западе в контакте звезда 18^m .

Кроме этого, уверенно предсказывается природа QSO — квазизвездных объектов у № 813 и 877.

В табл. 1 номера объектов сейфертовского типа отмечены одной звездочкой, а номера квазизвездных объектов — двумя.

В заключение авторы выражают благодарность Дж. А. Степаняну за помощь при составлении настоящего списка.

Бюраканская астрофизическая
обсерватория

(специальная астрофизическая
обсерватория АН СССР)

GALAXIES WITH ULTRAVIOLET CONTINUUM. IX

B. E. MARKARIAN, V. A. LIPOVETSKY

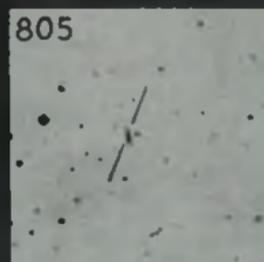
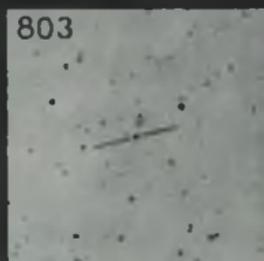
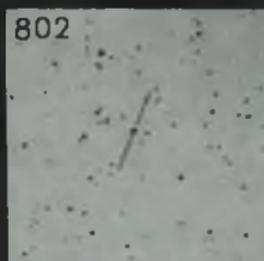
The ninth list of galaxies with ultraviolet continuum is given. The present list contains data for 98 objects. The presence of emission lines is either established or suspected among 64 of them. The presence of Seyfert characteristics can be certainly expected in the objects No. 817, 841, 849 and 876. The Seyfert characteristics can be suspected among objects No. 830, 845, 854 and 871. The QSO nature may be certainly predicted for the objects No. 813 and 877.

ЛИТЕРАТУРА

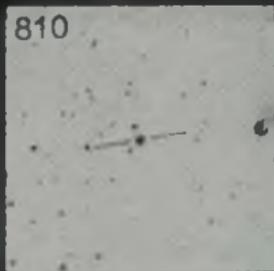
- 1 Б. Е. Маркарян, В. А. Липовецкий, *Астрофизика*, 12, 389, 1976.
- 2 Б. Е. Маркарян, *Астрофизика*, 3, 55, 1967; 5, 443, 1969; 5, 581, 1969.
- 3 Б. Е. Маркарян, В. А. Липовецкий, *Астрофизика*, 7, 571, 1971; 8, 155, 1972; 9, 487, 1973; 10, 307, 1974.
- 4 R. W. O'Connell, R. P. Kraft, *Ap. J.*, 175, 333, 1972.
- 5 W. L. W. Sargent, *Ap. J.*, 160, 405, 1970.
- 6 G. Chincarini, H. J. Rood, *A. J.*, 77, 4, 1972.

КАРТЫ ОТОЖДЕСТВЛЕНИЯ

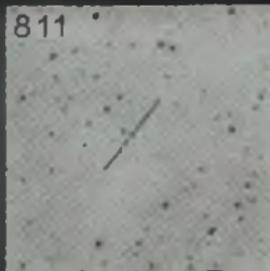
(в красных лучах). Каждая карта покрывает область $16'' \times 16''$.
Север сверху. Восток слева.



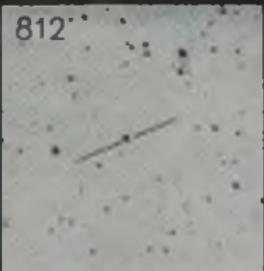
810



811



812



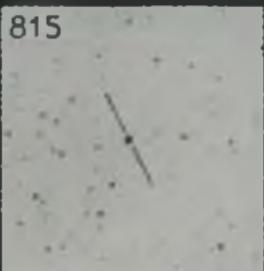
813



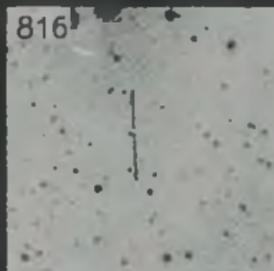
814



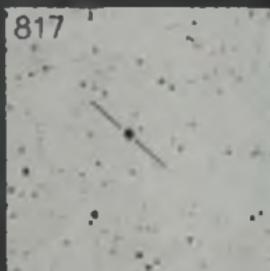
815



816



817



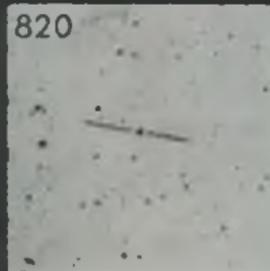
818



819



820



821



822



823



824



825



826



827, 828



829



830



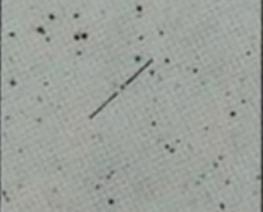
831



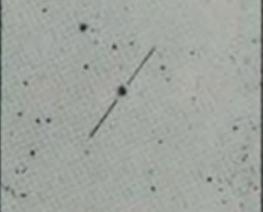
832



833



834



835



836



837



838



839



840



841



842



843



844



845



846



847



848



849



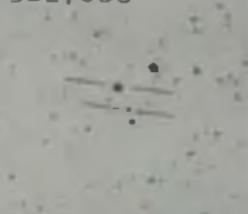
850



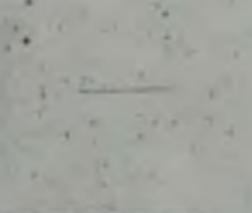
851



852, 853



854



855



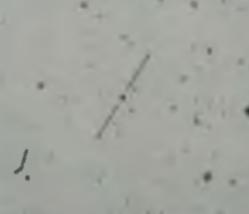
856



857



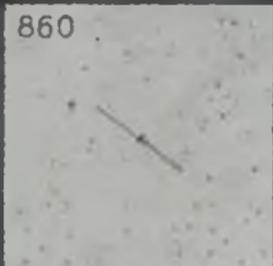
858



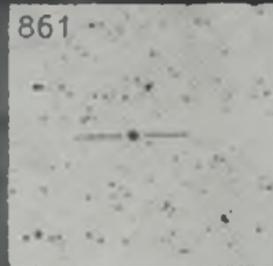
859



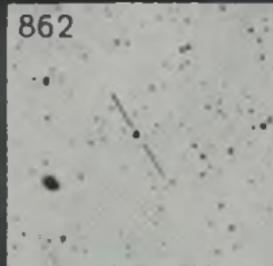
860



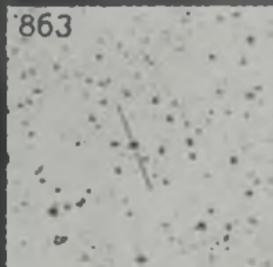
861



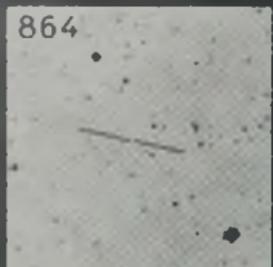
862



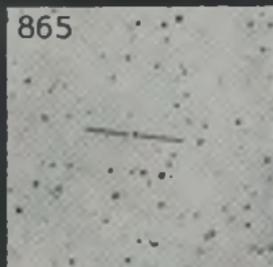
863



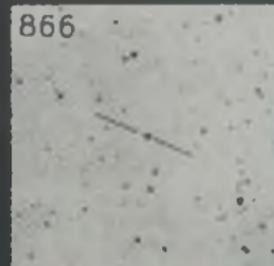
864



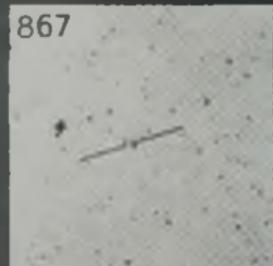
865



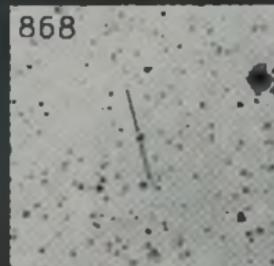
866



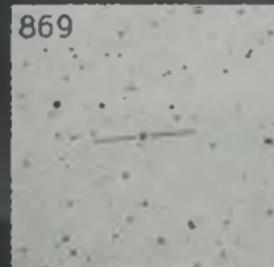
867



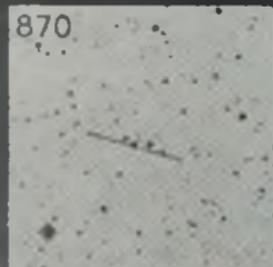
868



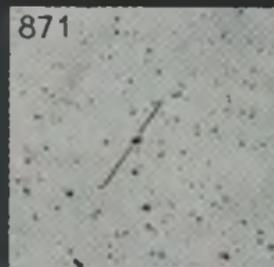
869



870



871



872



873



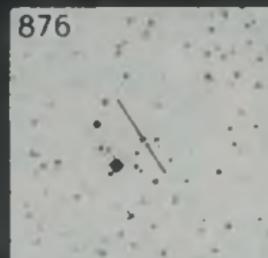
874



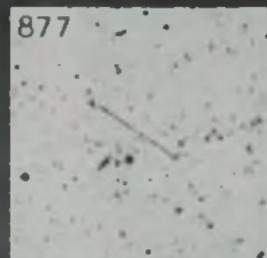
875



876



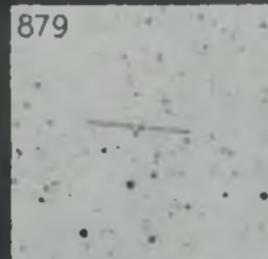
877



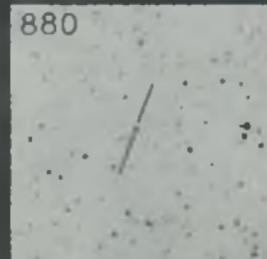
878



879



880



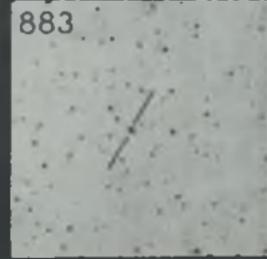
881

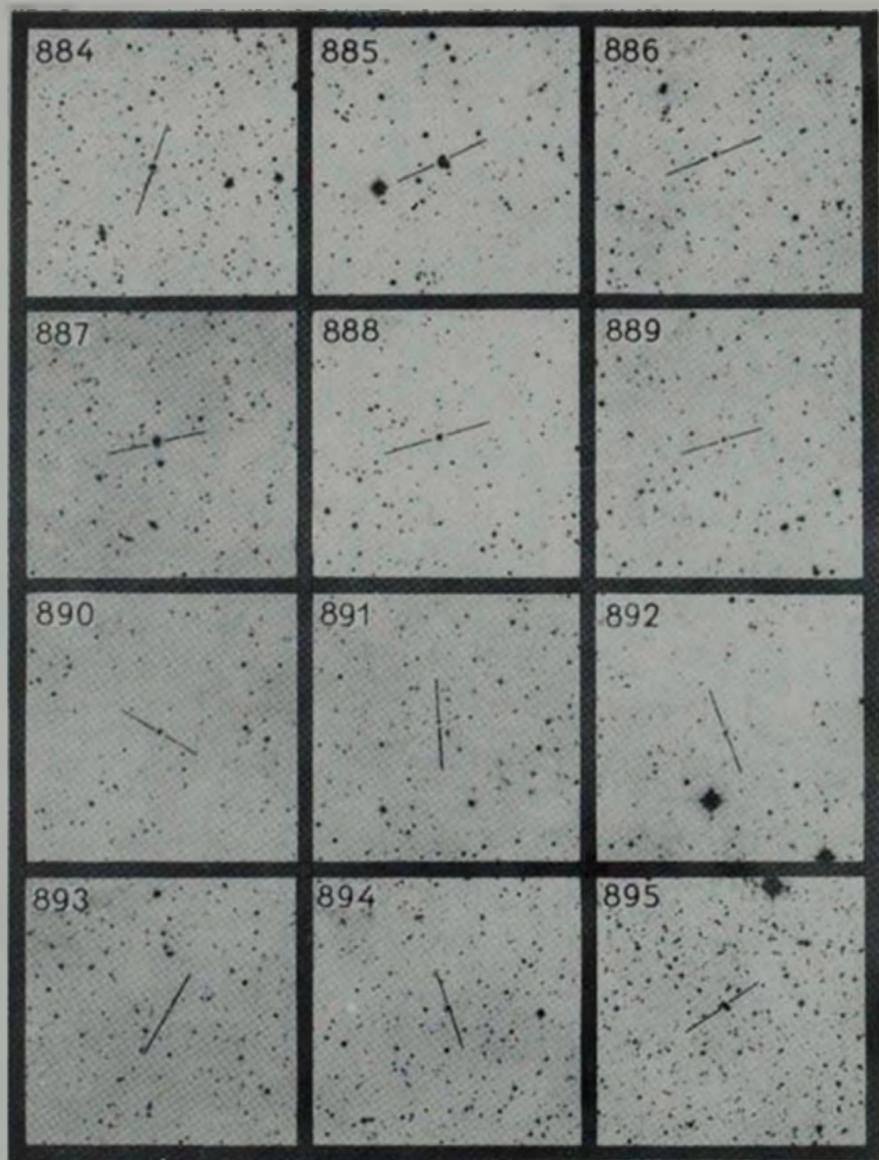


882



883





АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 12

НОЯБРЬ, 1967

ВЫПУСК 4

СПЕКТРАЛЬНЫЕ НАБЛЮДЕНИЯ ГАЛАКТИК МАРКАРЯНА. II

Э. К. ДЕНИСЮК, В. А. ЛИПОВЕЦКИЙ, В. Л. АФАНАСЬЕВ

Поступила 27 мая 1976

Приводятся результаты спектральных наблюдений 75 галактик Маркаряна из IV—VII списков. У 64 галактик обнаружены эмиссионные линии, измерены лучевые скорости и сделаны оценки относительных интенсивностей линий. У 10 галактик в красной части спектра линии отсутствуют. Один объект, Маркарян 396, имеет водородные линии поглощения (белый карлик). Объекты Маркаряна 595, 609, 622, 668, 699 и 700 обладают свойствами сейфертовских галактик. Уширенные линии наблюдаются или можно заподозрить у объектов Маркаряна 414, 584, 612, 617, 646 и 670, 684 и 693. Маркарян 586 является вероятным QSO. Исследован вопрос о нашей точности определения лучевых скоростей. Показано, что реальная погрешность составляет 60—70 км/сек.

Наблюдения. В январе—феврале 1974 г. в Астрофизическом институте АН Каз.ССР продолжались наблюдения ряда галактик Маркаряна, начатые ранее [1]. В основном наблюдались объекты из VII списка [5], кроме того, в программу наблюдений были включены некоторые галактики из IV—VI списков [21] с целью обнаружения слабых линий, подтверждения присутствия уширенных контуров и поиска линий поглощения в синей части спектра. Все наблюдения выполнены на 70-см телескопе АЗТ-8 с дифракционным спектрографом, оснащенный ЭОП УМ-92, в большинстве случаев в спектральном диапазоне $\lambda\lambda$ 5900—7700 Å, с фотографической регистрацией на пленке А-600. Спектральное разрешение составляло 5—8 Å при оригинальной дисперсии 90—160 Å/мм. Для нескольких объектов спектры снимались в диапазоне $\lambda\lambda$ 3800—5700 Å, спектральное разрешение 15—20 Å.

Всего в течение 18 ночей наблюдений (ясных или частично ясных) получено 210 спектрограмм для 94 объектов.

Результаты. Результаты наблюдений приведены в табл. 1, все обозначения остались без изменений [1]: 1—порядковый номер; 2—номер галактики в списках; 3—тип галактики; 4—фотографическая величина

на: 5—наблюдаемая лучевая скорость; 6—красное смещение, исправленное за движение Солнца; 7—абсолютная фотографическая величина, исправленная за поглощение света в Галактике ($H=75$ км/Мпс·сек); 8—размер галактики в кпс; 9—12—визуальные оценки логарифмов относительных интенсивностей эмиссионных линий; 13—контраст линии H α по отношению к непрерывному спектру.

Дополнительные сведения, касающиеся подробного описания спектров, усложняющие наблюдения, и имеющиеся в литературе данные по этим объектам приведены в примечаниях к таблице.

Отметим, что в нашей первой публикации [1] поправки в красном смещении за движение Солнца были ошибочно вычислены в новой системе галактических координат. Здесь мы приводим для всех и в том числе повторно наблюдававшихся объектов исправленные значения, вычисленные в системе каталога галактик Вокулеров [3].

Разница в поправках может достигать величины 0.0005.

Точность определения лучевых скоростей. Обычно мы приводим в результатах наблюдаемые лучевые скорости, округленные до 5 км/сек, а исправленные красные смещения до 0.0001. Как показывают исследования, реальная точность наших измерений составляет ± 30 км/сек для уверенно наблюдаемых 4—5 линий, в среднем 50—60 км/сек и может быть менее 100—150 км/сек при одиночных, слабых, уширенных линиях. В случае широких линий и блендирования полосами гидроксила ошибки могут быть еще больше. Несмотря на то, что для предварительного ознакомления со спектром объекта и вычисления абсолютных величин обычно достаточно точности 0.001, считаем целесообразным все же стремиться к получению максимальной точности определения лучевой скорости, не усложняя методики наблюдений. Практика показывает, что у большинства эмиссионных объектов собственная ширина контура линии менее 4—5 Å, поэтому точность 30—50 км/сек реальна. С другой стороны, часто возникает вопрос: является ли данная галактика членом какой-либо системы? Для этого также необходимы более точные измерения.

В табл. 2 приводятся данные о лучевых скоростях (исправленные за движение Солнца) галактик Маркаряна, имеющиеся в литературе (с точностью выше 300 км/сек), и независимые определения, выполненные в Алма-Ате с данной аппаратурой. Двоеточием отмечены значения с ошибкой определения 100 км/сек, звездочкой—радиоданные на длине волны 21 см. Разницы свыше 500 км/сек считаем ошибочным и в таблице не приводим.

Как видно из данных табл. 2 и рис. 1, в наших измерениях отсутствуют систематические ошибки и в основном разности не превышают ± 100 км/сек. Считая оба определения равноточными, получаем реальную точность определения лучевой скорости 60—70 км/сек. Это в принципе

РЕЗУЛЬТАТЫ СПЕКТРАЛЬНЫХ НАБЛЮДЕНИЙ

№	Объект	Спектр. тип	m _{pg}	+V _r (набл.)	z (испр.)	M _{pg}	Размеры	Относительные интенсивности линий				
								H _γ	[N II] 6584A	[S II] 6716A	[S II] 6730A	H _α /порт.
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13
1*	403	d2e	15 ^m 4	7250	0.0238	-19 ^m 8	6.5 × 5.5	1.0	0.9	0.4	< 0.1	0.4
2*	405	d3	14.7	12785	.0424	-21.7	18 × 16	1.0	(0.6):	0.6	0.3:	(0.4)
3*	405	ds2e	(15.5)	5160	.0170	(-19.0)	4.9 × 4.0	1.0	0.8	(0.5)	(0.5)	0.5
4*	414	d1e:	15.5	11430	.0380	-20.7	13 × 8.9	1.0	(0.8):			0.5
5*	423	ds3e:	14.9	9600	.0320	-20.9	12.4	1.0	0.5	(0.5):	(0.5):	0.5
6	434	ds2e:	15.5	9830	.0328	-20.0	12 × 7.7	1.0	0.9		(0.7):	0.3
7	435	d2e	15.0	6661	.0221	-20.0	5.1 × 3.9	1.0	0.7		(0.1):	0.6
8*	445	ds3e:	13.0	4600	.0160	-21.4	19 × 9.3	1.0	0.4			0.6
9*	568	d3	15.3	(5640)	(.0192):	-19.4	5.8 × 3.7					0.2:
10*	584	d3	15.3	23680	.0731:	-22.5	17					0.3:
11*	586	s2	(16)	45895	(.1565):	(-23.3)	< 10					> (0.7)
12*	595	ds3e	15.0	8250	.028:	-20.6	8.0 × 5.9					0.7:
13*	598	d3	(17)	5385	.0181	(-17.6)	3.5 × 2.5	1.0			> 0.0:	> 0.7
14*	603	s2e	(14.5)	2455	.0081	(-18.4)	1.3	1.0	0.6	0.4	0.3	1.3
15*	604	d3	(15.5)	2265	.0074	(-17.2)	1.2					> 0.7
16*	605	ds1	(16.5)	(8490)	(.0282)	(-19.1)	5.5 × 4.4					> 0.3
17*	609	s2e	(14.5)	10393:	.0345:	(-21.5)	8.7	1.0	0.9			(0.9)
18*	610	d3e	(16.5)	10395	.0345	(-19.5)	8.0	1.0	0.1			0.6
19*	612	sd2e	(15.5)	6195	.0206	(-19.4)	4.0	1.0	1.0	0.2		0.7
20*	613	d2	(16)	6315	.0209	(-18.9)	4.5	1.0	0.4			0.6
21*	614	sd1	(15)	3255	.0105	(-18.4)	2.4	1.0	0.5:			0.2

Таблица 1 (продолжение)

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13
22*	617	sd2e+sd3	14 ^m	4720	0,0153	-20,3	2,7	1,0	0,7	(0,2)	(0,2)	1,3
23*	619	d3e:	(17)	13165	,0442	(-19,9)	6,5	1,0	<(0,5)			>0,15:
24*	622	sd2e:	14,4	6985	,0232	-20,9	6,3×5,4	1,0	1,0	0,4	0,1	0,6
25*	632	ds2e	15,4	12075	,0399	-20,9	19×10	1,0	0,8	0,3	0,3	0,7
26*	634	ds3	(16)	19020	,0531	(-21,3)	16×12					0,2:
27	635	d3e:	(16)	7110	,0236	(-19,1)	4,6×3,2	1,0	0,5	-1,0		0,2
28	637	d2	(16)	19560	,0650	(-21,3)	16×13	1,0	0,5	0,2		0,8
29	638	ds2e	14,8	6610	,0221	-20,2	8,6	1,0	0,5	0,0		0,8
30	639	d3	(16,5)	10005	,0332	(-19,4)	6,4	1,0	0,0	0,0	(0,0):	1,0
31	640	d2e	15,1	6665	,0219	-19,8	6,4	1,0	0,7			0,3
32	641	sd2e:	(16,5)	2165	,0072	(-15,9)	1,25	1,0	<0,0			0,7
33	642	sd2	15,6	3450	,0113	-17,9	2,0					0,3
34	644	sd2e:	(17)	14620	,0486	(-19,7)	7,6	1,0		0,4	<0,3	0,7
35	645	s2e	(15,5)	7675	,0254	(-19,8)	5,9	1,0	0,1			0,6
36	645	d3e:	15,7	16110:	,0537	-21,2	11	1,0	(0,9)	0,6:	0,0:	(0,7)
37	647	sd3e:	(16)	7670	,0224	(-19,0)	6,5	1,0	0,1	<0,5		0,6
38	648	s2e:	(16)	(15320)	(,0509)	(-20,8)	12	1,0				0,2
39	649	sd3	14,3	7115	,0239	-21,1	10×6,8					0,0
40	650	d3e	15,5	4580	,0152	-18,7	2,9	1,0				>0,9
41	651	ds2e	(16,5)	7480	,0249	(-18,7)	4,8×3,9					>0,85
42	652	sd3e	(16)	7205	,0240	(-19,1)	4,2×3,2	1,0	0,4			0,6
43	654	d3	(16,5)	4235	,0142	(-17,5)	2,5×1,9					>0,8
44	657	d3	(15,5)	6015	,0201	(-19,3)	4,7×3,1	1,0	0,5			>0,7

Примечания к таблице

Маркарян 403. Прежнее значение $z=0.0241$ [1]. H_{α} слегка уширена.

Маркарян 405. На 2-х спектрограммах линии H_{α} и $[N II]$ 6583 А довольно слабы, блеандируются линиями OH 6830/63 А.

Маркарян 406. Прежнее значение $z=0.0168$ [1]. H_{α} слегка диффузна.

Маркарян 414. H_{α} слегка уширена. На новых спектрограммах контраст H_{α} по отношению к непрерывному спектру меньше. Не исключено, что объект переменный. Скорость второго компонента пары на 100 км/сек больше. Прежнее значение $z=0.0381$ [1]. а [2] $z=0.0379$.

Маркарян 423. Прежнее значение $z=0.0319$ [1]. На новой спектрограмме можно подозревать наличие у H_{α} слабых крыльев с шириной 30—40 А, дублет $[S II]$ 6716/30 А также выглядят одной эмиссионной деталью. Если наблюдения с большим спектральным разрешением подтвердят это, Маркарян 423 — галактика со слабыми сейфертовскими свойствами.

Маркарян 435. Прежнее значение $z=0.0226$ [1]. Эмиссионные линии узкие.

Маркарян 545. В пределах точности значение z совпадает с [3] 0.01596.

Маркарян 568. На недодержанной спектрограмме видна одна слабая эмиссионная деталь, которую мы считаем H_{α} . Значение z примерно совпадает с данными [4] 0.0185.

Маркарян 584. Спектрограмма плохого качества. Видна слабая уширенная эмиссионная линия в районе 7090 А и еще более слабая у 6330 А. Красное смещение вычислено в предположении, что это H_{α} и $He I$ 5876. В целом данные совпадают с [4]. Можно предположить, что это — сейфертовская галактика.

Маркарян 586. Очень интересный объект, в [5] отмечалось, что это возможный квазар. На 5 спектрограммах наблюдается сильная, как-будто двойная эмиссионная линия с шириной ≥ 20 А у 7590 А. В этой области находится очень сильная полоса поглощения атмосферного O_2 (Λ -полоса), поэтому мы предполагаем, что наблюдаемая деталь — широкая H_{α} , у которой контур сильно искажен поглощением, полная ширина линии может быть много шире. Вероятно, это объект сейфертовского типа. На прямом снимке, полученном с ЭОП, намечается слабый выброс на западе. Если наше отождествление верно, то по своим характеристикам — высокой светимости и звездному виду Маркарян 586 является близким квазаром. Крайне желательны наблюдения в синей части спектра. Так как объект звездный, в таблице указана верхняя граница размера при $\mu \leq 3''$.

Маркарян 595. Наши наблюдения согласуются с результатами [4] о сейфертовской природе этого объекта. Наблюдается очень широкая H_{α} с шириной не менее 150 А z измерено по трем слабым линиям, которые предполагаются: $[OI]$ 6300 А, $[N II]$ 6584 А и $[S II]$ 6716/31 А. Видимо, сейфертовская галактика 2 типа, так как дублет $[S II]$ выглядит одной широкой деталью. Значение z не совсем уверенное и на 0.015 больше, чем в [4].

Маркарян 598. Непрерывный спектр очень слабый.

Маркарян 603. В [6] было высказано предположение, что по характерному отношению интенсивностей эмиссионных линий это объект типа Маркарян 78 и 198 (Sy 2).

Наши наблюдения дают отношение интенсивностей $[N II] 6584 \text{ \AA}/H_{\alpha} < 0.5$, ширины линий практически не превышают инструментальный контур. Возможно в спектре присутствует слабая линия $He I 6678 \text{ \AA}$ относительной интенсивности — 0.1. Значение z в [6] 0.009.

Маркарян 604. $z = 0.007$ [4].

Маркарян 605. На спектрограмме видна единственная слабая линия, непрерывный спектр очень слаб и отождествление ее с H_{α} не очень уверенное, но поскольку значение z совпадает [6] ($z = 0.028$), можно думать, что отождествление верно.

Маркарян 609. Наши наблюдения подтверждают предположения о сейфертовской природе объекта, высказанные в [6]. H_{α} имеет крылья с шириной не менее 50 \AA . Отношение интенсивностей линий $[N II] 6584 \text{ \AA}$ и H_{α} порядка 1, в то время, как $N_1 H_2 > 4$, согласно данным [6]. (В [6] спектральные характеристики и описания спектров объектов Маркарян 609 и 610 следует поменять местами). В целом объект можно отнести к классу сейфертовских галактик типа Маркарян 78 и 198. Значение z на 0.001 больше, чем в [6] и не совсем уверенное, так как линии измерялись на переносимом спектре.

Маркарян 610. Значение z на 0.004 больше, чем в [6]. Ширины линий не превышают инструментальный контур. Объект образует физическую пару с Маркарян 609, оба объекта сняты одновременно на щели. В приводимых нами данных их скорости совпадают, но в действительности скорость Маркарян 609 может быть слегка больше, на 20—50 км/сек.

Маркарян 612. Галактика по отношению интенсивностей линий $[N II] 6584 \text{ \AA}/H_{\alpha}$ и $N_1 H_2$ [6] сильно напоминает Маркарян 609, но ширины линий H_{α} и $[N II]$ значительно превышают инструментальный контур, хотя не исключена возможность, что H_{α} имеет слабые крылья. Нужны спектральные наблюдения с большим разрешением, возможно, что объект промежуточного типа между нормальными и сейфертовскими галактиками.

Маркарян 613. Значение z на 0.001 меньше, чем в [4].

Маркарян 614. Линии очень слабые, но по положению совпадают с [4].

Маркарян 617 = NGC 1614—II Zw 15. Спектр этой галактики изучался неоднократно. Значения лучевой скорости: +4629 [7] (отмечаются широкие эмиссионные линии), +6686 [8] (эмиссионные линии узкие), +4634 [9] (фиолетовое крыло у H_{α}). Все цитируемые значения приведены и $v_{\text{LSR}} = 300$ км/сек. Наше значение +4602 хорошо согласуется с [7] и [9]. Наиболее тщательно галактика исследована в [9], где сделан вывод о истечении газа из центральных областей со скоростью 450 км/сек по направлению к наблюдателю. Наши наблюдения показывают также, что контур H_{α} несколько шире инструментального с фиолетовой асимметрией. Дублет $[S II] 6717/30 \text{ \AA}$ разрешается, но с меньшим контрастом, чем обычно, что можно интерпретировать как наличие небольших крыльев, хотя здесь есть некоторая неопределенность ввиду блендирования с линиями OH. Если данные [6] верны (промежуток времени между исследованием этой галактики в [7] и [9] составляет 5 лет), то у этого объекта может быть спектральная переменность, типичная для многих сейфертовских галактик. Наличие весьма сильного инфракрасного излучения [10] также говорит в пользу этого.

Маркарян 619. В спектре есть слабая $[O I] 6300 \text{ \AA}$ с относительной интенсивностью 0.5.

Маркария 622. Наше прежнее значение $z=0.0235$ [1]. Новые наблюдения подтверждают наличие уширенных линий H_{α} и $[N II] 6584 \text{ \AA}$. Полная ширина этих линий более 20 \AA , контур обеих линий одинаков зимой 1974 г., зимой 1973 г. $[N II] 6584 \text{ \AA}$ была уже, чем H_{α} .

Маркария 632. Значение z на 0.0055 больше, чем в [1], эмиссионные линии узкие, впечатление уширенных линий, видимо, вызвано блендированием с OH , по этой же причине получается заметное расхождение в значениях z .

Маркария 634. Отождествление линии H_{α} не вполне уверенное. На трех спектрограммах наблюдаются слабая диффузная эмиссионная деталь в районе 6980 \AA , мы полагаем, что это H_{α} .

Маркария 646. H_{α} и $[N II] 6584 \text{ \AA}$ у этой галактики примерно равной интенсивности и выглядят уширенными, как у Маркария 622, на двух спектрограммах, но блендируются линиями OH в районе 6930 \AA , что приводит к менее точному значению z . Необходимы наблюдения с большим спектральным разрешением, либо повторные в области H_{α} .

Маркария 648. На двух спектрограммах видна слабая диффузная линия в районе 6900 \AA и еще более слабая у 7050 \AA , z вычислено в предположении, что это H_{α} и $[S II] 6717/30 \text{ \AA}$. Если отождествление верно, контур H_{α} может быть сильно искажен поглощением $C_{\alpha} 6867 \text{ \AA}$ и линиями OH в длинноволновой части, подобно Маркария 464 (см. [1], рис. 1). Не исключена возможность, что H_{α} — уширена. Необходимы повторные наблюдения.

Маркария 649. На трех спектрограммах видна слабая линия, в коротковолновой сторону от которой намечается очень малоконтрастная диффузная деталь. Мы предполагаем, что малоконтрастная линия — H_{α} , z измерено по второй, более узкой линии, которую считаем $[N II] 6584 \text{ \AA}$. Этот результат хорошо согласуется с $z=0.0237$, измеренному по линиям поглощения H и $K Ca II [11]$.

Маркария 650. Возможно есть $[O I] 6300 \text{ \AA}$ с относительной интенсивностью 0.1. Значение $z=0.0153$ [12] хорошо согласуется с нашим. В [12] сообщается об обнаружении широких эмиссионных линий в ядерной части. На нашем спектре H_{α} узкая, заметных крыльев не обнаружено.

Маркария 651. Непрерывный спектр очень слабый.

Маркария 652. Возможно, есть слабая линия $[O I] 6300 \text{ \AA}$ с относительной интенсивностью <0.4 .

Маркария 662. Отождествление линий H_{α} и $[N II] 6584 \text{ \AA}$ по двум спектрограммам практически не вызывает сомнений, хотя значение z менее точное из-за блендирования линиями OH у 6930 \AA , контуры линий также неясны, может быть, есть слабые линии $[S II] 6717/30 \text{ \AA}$ и $[O I] 6300 \text{ \AA}$.

Маркария 665. Наше значение z на 0.0005 меньше, чем в [13].

Маркария 666. Видимо, есть слабая линия $[S II] 6717 \text{ \AA}$.

Маркария 668. Очень интересный объект. Галактика на щели спектрографа выглядит практически звездой. В районе 7070 \AA наблюдается широкая эмиссионная линия с шириной не менее 60 \AA , которую мы считаем H_{α} . При просмотре каталога оптических отождествлений радионсточников было обнаружено, что Маркария 668=OQ 208 (Оганский обзор). Спектральные наблюдения М. Бербидж и Р. Линдса (не опубликовано) показали, что это сейфертовская галактика с $z=0.077$ [14]. Отличие нашего значения

$z=0.079$ легко объяснить шириной измеряемой линии и влиянием линий ночного неба. Для этого объекта наблюдалась переменность с амплитудой свыше $1^m 0$ [15].

Маркарян 674 Очень сильная H_α , непрерывный спектр сильно недодержан.

Маркарян 684 Сравнительно сильная эмиссионная линия попадает почти точно на OH 6863.9 Å и оставляет впечатление уширенной, так как на расстоянии всего 4 Å лежит полоса поглощения $V(O_2, 6867 \text{ Å})$, длинноволновая часть контура искажена. В зеленой области спектра H_α довольно интенсивна, с длинноволновой стороны имеет крыло $\sim 10 \text{ Å}$, а с коротковолновой — резко обрывается. Заметны мало контрастные линии HeI 4921 и N_1 шириной 10—15 Å.

Маркарян 685 = NGC 42. Непрерывный спектр у нас крайне слаб. Значение $z=0.0153$ [16] хорошо согласуется с нашим.

Маркарян 688 В спектре как будто наблюдается дублет $[S II] 6717/30 \text{ Å}$.

Маркарян 691 Наше значение z на 0.0009 больше, чем в [2].

Маркарян 693 Линии довольно слабые, отождествление не вполне уверенное. Возможно, что H_α уширена.

Маркарян 694, 695. По положению и красному смещению это члены скопления Abell 2147 с диапазоном $z=0.031-0.044$ [17].

Маркарян 699 = IIZc 77 = CGCG 1622+4112. Наше значение z на 0.0004 меньше, чем в [18] и [19], что находится в пределах точности, указанной в этих работах. H_α по нашим измерениям имеет ширину порядка 40 Å. Объект можно классифицировать как галактику со слабыми сейфертовскими характеристиками. В работе [19], где эта галактика исследована довольно подробно, сделано заключение, что это «яркая компактная галактика с узкими эмиссионными линиями... но родственна компактным галактикам с широкими эмиссионными линиями». Там же было показано, что непрерывный спектр является степенным с $\alpha=2\pm 0.4$ и водородные линии имеют ширины 30 Å, кроме того, согласно наблюдениям Цаньки [18], в спектре наблюдаются линии высокого возбуждения $[NeV] 3426$ и $HeII 4686 \text{ Å}$. На наш взгляд, все это говорит в пользу того, что Маркарян 699 является сейфертовской галактикой с умеренными характеристиками. Следует отметить, что измерения лучевой скорости по достаточно ярким линиям, приведенные в [19], показывают, как будто, систематическую разницу: H_α , H_β , H_γ , $V_r = 10340 \pm 100 \text{ км/сек}$; $N_1, N_2 [HeII] 3869 \text{ Å}$, $V_r = 10070 \pm 50 \text{ км/сек}$. Было бы интересно проверить, реально ли это. На наших спектрограммах можно заподозрить линию $[N II] 6584 \text{ Å}$, которая дает скорость слегка меньше, чем H_α . Приведенная в [19] эквивалентная ширина линии H_α 55 Å, видимо, занижена. Скорее всего, это вызвано сильным понижением чувствительности в красной части спектра.

Маркарян 700. Для спектрограммы этого объекта в области H_α искажены шумами, но, тем не менее, не вызывает сомнений наличие широкой ($\sim 70 \text{ Å}$) линии H_α , на которую, вероятно, накладываются линии $[N II] 6584/48 \text{ Å}$. Возможно присутствие уширенных линий $[S II] 6717/30 \text{ Å}$. В зеленой области спектра эмиссионные линии имеют малый контраст, H_γ практически не видна из-за ее уширения, линии N_1 и N_2 уширены до 10—15 Å. Все это дает основание считать Маркарян 700 сейфертовской галактикой.

Маркарян 396. В спектре обнаружены несмещенные линии поглощения H_α , H_β , H_γ , что согласуется с результатами [20], что это — белый карлик.

Таблица 2

№	Объект	+Vr Линия- Ата	Источники	- Vr другие авторы	Источники	ΔVr
1	2	3	4	5	6	7
1	2	5700	24	5677	24	+ 23
2	3	4231	24	4110:	26	+124:
3	7	3080	24	3203	27	- 123
				3240*	30	-160*
				3313	31	- 233
4	12	4071	24	4166	27	- 95
				4286*	30	-215*
				4181:	31	-110:
5	15	6586	24	6523	27	+ 63
6	16	2486	24	2498	27	- 12
7	20-107	3629	24	3607	24	- 22
				3676	24	- 47
				3639	27	- 10
8	21	8411	24	8587	27	-176
9	27	2194	24	2229	27	- 35
10	28	9131	24	9135	27	- 4
11	30	7910	24	8179	27	- 269
12	31	7789	24	7831	27	- 42
13	32	879	24	931	27	- 52
14	34	15552	24	15300:	36	-252:
15	36	580	24	610:	26	- 30:
16	38	10883	24	10743	27	+140
17	72	13222	24	13183	28	+ 39
18	74	11131	24	11041	28	- 90
19	75	8987	24	8771	28	+ 16
20	86	455	24	453:	32	+ 3:
21	87	3003	24	2975	29	+ 108
22	90	4358	24	4238	29	+ 70
23	91	5157	24	5153	28	- 4
24	93	5404	24	5349	28	+ 55
25	94	612	24	759	23	- 53
				700:	32	- 62:
26	97	7084	24	7147	24	- 65
27	101	4837	24	4970:	25	- 37:
				487*	31	- 36*

Таблица 2 (продолжение)

1	2	3	4	5	6	7
28	102	4317	24	4263	28	+ 54
29	103	9558	24	9520	28	+ 38
30	105	3690	24	3653	28	+ 37
31	109	9136	21	9123	28	+ 13
32	114	7602	24	7541	28	+ 61
33	118	2547	24	2477	28	+ 70
34	121	6872	24	6635	28	+237
35	123	7768	24	7703	28	+ 65
36	125	7436	24	7422	29	+ 14
37	126	11730	24	11728	29	+ 2
38	129	4716	24	4623	28	+ 93
39	144	8245	24	8292	28	- 47
40	147	7144	24	7129	28	+ 15
41	152	6931	24	7028	28	- 93
42	183	12420	24	12444	28	- 24
43	221	5033	25	5017	8	+ 16
44	403	7154	**	7252	1	- 98
45	406	5093	**	5034	1	+ 59
46	414	11399	**	11411	1	- 12
47	423	9600	**	9560	1	+ 40
48	435	6638	**	6783	1	-145
49	444	4283	24	4215	14	+ 68
50	459	7210	24	7130	33	+ 80
51	486	11897	24	11867:	6	+ 30:
				11897	34	0
52	479	6254	25	6394:	2	-140:
53	487	904	24	816	8	+ 88
54	496	8992	24	8941	8	+ 51
				9135:	2	-143:
				9170:	13	-178:
				889H	35	+ 94
55	499	7957	24	7857	8	+100
				7907	35	+ 50
56	545	4820	**	4788	3	+ 32
57	557	4080	1	3780:	4	+300:
58	568	5767	**	5527:	4	+240:
59	584	23740	**	23430:	4	+310:

Таблица 2 (продолжение)

1	2	3	4	5	6	7
60	595	8352	**	7932:	4	+ 420:
61	603	2434	**	2769:	6	- 335:
62	604	2232	**	2067:	4	+ 165:
63	605	8463	**	8523:	6	- 60:
64	609	10345	**	10125:	6	+ 220:
65	612	6165	**	6480:	6	- 315:
66	613	6264	**	6549:	4	- 285:
67	614	3162	**	3267:	6	- 105:
68	617	4602	**	4627	7	- 25
				4634	9	- 32
69	622	6967	**	7057	1	- 90
70	628	8027	1	8050	35	- 23
71	632	11958	**	11787	1	+ 175
72	649	6994	**	7113	11	- 19
73	650	4574	**	4591	12	- 17
74	665	7993	**	8123:	13	- 130:
70	685	4573	**	4589	16	- 16
				4537*	16	+ 36*
76	691	3418	**	3161:	2	+ 257:
77	699	10308	**	10448	19	- 140

позволяет решать вопрос о принадлежности объекта к системе галактик и решать проблему устойчивости данной системы.

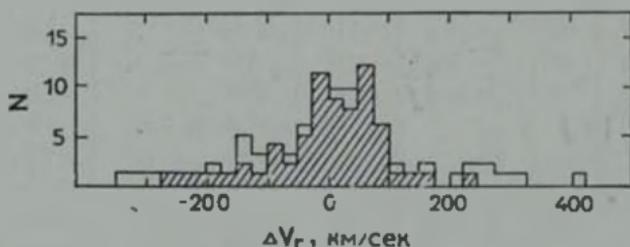


Рис. 1. Распределение ошибок определения лучевой скорости по данным табл. 2. Заштрихованная область соответствует сравнению с данными, имеющими точность лучше 100 км/сек

Отметим, что в литературе часто не приводится, с какой постоянной θ_0 (250 км/сек, 300 км/сек и др.) вычислены поправки за движение Солнца в лучевых скоростях, и иногда даже неясно, введены ли они вообще. Счи-

таем целесообразным приводить оба значения — наблюдаемое и исправленное.

Интенсивности эмиссионных линий. Как и ранее [1], приводим оценки относительных интенсивностей эмиссионных линий. Подробно методика описана в [1]. Для проверки линейности шкалы и определения точности наших оценок спектры ряда объектов были профотометрированы и обработаны на ЭВМ М-222 по программе экспрессной обработки спектрограмм, созданной в САО АН СССР [22]. Калибровка осуществлялась впечатыванием ступенчатого ослабителя. Были измерены интенсивности, эквивалентные ширины и полуширины эмиссионных линий для 26 объектов. Лучше всего наши визуальные оценки коррелируют с интенсивностью эмиссионных линий. Как видно из рис. 2, погрешность индивидуальной оценки интенсивности двух линий составляет 0.1—0.15, а H_{α} к непрерыв-

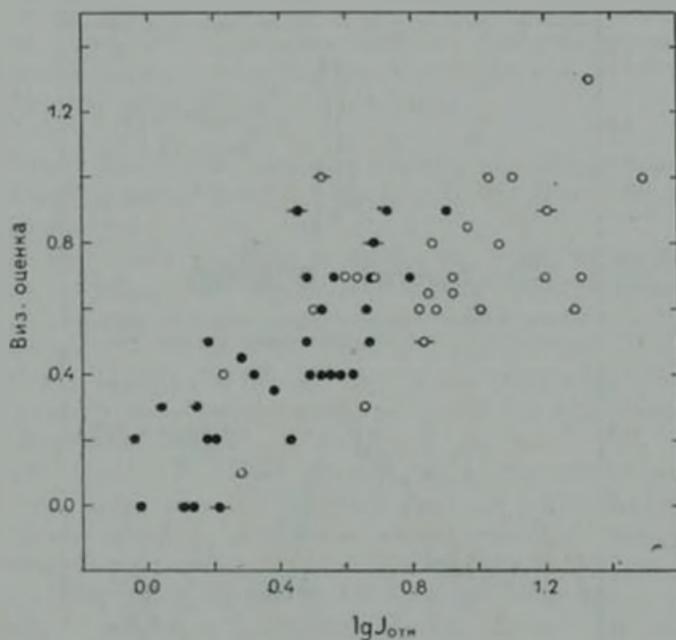


Рис. 2. Сравнение визуальных оценок с результатами фотометрии: ● — определение относительной интенсивности по линиям $[N II]$, $[S II]$; ○ — определения по отношению H_{α} /континуум; -○-, -●- — бленды.

ному спектру 0.2—0.25 в логарифме интенсивности, что мало уступает точности фотометрии и точного спектра по одной спектрограмме в нашем случае.

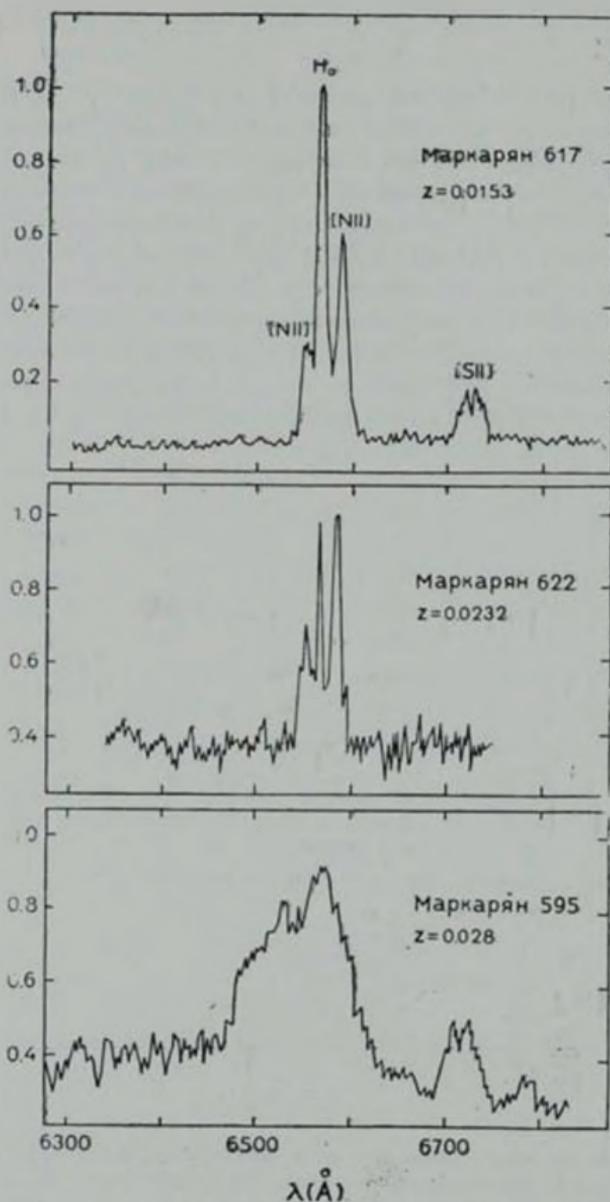


Рис. 3. Результат машинной обработки спектрограмм объектов Маркарян 617, 622 и 595 в прямых интенсивностях с вычетом фона жема. Записи приведены в лабораторной шкале длин волн.

Корреляция наших оценок с эквивалентной шириной несколько хуже, что, по-видимому, говорит о влиянии контуров линий, которое становится заметным для некоторых объектов при нашем спектральном разрешении. Полуширины узких запрещенных линий и линий неба обычно составляют 7—10 Å (не исправлены за инструментальный контур), а H_{α} , как правило, несколько больше и иногда достигают 14—16 Å.

На рис. 3 приведены для иллюстрации результаты машинной обработки спектров нескольких объектов в прямых интенсивностях с вычетом фона ночного неба.

Часто наблюдения проводились при плохих атмосферных условиях (туман, облака, высокая влажность), что приводило к заметным шумам ЗОП.

Уровень шума мог быть существенно снижен путем уменьшения ускоряющего напряжения, что привело бы к значительному удлинению времени экспозиции. Поскольку наблюдения рассчитаны лишь на обнаружение эмиссионных линий, фотометрическая обработка этих спектрограмм носит предварительный характер и проводилась в основном для отработки методики по небольшой части имеющегося материала.

Выводы. Достаточно подробные сведения о наблюдавшихся галактиках приведены в примечаниях к табл. 1, поэтому кратко резюмируем основные результаты.

Из наблюдавшихся 94 объектов у 64 обнаружены эмиссионные линии, у одного — Маркарян 396 — водородные линии поглощения (белый карлик, вероятно, типа DA, возможно, слабый радионисточник [23]). В красной части спектра линии не обнаружены у объектов — Маркарян 422 (3), 425 (3), 431 (4), 433 (3), 616 (3), 621 (5), 643 (4), 655 (5), 656 (4), 658 (3), в скобках указано число спектрограмм, возможно, что Маркарян 643 является галактической звездой.

Объекты — Маркарян 595, 609, 622, 688, 699, и 700 имеют широкие эмиссионные линии водорода и могут быть отнесены к классу сейфертовских галактик. Маркарян 609, 622 и 699, а также, вероятно, Маркарян 423 обладают умеренными сейфертовскими характеристиками. Кроме того, у объектов Маркарян 414, 584, 612, 617, 646, 670, 684 и 693 наблюдаются или можно заподозрить уширенные эмиссионные линии. Объект Маркарян 586, вероятно, является близким QSO. Для всех этих объектов были бы целесообразны дальнейшие наблюдения.

В заключение авторы выражают благодарность А. Л. Щербановскому за помощь при обработке спектрограмм на ЭВМ М-222.

Астрофизический институт
АН КазССР
Специальная астрофизическая
обсерватория АН СССР

SPECTRAL OBSERVATIONS OF MARKARIAN GALAXIES. II

E. K. DENISYUK, V. A. LIPOVETSKY, V. L. AFANASYEV

Spectroscopic observations of 75 galaxies from Markarian's lists IV—VII of galaxies are presented. Emission lines have been found in the spectra of 64 galaxies for which redshifts and relative intensities of lines have been determined. 10 objects have no lines in the red part of the spectrum, Markarian 396 has only hydrogen absorption lines (white-dwarf star). The objects, Markarian 595, 609, 622, 668, 699 and 700, possess the characteristics of Seyfert galaxies. Broadened emission lines are also observable or may be suspected in Markarian 414, 584, 612, 617, 646, 670, 684 and 693. Markarian 586 is a possible QSO. The accuracy of our radial velocity determinations is considered. It is shown that the real error is 60–70 km/sec.

ЛИТЕРАТУРА

1. Э. К. Денисюк, В. А. Липовецкий, *Астрофизика*, 10, 315, 1974.
2. I. D. Karachentsev, V. I. Pronik, K. K. Chuvpov, *Astron. Astrophys.*, 1976 (in press).
3. G. de Vaucouleurs, A. de Vaucouleurs, *Reference Catalogue of Bright Galaxies*, Univ. of Texas, Austin, 1964.
4. И. М. Копылов, В. А. Липовецкий, В. И. Проник, К. К. Чувасов, *Астрофизика*, 12, 189, 1976.
5. Б. Е. Маркарян, В. А. Липовецкий, *Астрофизика*, 10, 307, 1974.
6. И. М. Копылов, В. А. Липовецкий, В. И. Проник, К. К. Чувасов, *Астрофизика*, 10, 483, 1974.
7. A. de Vaucouleurs, G. de Vaucouleurs, *A. J.*, 72, 730, 1967.
8. W. L. W. Sargent, *Ap. J.*, 160, 405, 1971.
9. M.-H. Ulrich, *Ap. J.*, 178, 113, 1972.
10. G. H. Rieke, F. J. Low, *Ap. J.*, 176, L 95, 1972.
11. G. Chincarini, H. J. Rud, *A. J.*, 77, 448, 1972.
12. W. G. Tifft, S. A. Gregory, *Ap. J.*, 181, 15, 1973.
13. I. D. Karachentsev, V. I. Pronik, K. K. Chuvpov, *Astron. Astrophys.*, 41, 375, 1975.
14. IAU Symp., No. 44, Dordrecht, 1972, p. 109.
15. E. R. Grain, J. W. Warner, *Ap. J.*, 179, L 53, 1973.
16. D. L. DuPuy, *A. J.*, 75, 1143, 1970.
17. L. P. Bautz, *A. J.*, 77, 331, 1972.
18. F. Zwicky, *Ap. J.*, 143, 192, 1966.
19. H. Karoji, K. Kodaira, *Publ. Astron. Soc. Japan*, 24, 239, 1972.
20. D. Willa, B. J. Willa, *M. N.*, 167, 79, 1974.
21. Б. Е. Маркарян, В. А. Липовецкий, *Астрофизика*, 7, 511, 1971; 8, 155, 1972; 9, 487, 1973.
22. В. Л. Афанасьев, А. Л. Щербановский, *Сообщ. САО*, вып. 16, 1976 (в печати).

23. R. A. Sramek, H. M. Toumassian, Ap. J., 196, 339, 1975.
24. Э. К. Денисюк, Астрон. цирку., № 615, 1971; № 621, 1971; № 624, 1971; № 759, 1973; № 809, 1973.
25. Э. К. Денисюк, И. Г. Бабкин, Н. В. Сияева, Астрон. цирку., № 837, 1974.
26. Д. В. Видман, Э. Е. Хачикян, Астрофизика, 5, 113, 1969.
27. W. L. W. Sargent, Ap. J., 159, 765, 1970.
28. W. L. W. Sargent, Ap. J., 173, 7, 1972.
29. M.-H. Ulrich, Ap. J., 163, 441, 1971.
30. L. Bottinelli, J. Heidmann, L. Gouguenheim, Astron. Astrophys., 22, 281, 1973.
31. L. Bottinelli, R. Duflo, L. Gouguenheim, J. Heidman, Astron. Astrophys., 41, 61, 1975.
32. М. А. Аракелян, Э. А. Дибай, В. Ф. Есипов, Астрофизика, 8, 33, 1972.
33. Г. Арп, Э. Е. Хачикян, Н. К. Андреев, Астрофизика, 10, 625, 1974.
34. F. Zwicky, Catalogue of Selected Compact Galaxies and of Post-Eruptive Galaxies, Speich Zuerich, Switzerland, 1971.
35. M.-H. Ulrich, Astron. Astrophys., 40, 337, 1975.
36. E. L. Turner, 1976 (in press).

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 12

НОЯБРЬ, 1976

ВЫПУСК 4

СПЕКТРАЛЬНЫЕ НАБЛЮДЕНИЯ ГАЛАКТИК ВЫСОКОЙ ПОВЕРХНОСТНОЙ ЯРКОСТИ. IV

М. А. АРАКЕЛЯН, Э. А. ДИБАГИ, В. Ф. ЕСИПОВ

Поступила 23 марта 1976

Приведены результаты спектральных наблюдений 44 галактик высокой поверхностной яркости из списка [4]. В спектрах 22 объектов обнаружены эмиссионные линии и измерены красные смещения. Галактика № 564 обладает ярко выраженными спектральными особенностями ядер галактик Сейферта.

Настоящее сообщение является продолжением статей [1—3], содержащих результаты спектральных наблюдений объектов из списка [4] галактик высокой поверхностной яркости. Наблюдения проводятся со спектрографом с контактным ЗОП в кассегреневском фокусе 125-см рефлектора Южной станции ГАНШ. В данной статье приводятся результаты наблюдений 44 галактик, произведенных осенью 1975 г. В спектрах 22 галактик обнаружены эмиссионные линии и измерены красные смещения. Полученные значения красных смещений и глазомерные оценки интенсивности эмиссионных линий приведены в табл. 1. Во втором столбце таблицы приведены видимые величины m_p по Каталогу галактик и скопления галактик Цвикки и соавторов [5, 6], в третьем — красные смещения z , в четвертом — средние поверхностные яркости \bar{B} согласно [4], в пятом — седьмом столбцах — интенсивности эмиссионных линий [S II] $\lambda\lambda$ 6717/31, [N II] $\lambda\lambda$ 6548/83 и H α . При этом «S», «N» и «H» обозначают соответственно сильную, умеренную и слабую эмиссии. В восьмом столбце таблицы приведены абсолютные величины галактик M_p , вычисленные при постоянной Хаббла $75 \text{ км сек}^{-1} \text{ Мпс}^{-1}$ и с поправкой за поглощение в Галактике, равной $0.25 \text{ cosec } |b''|$. Некоторые сведения о галактиках с эмиссионными линиями и их спектрах даны в примечаниях к таблице.

Таблица 1

№	m_p	z	B	Интенсивность эмиссионных линий			M_p
				[S II] $\lambda\lambda$ 6717/31	[N II] $\lambda\lambda$ 6548/83	H_α	
46	14.2	0.019	22.0	—	w	m	-20.5
59	15.4	0.013	21.0	w	w'	s	-18.7
62	15.1	0.054	21.9	—	—	w'	-22.1
64	14.9	0.020	21.6	—	w	m	-20.1
65	15.0	0.003	20.8	—	—	w'	-15.7
106	14.9	0.044	21.8	—	—	w'	-22.2
109	15.0	0.025	21.8	—	w	w'	-20.6
541	13.9	0.022	21.6	—	m	s	-21.4
543	14.8	0.013	22.0	w'	m	s	-19.4
545	15.2	0.081	21.3	—	—	m	-22.8
549	14.3	0.0035	21.2	w	—	m	-16.9
553	14.3	0.027	21.8	—	w'	w	-21.3
556	15.2	0.088	21.2	—	—	w'	-22.6
558	14.2	0.017	22.0	—	—	w	-17.9
562	14.3	0.024	21.9	—	w	m	-21.1
564	14.4	0.025	22.0	—	—	s	21.2
567	14.7	0.021	21.7	—	w	w'	-20.5
572	15.0	0.029	21.1	—	—	w	-20.8
573	14.5	0.006	21.1	w'	—	s	-17.8
579	15.5	0.017	22.0	—	—	w	-19.2
584	14.1	0.016	22.0	—	w'	m	-19.5
585	14.3	0.017	21.0	—	m	s	-20.3

46. Поздняя спираль или иррегулярная галактика [7] с умеренной интенсивности H_α и слабым дублетом [N II] $\lambda\lambda$ 6548/83.

59. Эллиптический голубой объект, являющийся компонентом тройной системы. Спектр содержит сильную H_α и слабые [N II] $\lambda\lambda$ 6548/83 и [S II] $\lambda\lambda$ 6717/31.

62. Компактный эллиптический голубой объект со слабой H_α .

64. Линзовидная галактика [7] с умеренной интенсивности H_α и слабым дублетом [N II] $\lambda\lambda$ 6548/83.

65. Объект, содержащийся в Каталоге компактных и послезеруптивных галактик Цвикки (анонимный) [8]. Описан Цвикки как нейтрального цвета сферический компактный объект. Вместе со следующей галактикой списка [4], также содержащейся в каталоге Цвикки, является членом тесной группы из пяти галактик [9]. В спектре содержится слабая H_α . В спектре галактики № 66 эмиссионные линии не обнаружены.

106. Галактика типа SBO [7] со слабой H_α .

109. Компактный красный объект со слабыми H_{α} и $[N II]$ $\lambda\lambda$ 6548/83.
541. Пекулярная спираль [7] очень голубого цвета. В спектре содержится сильная H_{α} и умеренной интенсивности $[N II]$ $\lambda\lambda$ 6548/83.
543. Очень плоская голубая галактика, по-видимому, являющаяся спиральной [7]. В спектре наблюдались сильная H_{α} , умеренной интенсивности $[N II]$ $\lambda\lambda$ 6548/83 и слабый дублет $[S II]$ $\lambda\lambda$ 6717/31.
545. Очень компактный симметричный голубой объект с оболочкой. В спектре наблюдалась умеренной интенсивности несколько неправильной формы H_{α} .
549. Эллиптическая галактика [7] со слабой красной оболочкой. В спектре содержатся умеренной интенсивности H_{α} и слабый дублет $[S II]$ $\lambda\lambda$ 6717/31.
553. Эллиптический голубой объект со слабыми H_{α} и $[N II]$ $\lambda\lambda$ 6548/83.
556. Компактный очень красный объект со слабой H_{α} .
558. (II Zw 181). Нейтрального цвета пекулярный объект со слабой H_{α} .
562. (II Zw 185). Очень голубой объект, описанный Цвикки [8] как послезаруптивная пара компактных галактик. Вместе с другими галактиками Цвикки наблюдался У. Л. У. Сарджентом [10], обнаружившим в спектре эмиссионные линии. Наше определение красного смещения по умеренной интенсивности H_{α} и слабому дублету $[N II]$ $\lambda\lambda$ 6548/83 отличается на 0.001 от значения, приведенного в [10].
564. Спиральная галактика с перемычкой [7]. В целом голубая, хотя перемычка может быть красной. Объект с ярко выраженными спектральными особенностями ядер галактик Сейферта — в спектре содержится сильная H_{α} шириной около 100 Å.
567. (IV Zw 122). Компактный очень голубой объект. В [8] отмечено присутствие в спектре эмиссионных линий и приведена лучевая скорость. Мы наблюдали слабые H_{α} и $[N II]$ $\lambda\lambda$ 6548/83 с красным смещением, совпадающим со значением, приведенным в [8].
572. Компактный эллиптический голубой объект со слабой H_{α} .
573. Компактный голубой объект, входящий вместе с Маркарян 313 в тройную систему Holmberg № 802. Согласно А. де Вокулер и Ж. де Вокулеру [11] является эллиптической галактикой. Указанные авторы обнаружили в спектре эмиссионные H_{α} , $[N II]$, $[S II]$ и определили лучевую скорость, совпадающую с лучевой скоростью Маркарян 313 [12]. Значение красного смещения, полученное нами по очень сильной H_{α} и слабому дублету $[S II]$ $\lambda\lambda$ 6717/31, на 0.001 меньше значения, приведенного в [11].
579. Очень плоская система красного цвета. В спектре содержится слабая H_{α} .
584. Компактный голубой объект с умеренной интенсивности H_{α} и слабым дублетом $[N II]$ $\lambda\lambda$ 6548/83.
585. (IV Zw 165). Компактный эллиптический красный объект, составляющий систему типа M 51 со спиральной галактикой NGC 7753. Присут-

стве эмиссионных линий в спектрах обеих компонент отмечено в [8] и [13]. Согласно Н. У. Мэйоллу и Ж. де Вокулеру [13] галактика—спиральная. Значение красного смещения, полученное нами по сильной H_{α} , умеренной интенсивности $[N II]$ $\lambda\lambda$ 6548/83 и слабому дублету $[S II]$ $\lambda\lambda$ 6717/31, совпадает со значением, приведенным в [13].

В спектрах 22 объектов, наблюдавшихся осенью 1975 года эмиссионные линии обнаружены не были. Это — галактики № 24, 66, 84, 85, 97, 98, 104, 112, 542, 544, 546, 547, 548, 551, 554, 557, 559, 561, 566, 568, 575, 577.

В статьях [1, 2, 3, 14] и настоящем сообщении приведены результаты спектральных наблюдений 372 галактик списка [4], произведенных с аппаратурой описанной в [1]. Эмиссионные линии были обнаружены в спектрах 183 галактик, т. е. примерно у половины наблюдавшихся объектов. Таким образом, относительное количество объектов с эмиссионными линиями среди галактик высокой поверхностной яркости близко к значению, полученному У. Л. У. Сарджентом [10] при наблюдениях компактных галактик Цвикки (45 процентов). Но это относительное количество, как отмечает Сарджент, характерно для выборки, состоящей преимущественно из голубых галактик. В выборке же галактик Цвикки, взятых случайно, эмиссионные линии, согласно Сардженту, наблюдаются примерно у одной пятой части объектов [10].

В связи с этим представляет интерес статистика объектов с эмиссионными линиями среди тех галактик Цвикки, которые вошли в число галактик высокой поверхностной яркости. Из 34 таких галактик 5 является галактиками Маркаряна (III Zw 33—Маркарян 360, V Zw 122—Маркарян 363, VII Zw 276—Маркарян 108, Zw, Аноп—Маркарян 49, VII Zw 490—Маркарян 231), и в спектрах этих галактик эмиссионные линии были обнаружены ранее. В статьях [2, 3] и настоящем сообщении приведены результаты спектральных наблюдений 18 из остальных 29 галактик Цвикки. Эмиссионные линии обнаружены в спектрах 12 из них: № 65—Zw, Аноп, № 80 и 81—V Zw 233, № 87—V Zw 261, № 392—I Zw 45, № 467—I Zw 101, № 490—I Zw 129, № 525—I Zw 192, № 555—II Zw 181, № 562—II Zw 185, № 567—IV Zw 122, № 585—IV Zw 165. Галактики Цвикки без эмиссионных линий: № 27—Zw, Аноп, № 28—Zw, Аноп, № 55—V Zw 98, № 56—VI Zw 26, № 66—Zw, Аноп, № 73—VI Zw 169. Таким образом, даже без учета галактик, содержащихся в списках Маркаряна, относительное количество галактик Цвикки с эмиссионными линиями среди галактик высокой поверхностной яркости составляет две трети. Подобный избыток объектов с эмиссионными линиями, очевидно, обусловлен тем, что список [4] содержит объекты с высокой поверхностной яркостью именно в фотографической области спектра. Ограничение же, на-

воженное Цвикки на поверхностную яркость, не относится к определенному спектральному интервалу.

Бюраканская астрофизическая
обсерватория
Государственный астрономический
институт им. П. К. Штернберга

THE SPECTRAL OBSERVATIONS OF GALAXIES OF HIGH SURFACE BRIGHTNESS. IV

M. A. ARAKELIAN, E. A. DIBAY, V. F. YESIPOV

The results of spectral observations of 44 galaxies of high surface brightness from list [4] are presented. The emission lines are detected and redshifts are measured in the spectra of 22 objects. The galaxy No. 564 has prominent spectral properties of nuclei of Seyfert galaxies.

ЛИТЕРАТУРА

1. М. А. Аракелян, Э. А. Дибай, В. Ф. Есипов, *Астрофизика*, 11, 15, 1975.
2. М. А. Аракелян, Э. А. Дибай, В. Ф. Есипов, *Астрофизика*, 11, 377, 1975.
3. М. А. Аракелян, Э. А. Дибай, В. Ф. Есипов, *Астрофизика*, 12, 195, 1975.
4. М. А. Аракелян, *Сообщ. Бюраканский обс.*, 47, 3, 1975.
5. F. Zwicky, M. Karowicz, S. T. Kowal, *Catalogue of Galaxies and of Clusters of Galaxies*, vol. V, 1965.
6. F. Zwicky, S. T. Kowal, *Catalogue of Galaxies and of Clusters of Galaxies*, vol. VI, 1968.
7. P. Nilson, *Uppsala General Catalogue of Galaxies*, 1973.
8. F. Zwicky, *Catalogue of Selected Compact Galaxies and Post-Eruptive Galaxies*, 1971.
9. Б. А. Воронцов-Вельяминов, В. П. Ардинова, *Морфологический каталог галактик*, том III, 1963.
10. W. L. W. Sargent, *Ap. J.*, 160, 405, 1970.
11. A. de Vaucouleurs, G. de Vaucouleurs, *A. J.*, 72, 739, 1967.
12. М. А. Аракелян, Э. А. Дибай, В. Ф. Есипов, *Астрофизика*, 8, 177, 1972.
13. N. U. Mayall, G. de Vaucouleurs, *A. J.*, 67, 363, 1962.
14. В. Т. Дорошенко, В. Ю. Терсбиж, *Астрофизика*, 11, 631, 1975.

СПЕКТРЫ ГАЛАКТИК ВЫСОКОЙ ПОВЕРХНОСТНОЙ ЯРКОСТИ

Э. А. ДИБАНИ, В. Т. ДОРОШЕНКО, В. Ю. ТЕРЕБИЖ

Поступила 9 августа 1976

Получены спектры восьмидесяти галактик высокой поверхностной яркости из списка М. А. Аракезяна [4]. Тридцать пять из них имеют эмиссионные линии в спектрах. Для галактик с эмиссионными линиями определены красные смещения и абсолютные величины.

Данное сообщение, являющееся продолжением работ [1—3], содержит результаты спектральных наблюдений 80 объектов из выборки [4] галактик высокой поверхностной яркости. Наблюдения проводились в течение декабря 1975 г.—апреля 1976 г. со 125-см рефлектором Крымской станции ГАИШ и аппаратурой, описанной в [1]. Спектрограммы с дисперсией 225 Å/мм охватывают область длин волн $\lambda\lambda$ 6800—7500 Å.

В спектрах 35 из 80 наблюдавшихся галактик имеется эмиссионная линия H_{α} , в большинстве случаев сопровождающаяся эмиссией в линиях [S II] $\lambda\lambda$ 6717/31 и [N II] $\lambda\lambda$ 6548/83. Данные о галактиках с эмиссионными линиями приведены в табл. 1, содержащей последовательно: номер галактики по списку [4]; номер по каталогу NGC или IC; видимую величину m_p согласно [5, 6]; красное смещение z ; оценки интенсивности эмиссионных линий (индексы s , m и w означают соответственно сильную, среднюю и слабую эмиссии); оценки цвета галактик согласно [4] (b , n и r означают соответственно голубой, нейтральный и красный цвет); абсолютную величину M_p , вычисленную при $H_0 = 75$ км/сек·Mpc и поглощении света в Галактике $A = 0.25$ $\log b^0$. В примечаниях к таблице 1 указаны приводившиеся ранее измерения красных смещений некоторых галактик и принадлежность галактик к кратным системам.

№	NGC, IC°	m_p	α	[SII]	[NII]	H β	Цвет	M_p	Примечания
129	2185*	14.9	0.015	—	—	m	b	-19.7	
131	2373	14.5	0.025	—	—	m	b	-21.2	
134		14.9	0.013	m	—	s	b	-19.3	
136	2415	12.5	0.012	m	m	a	b	-21.5	$z=0.0126$ [7]
138		14.9	0.021	—	—	m	n	-20.2	
140	475°	14.9	0.014	—	—	m	r	-19.4	
144		15.2	0.029	m	m	a	b	-20.5	
145	2463	14.8	0.028	m	m	m	b	-20.9	
147	2469	13.2	0.011	w	w	s	b	-20.5	
151		14.7	0.039	—	w	s	r	-21.8	
157		14.6	0.017	—	—	m	b	-20.1	
163		14.8	0.038	w	w	s	b	-21.5	
176		13.8	0.013	—	m	s	n	-20.2	Мариариан 626, $z=0.013$ [8]
179		14.8	0.030	—	w	m	n	-21.0	$W(H\beta) = 20 \text{ \AA}$
189		14.8	0.012	—	w	m	r	-19.1	
208		14.8	0.019	—	m	s	b	-19.9	
209		13.5	0.0015	—	—	s	n	-15.7	
215		15.4	0.018	—	—	w	b	-19.2	Компонент двойной системы Holmberg 142
232		15.1	0.026	—	—	s	r	-20.3	$W(H\beta) = 50 \text{ \AA}$
233		14.9	0.016	—	m	s	b	-19.4	
247	2583*	15.1	0.028	—	—	m	r	-20.4	
254		14.9	0.021	m	m	s	b	-19.9	
257	3395	12.1	0.0050	s	s	s	b	-19.7	$z=0.0057$ [9]. Компонент двойной системы
260	3416	15.2	0.011	—	—	s	b	-18.3	Компонент двойной системы
283		13.6	0.018	w	w	m	n	-21.0	
286		13.6	0.0035	s	m	s	b	-17.4	
291	3652	12.6	0.0070	m	m	s	n	-19.5	
296	3694	13.5	0.0075	s	s	s	w	-19.2	
298		15.5	0.041	m	m	m	b	-20.6	Компонент двойной системы
299		14.9	0.023	m	m	s	b	-20.3	
307		14.6	0.011	w	m	s	b	-18.4	
311		14.5	0.0025	—	—	s	b	-15.6	Компонент двойной системы Holmberg 275
317		13.8	0.0090	—	—	s	b	-19.4	
331	3985	13.0	0.0020	w	m	s	n	-16.1	
337	3974	13.7	0.010	s	s	s	r	-19.6	$z=0.0101$ [10]. Компонент тройной системы

В спектрах остальных наблюдавшихся нами галактик, а именно: № 121, 122, 125, 128, 132, 133, 135, 139, 143, 150, 152, 154, 160, 161, 162, 177, 180, 183, 184, 186, 188, 190, 193, 203, 204, 206, 219, 221, 224, 230, 246, 249, 266, 274, 276, 305, 310, 314, 316, 318, 319, 321, 322, 324, 329 эмиссионные линии не обнаружены.

Ранее отмечалось [3], что для выборки галактики высокой поверхностной яркости существует тесная корреляция между наличием эмиссии в спектре и цветом галактики: эмиссионные галактики имеют преимущественно голубой цвет. Эта тенденция (имеющая место и для галактик меньшей поверхностной яркости) в рассматриваемой совокупности галактик проявляется следующим образом: из 32 галактик голубого цвета 21 оказалась эмиссионной, в то время как из 34 красных эмиссионные линии были обнаружены лишь в спектрах 6 галактик.

Крымская станция ГАИШ

THE SPECTRA OF GALAXIES OF HIGH SURFACE BRIGHTNESS

E. A. DIBAY, V. T. DOROSHENKO, V. Yu. TEREbizH

The spectra of galaxies of high surface brightness from the list compiled by M. A. Arakelian [4] have been obtained. Thirty five of the eighty galaxies have emission-line spectra. The redshifts and the absolute magnitudes of galaxies with emission lines are determined.

ЛИТЕРАТУРА

1. М. А. Аракелян, Э. А. Дибай, В. Ф. Есипов, *Астрофизика*, 11, 15, 1975.
2. М. А. Аракелян, Э. А. Дибай, В. Ф. Есипов, *Астрофизика*, 11, 377, 1975.
3. В. Т. Дорошенко, В. Ю. Терсбиж, *Астрофизика*, 11, 631, 1975.
4. М. А. Аракелян, *Сообщ. Бюрянской обс.*, 47, 3, 1975.
5. F. Zwicky, E. Herzog, P. Wild, *Catalogue of Galaxies and of Clusters of Galaxies*, vol. 1, 1961.
6. F. Zwicky, E. Herzog, *Catalogue of Galaxies and of Clusters of Galaxies*, vol. 2, 1963; vol. 3, 1966; vol. 4, 1968.
7. N. U. Mayall, A. de Vaucouleurs, *A. J.*, 67, 363, 1962.
8. Э. К. Денисюк, В. А. Липовский, *Астрофизика*, 10, 315, 1974.
9. M. I. Hutasol, N. U. Mayall, A. R. Sandage, *A. J.*, 61, 97, 1956.
10. Th. Page, *Ap. J.*, 159, 791, 1970.

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 12

НОЯБРЬ, 1976

ВЫПУСК 4

THE RADIO EMISSION OF NGC 5363

H. M. TOVMASSIAN, R. A. SRAMEK

Received October 9, 1976

It is shown that the radio source in the galaxy NGC 5363 is coincident with the optical nucleus of galaxy and consists of a compact core with diameter less than 2 *arc sec*, and probably an extended component with a size of about 20 *arc sec*. The location of the radio source in NGC 5363 and its radio spectrum favour the suggestion that an explosion similar to that in M 82 has taken place in this galaxy.

NGC 5363 is an irregular galaxy included by Markarian [1] in the group of galaxies, with morphology, spectra and colors similar to that of M 82, a galaxy well known for the explosion in its nucleus [2]. A detailed spectrophotometric and photometric study of a number of irregular galaxies carried out by Chromey [3], Snapovalova [4, 5] and Krienke and Hodge [6] suggests that these type Irr II galaxies do not all belong to a single class; however, according to Shapovalova [5], NGC 5363 is among the few explosive galaxies of M 82 type. According to Krienke and Hodge [6] NGC 5363 is a dusty galaxy, probably of S0 type.

We present in this paper the results of radio interferometric observations of the radio source in NGC 5363 first detected by Tovmassian [7] at 1410 *MHz*. Our observations permitted us to measure with high precision the position of the radio source in NCC 5363.

The observations were made in 1972 with the Green Bank radio interferometer at frequencies of 2695 and 8085 *MHz*. The observing procedures are described by Sramek and Tovmassian [8]. Components down to 2 *arc sec* were resolved by the baselines used and components larger than 3 *arc min* would not be seen.

Observations at 2695 *MHz* show that the radio source in NGC 5363 consists of a compact core and a very weak extended component.

The flux densities of the core and of the extended component are 114 mJy and 18 mJy respectively. The total flux measured with a 100 m spacing is 136 mJy . The diameter of the core, from the 8.1 GHz data, is less than 2 arc sec .

The diameter of the extended component, from the 2.7 GHz data, is very roughly about 30 arc sec , but its structure is not well determined. The large component is buried in noise at 8085 MHz , and the flux density of the core at this frequency is 68 mJy .

The coordinates of the core determined with an accuracy better than 1 arc sec are: RA = $13^{\text{h}}53^{\text{m}}36^{\text{s}}.46$, Dec = $05^{\circ}29'56''$ (1950). The location of the radio source in NGC 5363 was determined by superposition of the map marked with the position of the radio core and of the nearby 9 weak stars on a photograph of the galaxy.

Accurate coordinates of these stars were measured with the Ascorcord relative to the catalogued positions of 12 brighter stars. One of the weak stars is projected on the galaxy image and is situated at a distance of only about 6 arc sec from its optical centre. The superposition showed that the radio core is located in the very optical nucleus of the galaxy (see Plate 1).

Thus the results show that the nucleus of NGC 5363 is in an active stage and are in favour of the suggestion made by Tovmassian [9] that an explosion similar to the one in M82 has probably taken place in this galaxy as well.

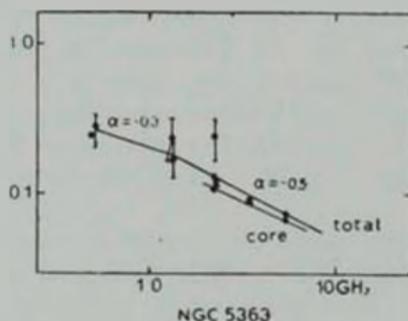


Fig. 1. Radio spectra of the radio source in NGC 5363.

The radio spectrum of NGC 5363 is shown in Figure 1, using the present observations at 2695 and 8085 MHz and previous measurements by Whiteoak [10] at 5000 MHz , by Wright [11] at 2700 MHz , by Tovmassian [7] at 1400 and 2650 MHz , by Pfeleider at 1400 MHz , by Tovmassian and Terzian [12] at 430 MHz and by Cameron [13] at 408 MHz .



Plate 1. The NGC 5363 and the position of the radio source in it, noted by +.

To the article by H. M. Tovmassian and R. A. Sramek

If a two component spectrum is desired, the spectral index is about -0.3 between 408 MHz and 1400 MHz , and becomes somewhat steeper at higher frequencies, where the spectral index is about -0.5 . The data may also be fit by a single power law spectrum of $\alpha = -0.4$. The inspection of Fig. 1 shows also that the flux at 2650 MHz measured by Tovmassian [7] in 1965 is most likely overestimated as in the case of NGC 520 [14].

The authors acknowledge Dr. E. Ye. Khachikian for permission to use the photograph of NGC 5363 obtained by him on the 4 m telescope at Kitt-Peak. They also express their gratitude to E. Ts. Shahbazian for measurements of the positions of stars in the vicinity of NGC 5363 and to Dr. Pfeleiderer for making available to us the results of his radio observations of galaxies prior to publication.

Byurakan Astrophysical Observatory
National Astronomy and Ionosphere
Center, Arecibo Observatory*

РАДИОИЗЛУЧЕНИЕ ОТ NGC 5363

Г. М. ТОВМАСЯН, Р. А. ПРАМЕК

Показано, что радиисточник в галактике типа M 82, NGC 5363, расположен в оптическом ядре галактики и состоит из компактного ядра с диаметром менее $2''$ и, возможно, протяженного источника с размером около $20''$. Расположение радиисточника в NGC 5363 и его радиоспектр подтверждают предположение о том, что взрыв, аналогичный в M 82, возможно, имел место и в этой галактике.

REFERENCES

1. B. E. Markarian, *Sov'etsk. Byurakan Obs.*, 34, 1^o, 1953.
2. C. R. Lynds, A. R. Sandage, *Ap. J.*, 137, 1005, 1963.
3. F. R. Chromey, *Astron. and Astrophys.*, 37, 7, 1974.
4. A. I. Shapovalova, *Problems of Cosmic Physics*, Kiev University Press, 7, 137, 1972.
5. A. I. Shapovalova, *Problems of Cosmic Physics*, Kiev University Press, 8, 187, 1973.
6. O. K. Krtenke, Jr., P. W. Hodge, *A. J.*, 79, 1242, 1974.

* Operated by Cornell University under contract with the National Science Foundation.

7. *H. M. Tovmassian* *Austr. J. Phys.*, 21, 193, 1968.
8. *R. A. Sramek, H. M. Tovmassian*, *Ap. J.*, 207, 725, 1976.
9. *H. M. Tovmassian*, *Astrofizika*, 3, 427, 1967.
10. *J. B. Whitsoak*, *Astrophys. Letters*, 5, 29, 1970.
11. *A. E. Wright*, *M. N. RAS*, 167, 273, 1974.
12. *H. M. Tovmassian, Y. Terzian*, *Astrophys. Letters*, 15, 97, 1974.
13. *M. J. Cameron*, *M. N. RAS*, 152, 403, 1971.
14. *H. M. Tovmassian, R. A. Sramek*, *Astrofizika*, 12, 21, 1976.

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 12

НОЯБРЬ, 1976

ВЫПУСК 4

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

МЕТОД ОБНАРУЖЕНИЯ КОМПАКТНЫХ ГАЛАКТИК

Компактные галактики обычно обнаруживаются по высокому значению их поверхностной яркости. Согласно Цвикки [1] галактика является компактной, если ее поверхностная яркость в какой-либо области спектра выше, чем 20^m_0 с кв. секунды дуги. В. А. Амбарцумян и др. [2] предлагают считать компактной галактику, имеющую поверхностную яркость в красном цвете выше 20^m_0 с кв. секунды дуги. Исходя из этого определения, авторы показывают, что если интегральная звездная величина галактики заключена в пределах $|17^m_5 - 18^m_5$ и ее изображение на красных картах Паломарского атласа насыщено, то она является компактной.

Известно, однако, что глазомерная оценка поверхностных яркостей галактик, особенно на Паломарских картах, включает элемент субъективности и нередко приводит к ошибочным результатам. В настоящей заметке мы предлагаем метод обнаружения компактных галактик в широком диапазоне интегральных звездных величин и независимо от того, известно ли заранее, что данный объект является галактикой.

Метод основывается на естественном допущении, что для весьма компактной галактики любой звездной величины распределение яркости в ее изображении не должно сильно отличаться от такового в изображении звезды той же звездной величины. Например, отношения диаметров, соответствующих двум определенным изофотам, в случае звезд и очень компактных галактик должны мало отличаться друг от друга.

Для измерения диаметров объектов в однородной системе мы пользовались методом эквидисит [3]. При этом были использованы два эквидиситных изображения, соответствующих разным плотностям на снимке области скопления галактик ZwCl 1710.4+6401, полученном в цвете V с

экспозицией в 20 минут в шмидтовском фокусе двухметрового Таутенбургского универсального телескопа. Одна эквиденсита соответствует плотности, превосходящей плотность фона на некоторую небольшую, но постоянную для данного снимка величину, другая соответствует некоторой средней, но также постоянной для данного снимка плотности.

По этим двум эквиденситам с точностью до 0,5 были измерены соответствующие диаметры D и d для около 110 звезд разных звездных величин. На измеренном снимке диаметры звезд D меняются от 28" до 4". Результаты измерений показывают, что на диаграмме рис. 1, где по оси абсцисс отложены большие диаметры D , а по оси ординат — отношение двух диаметров D/d , все звезды располагаются в полосе I, которая для ярких звезд параллельна оси абсцисс (положение отдельных звезд на диаграмме не отмечено). Однако для слабых звезд она искривляется вверх, т. е. отношение диаметров увеличивается при уменьшении D . Тот факт, что звезды располагаются в полосе некоторой ширины объясняется, в основном, неоднородностями фона пластинки.

Наряду со звездами на тех же пленках эквиденсит были измерены диаметры галактик в скоплении ZwCl 1710.4+6401 [1]. Согласно Цвикки это скопление содержит много компактных галактик. На рис. 1 галактики отмечены заполненными кружками, а компактные по [1] галактики — крестиками. Мы видим, что за исключением нескольких объектов, все галактики находятся вне полосы, содержащей звезды. Именно это различие в распределении звезд и галактик на диаграмме дает возможность отличить галактики от звезд. При этом чем ближе к полосе звезд располагается галактика, тем более компактной она является и наоборот. Условимся считать очень компактными те галактики, которые попадают в полосу II, нижняя граница которой совпадает с верхней границей полосы для звезд, а ширина равна ширине полосы для звезд. Самые компактные галактики могут оказаться и ниже этой полосы. При таком определении только 13 из 32 компактных галактик Цвикки в исследуемом скоплении являются очень компактными. Оказывается, что из 209 галактик, использованных при построении диаграммы на рис. 1, около 80 или 40% попадают в полосу очень компактных галактик. Заметим, что почти все 80 галактик обладают поверхностной яркостью выше $21.0 V/\square''$, а 60% из них — выше $20.5 V/\square''$. Результатам исследования этого скопления галактик будет посвящена отдельная статья.

Таким образом, предлагаемый нами метод позволяет уверенно выделить компактные галактики, а также отличить галактики от звезд среди слабых (а также ярких) объектов.

В заключение вновь отметим, что выбор эквиденсит может быть произвольным, однако, как показывает наш опыт, желательно, чтобы по плотностям они не были очень близки друг к другу.

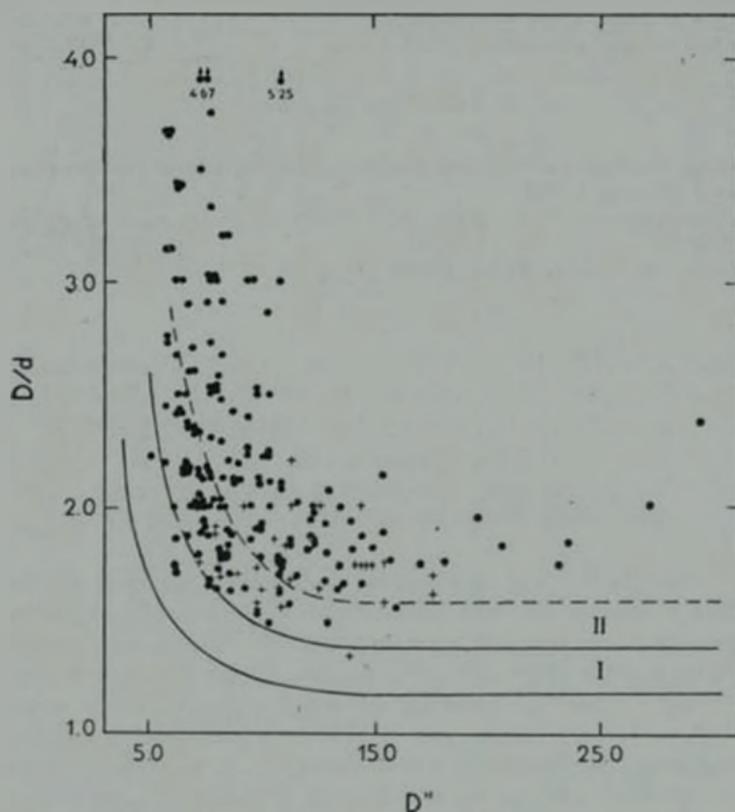


Рис. 1. Диаграмма $(D, \frac{D}{d})$ для звезд и галактик. Галактики в скоплениях ZwCl 1710 + 6401 обозначены заштрихованными кружками, компактные галактики Цвики в том же скоплении — крестиками. I — полоса звезд, II — полоса очень компактных галактик.

Авторы благодарны академику В. А. Амбарцумяну за интерес к работе и полезное обсуждение. Эквиденситные пленки были получены сотрудником Тауэнбургской обсерватории В. Хёгнером, за что авторы выражают ему благодарность.

A method for detecting compact galaxies. A method for detecting compact galaxies by means of comparing the ratios of two equidensity diameters of galaxies and stars located on the same plate is proposed.

25 июля 1976

Бюраканская астрофизическая обсерватория
Центральный институт астрофизики АН ГДР

А. Т. КАЛЛОГЛЯН
Ф. БЕРНГЕН

ЛИТЕРАТУРА

1. *F. Zwicky, Catalogue of Selected Compact Galaxies and of Post-Eruptive Galaxies, Switzerland, 1971.*
2. *V. A. Ambartsumian, H. C. Arp, A. A. Hoag, L. V. Mtrzyan, Astrofizika, 11, 193, 1975.*
3. *W. Hogner, Die Sterne, 50, 35, 1974.*

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 12

НОЯБРЬ, 1976

ВЫПУСК 4

РЕЦЕНЗИИ

MULTIPLE SCATTERING PROCESSES, INVERSE AND DIRECT,
HARRIET H. KAGIWADA, ROBERT KALABA, SUEO UENO
(ПРОЦЕССЫ МНОГОКРАТНОГО РАССЕЯНИЯ,
ОБРАТНЫЕ И ПРЯМЫЕ ЗАДАЧИ),
ADDISON-WESLEY PUBLISHING COMPANY, INC.
ADVANCED BOOK PROGRAM, READING, MASS. 1975

Рецензируемая книга издана в серии учебников, монографий и справочников «Прикладная математика и вычисления», редактором которой является один из авторов (R. Kalaba). В книге изложен метод решения стационарных задач о монохроматическом рассеянии света в плоском слое, основанный на уравнениях для характеристик поля излучения с производными по оптической толщине.

Впервые уравнения такого вида были получены В. А. Амбарцумяном в 40-х годах непосредственно из интегральных уравнений переноса, а также при помощи сформулированных им принципов инвариантности или, точнее говоря, метода сложения слоев. Согласно этому методу оптические характеристики слоя толщиной $x+x_1$ связываются с характеристиками слоев с толщинами x и x_1 . Если взять $x_1 = dx$, то получаются уравнения, содержащие производные по x . Затем такие уравнения широко применялись в теории переноса вместе с другими методами, причем принципы инвариантности придавали уравнениям теории наглядный физический смысл и имели большое эвристическое значение. Например, асимптотическая теория при $x \rightarrow \infty$, развитая В. В. Соболевым и др., в значительной мере основывалась на уравнениях с производными по x .

Авторы рецензируемой книги совместно с Р. Беллманом сделали для себя принципы инвариантности (под названием инвариантного вложения)

главным средством получения результатов в теории переноса. Они применили их не только к задачам отражения и пропускания, но и к задачам с внутренними источниками излучения, к рассеянию в неоднородных средах, к нестационарному рассеянию и др. Они же предложили использовать уравнения, получаемые из принципов инвариантности, для численного расчета полей излучения.

Как известно, уравнение, определяющее интенсивность излучения, — интегро-дифференциальное, причем к нему добавляются граничные условия на обеих границах слоя (или на бесконечности при $x = \infty$). Такие задачи с трудом поддаются численному решению. Уравнения, содержащие производные по толщине слоя x (тоже, как правило, интегро-дифференциальные) дают задачу Коши, так как всегда легко сформулировать начальное условие при $x = 0$. Это обстоятельство, а также сравнительная простота самих уравнений позволяют эффективно использовать их при расчетах на ЭВМ. Метод инвариантного вложения, возникший в связи с задачами теории переноса, применялся и в других разделах теоретической физики и математики.

В книге указанный метод последовательно применяется к задачам об изотропном рассеянии в «одномерной» среде (рассеяние вперед-назад), однородном и неоднородном плоских слоях со свободной и отражающей границами и, наконец, к анизотропному рассеянию в неоднородном слое. Каждый раз, причем двумя способами: путем мысленного добавления слоя бесконечно малой оптической толщины и формально из интегрального уравнения переноса излучения, — выводятся основные уравнения. Решаются задачи о диффузном отражении и пропускании, нахождении функции источников при освещении слоя мононаправленным потоком излучения или при внутренних источниках излучения, об определении резольвентной функции Φ и др. Центральное место занимает задача об интенсивностях излучения внутри слоя при облучении его сверху (b) и снизу (h) изотропным бесконечно широким потоком. Показано, что через функции b и h , введенные авторами, алгебраически выражаются решения многих задач. Наконец, предлагается схема дискретизации уравнений и алгоритм численного их решения. В приложениях дается программа, написанная на языке Фортран, для расчета функций b , h и Φ и приводятся таблицы этих функций. Обсуждаются также обратные задачи. Но они разобраны на частных случаях, причем не очень подробно, и служат скорее для иллюстрации и такой возможности метода. К каждой главе подобрано от четырех до десяти упражнений типа: получить дополнительный результат или уже полученный — другим способом, написать программу для вычисления какой-либо функции (т. е. решения уравнения).

Таким образом, название книги не вполне отражает ее содержание. Прочтя ее, можно изучить не теорию многократного рассеяния, а именно тот

метод решения ее задач, о котором говорилось. По мнению рецензента, книга сильно выиграла бы, если бы в нее были включены исторические замечания, т. е. сведения о том, кем, где и когда были впервые получены изложенные результаты. С этой целью мог бы быть использован помещенный в конце книги список литературы, оказавшийся совсем не связанным с текстом книги. Все основные результаты ранее были уже опубликованы в нескольких книгах и большом числе статей, но здесь они систематизированы и изложены в последовательности, удобной для усвоения. Книга будет полезна студентам и аспирантам, а также всем, кто захочет быстро освоить один из методов решения задач теории переноса.

Д. И. НАГИРНЕР

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 12

НОЯБРЬ, 1976

ВЫПУСК 4

ОБЗОРЫ

ИНФРАКРАСНЫЕ ЗВЕЗДЫ. (ОБЗОР НАБЛЮДАТЕЛЬНЫХ ДАННЫХ).

Г. В. ХОЗОВ

Поступила 2 октября 1976

В обзоре рассматриваются основные данные фотометрических, спектральных и поляризационных наблюдений холодных звезд, выполненных в оптическом, инфракрасном и радиодиапазонах в 1965—1975 г.г.

1. *Введение.* Впервые определение «инфракрасная (ИК) звезда» было дано Джонсоном [1] в середине 60-х годов для звезды, свыше 90% наблюдаемого излучения которой приходится на область спектра с длинами волн более 0.8 мкм. Если принять планковское распределение энергии в непрерывном спектре звезды, то очевидно, что критерию Джонсона удовлетворяет любая звезда с фотосферной температурой, не превышающей 2500 К. Этому же критерию удовлетворяют и более высокотемпературные звезды, на наблюдаемое излучение которых оказывают заметное влияние эффекты межзвездного или околозвездного покраснения. Таким образом, понятие «ИК звезда» (согласно определению Джонсона) весьма неопределенно и носит скорее описательный характер, чем отражает какой-либо этап звездной эволюции или внутреннее подобие физических свойств группы однородных объектов. В то же время в современной литературе можно встретить упоминание об ИК звездах в связи с: а) долгопериодическими М и SS переменными типа Миры Кита; б) углеродными (С) звездами; в) полуправильными, и неправильными М-гигантами; г) сверхгигантами классов М2 и позже; д) сильно покрасневшими звездами разных спектральных классов; е) звездами типа Т Тау; ж) ОI и Ве звездами с мощными газово-пылевыми оболочками; з) протозвездами на разных стадиях эволюции.

Естественно, что в одном обзоре невозможно охватить всей совокупности наблюдательных данных по такому разнообразию представителей звездного населения. Поэтому мы сузили круг рассматриваемых объектов, именуемых в дальнейшем ИК звездами, понимая под этим определением только холодные звезды, чьи фотосферные температуры не превышают 2500°K .

Многие сведения о наблюдениях этих и всех остальных из вышеречисленных объектов, выполненных до 1971 г., можно найти в обширной обзорной работе Нейгебауэра, Беклина и Хойланда [2], которая посвящена источникам ИК излучения как галактического, так и внегалактического происхождения, а также в работах [3—9]. За последние годы была получена обширная информация о разнообразных характеристиках излучения холодных звезд, существенно дополняющая ранние представления о них, а в ряде случаев и пересматривающая эти представления.

Целью данного обзора является систематизация разбросанных в текущей литературе основных наблюдательных данных, относящихся к ИК звездам. При этом не ставилась задача охватить все объекты и рассмотреть все опубликованные работы. Однако все основные наблюдаемые проявления ИК звезд в той или иной мере представлены в обзоре и проиллюстрированы наиболее характерными примерами из оригинальных работ. В данном обзоре мы стремились избежать вопросов детальной интерпретации наблюдений и сопоставления их с существующими теоретическими представлениями и моделями, касаясь их только в самом общем виде.

2. ИК обзоры неба. Основным первоисточником данных об ИК звездах являются опубликованные результаты обзорных наблюдений в ИК области. Именно они дают нам сведения о численности, пространственном распределении ИК звезд, а также о некоторых фотометрических и спектральных характеристиках, позволяющих выделить их.

Вопросы о численности и пространственном распределении не могут быть в настоящее время решены однозначно из-за: а) недостатка необходимой информации для выделения (наблюдательного) действительно ИК звезд из числа известных источников ИК излучения; б) ограниченных возможностей техники обнаружения таких объектов; в) незавершенности поисковых и обзорных программ наблюдений, которые проводились или проводятся в настоящее время.

Первый поиск холодных звезд провел Гетцлер [10] в 1937 г. Используя фотографическую методику, он обнаружил чрезвычайно яркие звезды в области $8500\text{—}9260 \text{ \AA}$, цветовые температуры которых оценивались в пределах от 1000 до 2000°K . Из-за отсутствия необходимых технических возможностей для детального исследования этих объектов открытие Гетцлера осталось без должного внимания. И лишь в середине 60-х годов началась широкая полоса поисковых и обзорных наблюдений с целью

явления холодных звезд. В табл. 1 приводится сводка основных данных ИК обзора неба, представленная в хронологическом порядке.

Наиболее полным является двухмикронный обзор неба, выполненный в 1964—1965 г.г. Нейгебауэром и др. [11] в Калифорнийском технологическом институте (США). Именно эта работа стимулировала в дальнейшем широкий интерес к ИК звездам, и по настоящее время наблюдатели в основном ссылаются на этот обзор. Наблюдениями было охвачено примерно 75% всего неба. В результате было выявлено около 20 000 звездных источников, зарегистрированных на 2.2 мкм. Позже было каталогировано 614 объектов [12], наиболее ярких в этой области спектра. Поскольку наблюдения проводились одновременно в двух спектральных участках, оценки цвета позволили судить о цветовых температурах зарегистрированных источников. Экстремальные значения показателей цвета $I-K > 6^m$ указывают на очень низкие температуры порядка 1500—1000 К. Отмеченная в [13] тенденция к группированию примерно 1% зарегистрированных источников с показателем $I-K \approx 7^m$ не подтверждается. Анализ всей совокупности данных двухмикронного обзора показывает, что не существует «провала» в зависимости числа звезд от величины показателя, а имеет место естественный спад в числе зарегистрированных источников по мере увеличения показателя, определяемый предельными возможностями аппаратуры.

3. *Фотометрические характеристики.* Основу фотометрии ИК звезд составляют многоцветные наблюдения в полосах стандартной системы U, B, V, R, I, J, H, K, L, M, N, Q, охватывающей диапазон длин волн от 0.36 до 20 мкм. Цветовые соотношения в разных вариантах дают информацию о цветовых температурах звезд, величине покраснения, некоторых спектральных особенностях при низком разрешении, а звездные величины в каждом цвете могут быть пересчитаны в монохроматические потоки на эффективных длинах волн в соответствии с абсолютной калибровкой системы [27] для построения распределений энергии излучения ИК звезд во всем интервале длин волн.

А. *Показатели цвета.* Прежде всего следует отметить, что само определение ИК звезды предполагает большие различия между их визуальными и ИК величинами. Действительно, значения $V-K$ составляют 12^m-17^m (по сравнению со средними 6^m-7^m для M5 гигантов и сверхгигантов [28, 29]), а $V-N$ достигает 22^m (например, в случае NML Cyg). И если для отдельных наиболее холодных долгопериодических переменных звезд, известных ранее, в минимуме блеска $V-K$ достигает 12^m-13^m (например, χ Cyg), то ни одна из них не имеет $V-N > 16^m$. Важно отметить, что показатели чернотельного излучения даже при $T \div 1500^\circ\text{K}$ (что соответству-

Автор	Год	Ссылка	Спектральная область $\mu\text{м}$	Метод поиска (обзора)	Область неба
Гетцлер	1937	10	0.56—0.85	фотограф.	Площадки обл. Мл. Пути
Нассеу и др.	1956	14	0.68—0.88	фотограф.	Экваториальн. зона, 12 обл. Мл. Пути
Холл	1964	15	1.3 — 3.0 3.0 — 3.0 8 — 13	фотолентр. сканирован.	18° северного полушария
Вестерлууд	1965	16	0.9	фотограф. (объект. призм.)	SA-13 ($2^\circ > l'$)
Нейгебауэр, Марц, Лейтон	1965	13	0.68—0.92 2.01—2.41	фотолентр. сканирован.	Область Мл. Пути в Возничем и Тельце
Ульрих и др.	1966	17	0.68—0.92 2.01—2.41	фотолентр. сканирован.	$-33^\circ < \delta < +81^\circ$ (And, Ser, Her, Cyg)
Акермани, Германи	1966	18	0.68—0.88	фотограф.	$-20^\circ < \delta < +30^\circ$ $50 < \alpha^\circ < 70^\circ$
Аро, Чавира	1967	19	0.8	фотограф.	$z = 17-20^h$ $\delta = -20^\circ - 20^\circ$
Хоффмани и др.	1967	20	300—360	фотолентр.	50° небесной сферы
Маффей	1967	21	0.68—0.88	фотограф.	3 площадки М 20 и М 17, Единорог
Прайс	1968	22	2.2	фотолентр.	$-52^\circ < \delta < -30^\circ$
Нейгебауэр, Лейтон	1969	11—12	0.68—0.92 2.01—2.41	фотолентр. сканирован.	75° неба $-35^\circ < \delta < +89^\circ$
Акермани	1970	23	0.68—0.88	фотограф.	4 поля вблизи плоскости Галактики по $10^\circ \times 4^\circ$ — каждое
Хоффмани и др.	1971	24	100	фотолентр.	750 кв. гр. галактич. плоск. $88^\circ - l - 335^\circ$
Хаффнар	1972	25		фотограф.	южное небо от -36° (и южнее)
Волвер, Хоффмани, Вильяссер	1972	26	0.5—2.5	фотолентр.	Созвездие Лебеди

Таблица 1

ПОИСКОВЫЕ НАБЛЮДЕНИЯ

Число объектов	Обозначения	Примечания
4953—M5—M10 941—M7—M10 21	Netzler (Ht)	Обзор проводится с целью поиска „ИК звезд“
250 звезд M1—M10, 12 углор. звезд		
10 звезд с $I-K \approx 7^m$	NML	Предварительные результаты обзорной программы Калифорнийского технологического института
14 звезд с $I-K \approx 6^m$	CIT	Продолжение обзорных наблюдений в Калифорнийском технологическом институте
3 объекта		Предварительные результаты поисковой программы наблюдений
126	H—C	
Источников ярче $2 \times 10^{-10} \text{ ватт-см}^{-2} \cdot \text{м}^{-2}$ не обнаружено		Обзор с воздушного шара
15 ИК звезда		
414 зв. с отождествл.		
20 000—зарегистр.; 5614 с K ярче 3^m каталогировано	IRC	Распределение в Галактике для 2500 звезд показывает, что простр. плотность у полюсов $\sim 0,02$ на кв. гр. а около экватора $\sim 0,50$ на кв. гр.
400 с $B-R > 4^m$		Баллонные наблюдения
72 источн., часть из них отожд. с ИК звездами		
2330 звезд с $B-I > 4^m$.		
20 из них имеют $B-I > 6^m$		
58 звезд с $V-K > 10^m$.		
30 имеют $I-K > 6^m$		

ет самому низкому значению аффективных температур среди ранее известных наиболее холодных звезд) существенно меньше. Это иллюстрирует табл. 2, где приводятся данные для двух наиболее изученных ИК звезд NML Tau и NML Cyg. Для сравнения указаны показатели цвета χ Cyg и T Lyr, а также звезды спектрального класса F0I с покраснением больше 10^m (CIT-11).

Таблица 2
ПОКАЗАТЕЛИ ЦВЕТА ИК ЗВЕЗД (СРЕДНИЕ)

Источник излучения	B-V	V-R	V-K	V-N	I-K	K-L
NML Cyg	4.5	5.3	16.6	21.9	6.6	2.3
NML Tau (макс.)	3.4	5.6	13.8	—	4.2	1.2
NML Tau (мин.)	—	5.9	15.8	—	6.0	1.6
CIT-11	4.3	4.6	12.8	15.5	4.9	0.7
Черное тело $T=1500$ K	3.3	4.8	10.3	12.7	2.8	1.1
χ Cyg	2.5	5.9	13.6	15.3	3.7	0.8
T Lyr	5.5	2.9	7.9	8.5	3.3	0.8

Джонсон [7, 8] и Мендоза [6] показали, что двухцветная диаграмма B—V, V—R позволяет оценить спектральные свойства холодных звезд. На рис. 1 углеродные (C) звезды образуют четко выделяемую последовательность (идущую почти горизонтально) с малыми вариациями V—R. Наоборот, титановые (M) и циркониевые (S) звезды располагаются соответственно слева и справа от вертикальной линии B—V $\approx 1^m 6$ (значения, характерного для M и S звезд [8]). К сожалению, многие ИК звезды чрезвычайно слабы в B ($\sim 20^m$) и даже в V. Однако около 20 объектов, для которых имеются B—V, занимают на диаграмме область справа и выше последовательностей M—S и C звезд. Наклонные параллельные линии являются линиями раздела зон, в которых оказываются сильно покрасневшие M и S гиганты, согласно расчетам Ван де Хюлста [30]. Не все ИК звезды «уходят» в зоны покраснения. Некоторые, в основном из числа ранее известных наиболее холодных мирид (TX Cam, RU Her (CIT-8), MW Her (CIT-9), DG Cyg (CIT-12) и др.), остаются вблизи или на последовательности. В то же время объекты Аро—Чавиры (H—C), Гетцлера (H1) и другие ИК звезды (CIT, NML) имеют показатели, указывающие на возможные большие покраснения. В ту же область попадают и экстремально покрасневшие звезды, заведомо не подпадающие под наше определение ИК звезды. Следовательно, способа оценки спектральных свойств ИК звезд на основании показателей цвета фотометрия не дает.

Б. *Распределение энергии излучения.* Основные характеристики распределений ряды ИК звезд, построенных по данным многоцветных фотометрических наблюдений обсуждались в ранних работах [1, 31—35]. Для принятых при нормировании по максимуму температур, чернотельные кривые более или менее удовлетворительно согласуются с наблюдениями в коротковолновой части спектра. В релей-джинсовской части прокалиброванные в абсолютной мере потоки оказываются даже на порядок выше.

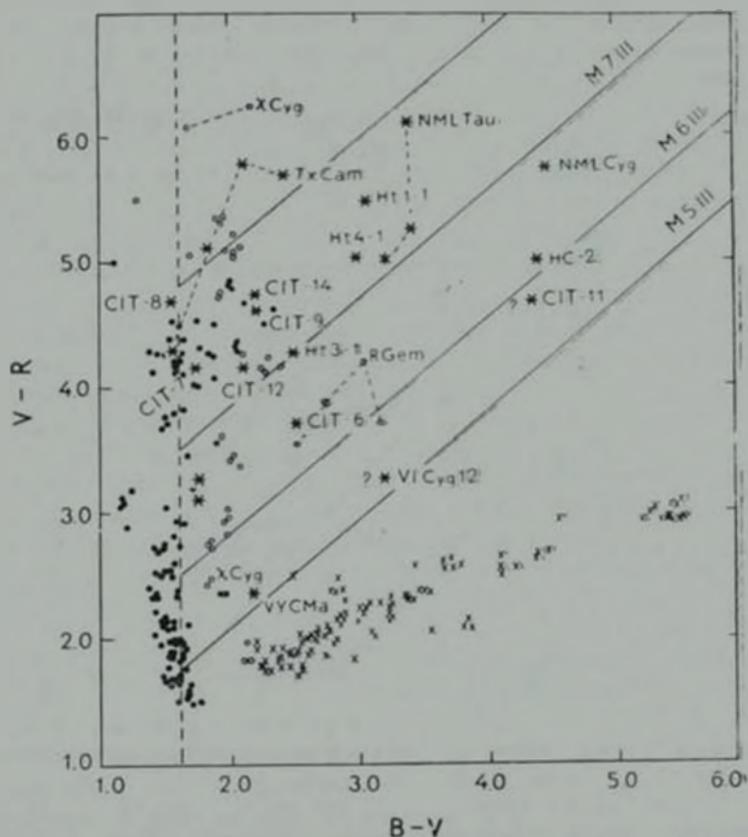


Рис. 1. Двухцветная диаграмма $B-V$, $V-R$ для ИК звезд. (●) — М звезды; (○) — S звезды; (·) — С звезды; (*) — ИК звезды.

На основании собственных наблюдений в диапазоне $0.55-10.2$ мк: Дик и др. [36] построили и проанализировали распределения энергии для 40 ИК звезд, сопоставив их с аналогичными распределениями для ряда известных долгопериодических переменных звезд и постоянных красных

гигантов и сверхгигантов. ИК звезды выделялись на основании $I-K > 5^m$. Величины потоков на 10.2 мкм коррелируют с показателями, причем даже для звезд, расположенных на высоких галактических широтах, где эффекты межзвездного покраснения должны быть незначительными.

Построенные по данным многоцветной фотометрии спектры неизменно свидетельствуют о дополнительном более холодном источнике излучения. Континуум во всем наблюдаемом ИК диапазоне может быть представлен несколькими наложенными друг на друга чернотельными кривыми с монотонно убывающими температурами. Например, можно отметить распределение энергии в спектре NML Cyg, предложенное Штейном и др. [37]. Распределение представляет суперпозицию трех чернотельных излучений с температурами 1500, 850 и 250°K. для IRC+10216 (CW Leo) наблюдаемое распределение можно представить до $\lambda = 5$ мкм чернотельной кривой с $T = 650$ K, а при $\lambda > 5$ мкм с $T = 500$ K [35].

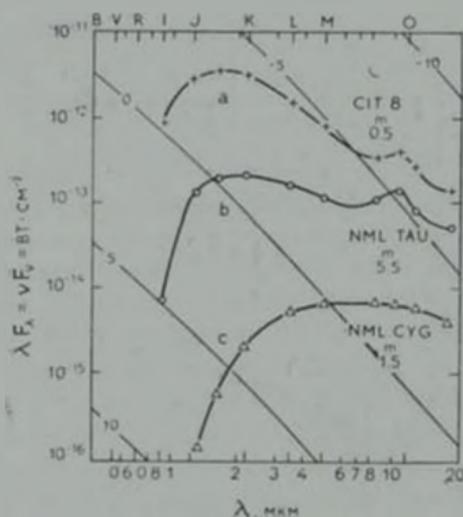


Рис. 2. Зависимости λF_λ от λ для: а) «нормальной» ИК звезды; б) таурида; в) цигнида.

Обширная программа фотометрических наблюдений ИК звезд в области 0.9—18 мкм с разрешением $\Delta\lambda/\lambda = 0.1$ была выполнена в 1972—1973 г.г. Стрекером и Неем [38—40]. Целью работы было получение и изучение непрерывных спектров. Всего они пронаблюдали около 250 объектов, 235 из которых пытались идентифицировать Гросдален и Гаустад [41]

и не нашли для них визуальных аналогов ярче 12^m . В программу были включены также 14 объектов CIT [17], NML Tau, NML Cyg и IRC+10216. Калиброванная аппаратура позволила более или менее подробно построить непрерывные спектры всех ИК звезд программы в абсолютных значениях. Большинство звезд ($\sim 90\%$) имеют распределения энергии, подобные известным ранее для гигантов и сверхгигантов поздних типов с подъемом в области 10 мкм. На рис. 2а такое распределение, по результатам работы [40], приводится как λF_λ (от. см⁻²) в функции длины волны λ (мкм). В диапазоне 2—5 мкм спектры хорошо согласуются с релей-джинсовской частью чернотельного излучения (наклонные линии — 10, 0, 5, 10). Назовем их условно «нормальными» распределениями. Примерно 10% изученных объектов имеют распределения, заметно отличающиеся от «нормальных». При этом здесь выделяются две группы ИК звезд. В первой — кривые на $\lambda < 2$ мкм представляют очень холодное или сильное покрасневшее чернотельное излучение, в то время как при $\lambda > 2$ мкм распределение имеет наклон, характерный для свободно-свободных переходов ($f_{\nu} = \text{const}$), с явно выраженными подъемами вблизи 10 и 20 мкм. Характерным представителем этой группы является NML Tau (рис. 2б). У звезд второй группы практически не наблюдается подъемов в 10 и 20 мкм. Их ИК континуумы имеют плавный ход во всем исследованном диапазоне волн. Чернотельные температуры, соответствующие наблюдаемым распределениям, заключены в интервале 400—800°K (!). В числе представителей второй группы наиболее исследованной и характерной для этой группы является NML Cyg (рис. 2с). Стрекер и Ней предложили разделить ИК звезды на два класса и назвать их соответственно тауридами и цингидами. По-видимому, третьим классом ИК звезд следует считать все остальные поздние звезды с «нормальными» распределениями, удовлетворяющие нашему определению.

4. Спектры ИК звезд. Поскольку почти вся энергия излучается ИК звездой в области $\lambda > 0.8$ мкм, спектры их в этом диапазоне дают основную информацию о звездных атмосферах. Наблюдения в диапазоне от 0.8 до 20 мкм являются основными и наиболее ценными, так как эта область относительно свободна от поглощения в земной атмосфере (я «окна» прозрачности) и содержит спектральные детали преобладающих в составе звездных атмосфер молекул, таких, как H₂O, CO, TiO, VO, ZrO, CN, C₂H₂, HCN и другие. Эти молекулы проявляются по своим абсорбционным свойствам. Причем интенсивности тех или иных полос поглощения заметно различаются в зависимости от химического состава атмосфер звезд. Обширный обзор по ИК спектрам звезд для области $\lambda > 0.9$ мкм (в том числе и для ИК звезд по результатам наблюдений до 1969 г.) дан в работе Спинрада и Уинга [42]. Поэтому здесь мы не будем подробно останавли-

ваться на спектральных особенностях холодных звезд, а коснемся только тех из них, которые наиболее выражены в ИК звездах.

А. Классификация. Прежде всего о спектральной классификации холодных звезд. Она основана на анализе полос поглощения TiO, VO (для M звезд) и C₂ CN и других углеродных соединений (для C звезд) в области спектра до 1 мкм [43—46]. Экстраполяция разработанных критериев показывает, что основной массой ИК звезд составляют титановые звезды M6—M10, затем углеродные (C6—C10) и, наконец, циркониевые (S6—S10).

С бесщелевым призмным спектрометром и ЭОП Фогт [47] получил спектры 235 объектов IRC, которые не были идентифицированы с известными слабыми красными звездами Диборнского каталога [41]. В табл. 3 приводятся результаты работы Фогта, включающие звезды Северного полушария ($\delta \geq -4^\circ$). По фотографическим спектрограммам, полученным с объективной призмой, Генри [48] получил спектры 120 звезд Гетцлера, для которых наблюдаемые $m_{3401} - m_{4100} > 2^m$. Спектральные классы большинства из них оказались M5—M9. Аналогичные спектры ИК звезд (в том числе и объектов NML Тау и NML Cyg) получил Пеш [49]. Как видно, основную массу изученных ИК звезд составляют поздние M звезды. Дик и др. [50] из 38 ИК звезд, для которых была сделана спектральная классификация, нашли только 4 углеродные звезды. Остальные — звезды M6—M10.

Таблица 3
СПЕКТРАЛЬНЫЕ ТИПЫ ИК ЗВЕЗД [47]

M4	M4—M6	M7—M8	M9—M10	C	?
10	25	142	47	9	2
В с е г о		235 звезд			

Не всегда экстраполяция критериев классификации холодных звезд, примененная к ИК звездам, дает уверенные результаты. Это особенно наглядно иллюстрировал пример NML Cyg. Слабые полосы TiO и VO, а также H₂O, с одной стороны, и заметно выраженное поглощение CO вблизи 2.3 мкм, с другой, — все это давало основание предполагать подобие объекта углеродным звездам [51]. Однако более тщательный и подробный анализ спектров, полученных Джонсоном с помощью интерферометра Майкельсона [52], с привлечением теоретических исследований Юнга [53] определенно показал, что NML Cyg является сильно покрасневшим сверхгигантом M6—M7.

Б. *Абсорбционные и эмиссионные спектры.* В основу изучения спектров ИК звезд в ранних работах [42, 54] было положено сопоставление их с подобными спектрами известных звезд поздних классов М, S, C. Спектры ИК звезд в области $\lambda < 1$ мкм во многом сходны со спектрами холодных звезд. Здесь также важную роль играют абсорбционные свойства различных окислов. Однако коротковолновые спектры цигнидов, в отличие от тауридов, имеют очень слабо выраженные полосы поглощения [39].

Наблюдения в области $\lambda > 1$ мкм свидетельствуют о том, что основную роль здесь играет поглощение H_2O и CO , а также, в меньшей степени, CN , C_2H_2 , C_2 , HCN . Свойства поглощения этими молекулами зависят от соотношения C/O , которое для звезд разных спектральных типов имеет вполне определенные значения: $C/O < 1$ —для М звезд, $C/O \approx 1$ —для S звезд и $C/O > 1$ —для C звезд. В ИК звездах класса М поглощение H_2O значительно сильнее наблюдаемого в звездах S и C. Согласно [54] концентрация CO остается примерно одинаковой во всех случаях, но концентрации H_2O резко уменьшается в S звездах и, особенно, в углеродных. Для многих ИК звезд характерна более или менее выраженная депрессия спектров вблизи 2.3 мкм. Юнг [53] показал, что относительная сила полос CO -сери в этом интервале зависит от температуры. Вычисления Юнга хорошо соответствуют наблюдаемым структурам полос CO для звезд с различными температурами [45]. Из наблюдений ИК звезд следует, что степень депрессии континуума в районе полос CO у 2.3 мкм связана со светимостью звезды: чем выше светимость, тем больше депрессия.

При рассмотрении спектров ИК звезд особо следует выделить область длин волн больше 7 мкм. Наблюдения в диапазоне от 7 до 35 мкм показали эмиссионные детали в их спектрах. Эмиссионные «пики» наблюдаются у ИК звезд с «нормальным» распределением и тауридов. Подобный «пик» наблюдался и ранее в поздних звездах [55, 56], однако для ИК звезд, и, в первую очередь, для М звезд, эмиссия в области 10 и 20 мкм выражена значительно сильнее.

В работах [57, 58] опубликованы данные спектрофотометрии поздних звезд, в том числе и ИК, с разрешением $\Delta\lambda/\lambda = 0.01$ —0.02 в диапазоне 2.8—20 мкм. Наблюдаемое распределение энергии удовлетворительно объясняется фотосферной радиацией звезды на коротких волнах с дополнительной эмиссией на $\lambda > 8.4$ мкм, которую для М и S звезд, богатых кислородом, можно идентифицировать с излучательной способностью силикатных материалов. Лоу и Кришна Свами [59] наблюдали у α Ogi вблизи 20 мкм «пик» излучения, характерный для силикатов. Двойные «пики» эмиссии (на 10 и 20 мкм) для ряда холодных звезд М и S типов отмечены в [60, 61].

5. *Температуры ИК звезд.* Температура является одной из важнейших звездных характеристик. Для холодных звезд определение температу-

гурной шкалы всегда было и остается трудной задачей и прежде всего из-за значительного расхождения (до 1000 и более градусов) определенных наблюдательно многочисленными способами цветовых и эффективных температур, а также несоответствия этих температур с полученными на основании спектроскопических данных. По мере получения новых наблюдательных данных (особенно в длинноволновой части спектра) расхождение усиливалось и требовало очередного (!) пересмотра калибровки звездных температур [7, 32].

Уже предварительная оценка температур звезд каталога двухмикронного обзора [12] на основании показателей цвета I—K показывает, что они в подавляющем большинстве заключены в пределах 1500—3500 К. Однако ИК звезды имеют температуры, определенные на основании чернотельного приближения при I—K > 6^m, менее 1500°К.

Согласно Джонсону [28], наилучшие результаты при оценке T_{eff} звезд всех спектральных типов до M5 (включительно) дают определения по показателю I—L. Однако шкала T_{eff} Джонсона охватывает лишь звезды с минимальными температурами до 2800 К. Поэтому определение температур ИК звезд связано с необходимостью экстраполяции и не дает уверенности в правильности сделанных оценок. Спектральное сканирование в диапазоне 0.75—1.08 мкм, выполненное Уингом [42] для ряда звезд M6—M10, подтверждает неудовлетворительность экстраполяции температурной шкалы Джонсона. Действительно, сравнительно широкая полоса $I(0.75) \approx 0.9$ мкм) фотометрической системы охватывает абсорбционные полосы TiO, VO, H₂O. При этом наблюдаемые потоки в I оказываются ниже в 2 раза для звезд M6—M8 и в 5 раз для M10 по отношению к ожидаемым для случая чернотельной аппроксимации в I и L [62]. Это, конечно, сказывается на оценках эффективных температур звезд. Поэтому они могут рассматриваться как ориентировочные.

Самая низкая температура была найдена для «необычного» ИК объекта в созвездии Льва. В 1969 г. Беклин и др. [35] опубликовали как один из частных результатов изучения объектов IRC наблюдения IRC+10216 (по OK113 [63] CWLeo). T_{eff} для этой звезды оценивается в 600 К.

На рис. 3 приводятся эффективные температуры наиболее изученных ИК звезд в зависимости от показателя цвета I—K. Они обозначены звездочками. Как видно, ИК звезды продолжают последовательность T_{eff} ранее известных наиболее холодных M, S и C звезд [6, 7, 36].

Отличительной чертой, характерной для ИК звезд, является значительное отличие цветовых и эффективных температур (из фотометрических наблюдений) от температур, определенных по спектральным наблюдениям. Как правило, первые оказываются намного ниже. Этот факт можно легко объяснить, если принять, что наблюдаемая радиация от ИК звезды является излучением двух источников с различными температурами. Спектраль-

ные наблюдения выявляют более высокотемпературный источник. Наиболее ярким примером является NML Cyg. Эффективная температура на основании фотометрии [31, 32] оценена в 700 и 1290°K, в то время как спектральные наблюдения [52] дают 2500°K. Многоцветная фотометрия показывает, что чернотельные приближения наблюдаемых распределений энергии излучения ИК звезд соответствуют температурам 500—1500°K, которые намного меньше принятой в нашем определении ИК звезды.

6. Избытки ИК излучения. Итак, многоцветная фотометрия, спектрофотометрия и детальная спектроскопия ИК звезд явно указывают на наблюдаемое дополнительное излучение в пределах некоторого интервала длин волн сверх ожидаемого для звезды, излучающей как черное тело с эффективной температурой, соответствующей ее спектральному типу. Такое дополнительное излучение принято называть «ИК избытком».

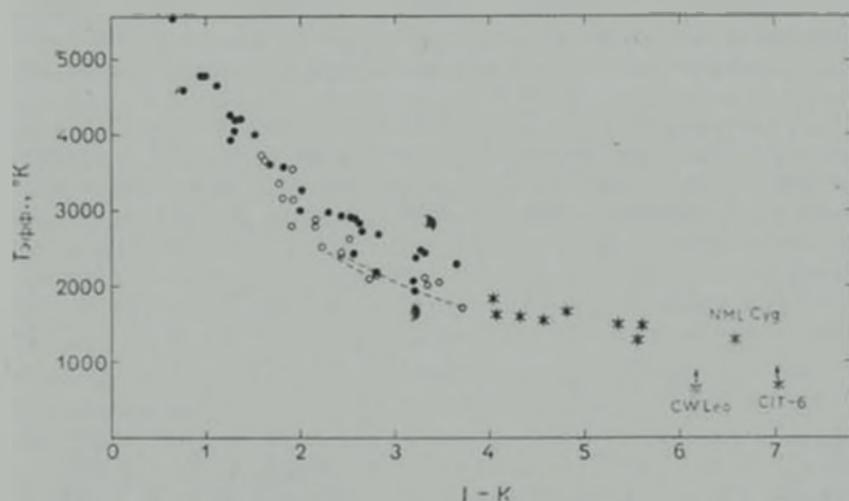


Рис. 3. Эффективные температуры холодных звезд. (●) — С звезды [6, 7, 36]. (○) — М и S звезды [6, 7] (штрихами соединены значения $T_{\text{эфф}}$ у Cyg и o Cet в фазах максимумов и минимумов); (*) — ИК звезды.

А. Возможные причины наблюдаемых ИК избытков. На диаграмме Герцшпрунга—Рессела (светимость—температура) последовательности гигантов и сверхгигантов идут почти горизонтально, и поэтому должны существовать звезды со сравнительно низкими температурами (2500°K и ниже), но обладающие вполне достаточными светимостями для того, чтобы быть обнаруженными современными средствами. Чернотельное излучение таких звезд почти полностью приходится на ИК область спектра. Назовем

их условно «нормальными» ИК звездами. Однако, как мы уже отмечали в разделах 3—5, дополнительное излучение всегда соответствует более низкотемпературному излучению. Каковы возможные механизмы возникновения такого излучения?

1) Причиной наблюдаемого ИК избытка может быть селективное поглощение межзвездной пылью, в результате чего происходит сдвиг наблюдаемого максимума излучения «нормальной» более горячей (чем принято для ИК звезд) звезды в ИК область. Спектральные данные для ИК звезд (по критерию Джонсона) свидетельствуют, что покрасневшие звезды ранних спектральных типов (например, V1574 12, CIT-11) имеют аналогичные фотометрические характеристики.

2) Наличие массивных холодных спутников вблизи видимой звезды может быть также причиной заметного дополнительного излучения в области ИК воли. На это указывал Мендоза [6]. Однако из ИК звезд, включенных в данный обзор, лишь только VV Сер известна как двойная система. Наблюдательных доказательств двойственности других ИК звезд нет.

3) Возможным, но до сих пор не подтвержденным источником ИК излучения звезд является синхротронное излучение, связанное со вспышками. Радиовсплески синхротронного происхождения и не тепловой характер вспышечной оптической эмиссии и дают основание предполагать синхротронное излучение в области ИК длин воли. Однако в этом случае невозможно было бы объяснить характер периодической переменности большинства ИК звезд, о которой пойдет речь в дальнейшем. Кроме того, нет данных о значительных магнитных полях у ИК звезд.

4) Как одно из объяснений ИК излучения Мендоза [6] выдвинул предположение о возможных аномалиях химического состава протяженных звездных атмосфер. В некоторой степени для углеродных ИК звезд такое объяснение может быть принято. Однако нельзя забывать о громадных светимостях (до 90% от общей) таких звезд в длинноволновой части спектра, чего никак не объяснить химическим составом.

5) Одной из наиболее очевидных (и в настоящее время общепризнанных) причин ИК избыточного излучения звезд является наличие сравнительно холодного вещества вблизи звезды. Впервые реальность существования пылевых оболочек стала широко обсуждаться после открытия ИК звезд. Большая часть наблюдаемого ИК излучения возникает при рассеянии и тепловом переизлучении частицами околозвездной материи, нагретыми коротковолновой радиацией центральной звезды. Подобная модель обсуждалась в ряде ранних работ [6, 35, 52 и др.]. Наблюдаемое энергетическое распределение обычно имеет коротковолновую компоненту,

представляющую спектр нормальной звезды и относительно гладкую длинноволновую компоненту излучения оболочки. Реально предположить наличие градиента температуры вещества оболочки от фотосферных слоев звезды к периферии протяженной оболочки [64]. Это объясняет сглаженность длинноволновой компоненты. Кроме того, дисперсии размеров, плотностей, а также различия химического состава и формы пылевых частиц — все это дополнительно «размазывает» ее. Однако, как показано в [66], селективное поглощение, а следовательно и переизлучение частицами, носит для многих ИК звезд заметно выраженный характер.

6) В последние годы Вульф [61] и Джильтман [66] рассмотрели возможность объяснения наблюдаемой избыточной длинноволновой ИК радиации эмиссией свободно-свободных переходов в звездных хромосферах. Следует отметить, что ранее о такой возможности писали в своей работе о космических источниках ИК радиации Барбидж и Штейн [5].

Б. Характеристики ИК избытков. Для количественного определения величин ИК избытков в различных звездах необходимо знать их эффективные температуры. Это в свою очередь требует установления спектрального типа звезды. Соответствие спектрального типа и $T_{\text{эфф}}$, как мы уже отмечали в разделах 5 и 6, основано на экстраполяции критериев, разработанных для поздних звезд. Однако для разных типов звезд такая экстраполяция имеет различную надежность. Если для M звезд надежность экстраполяции, как показано в [6], удовлетворительна, то для S и C звезд деление на подтипы слабо подтверждается наблюдательно. Возможная ошибка в определении $T_{\text{эфф}}$ естественно приведет к ошибке в определении величин ИК избытка. Поэтому количественные оценки ИК избытков в звездах (см. в разделе 10) можно рассматривать как ориентировочные. Отклонение спектрального распределения от черного тела будет дополнительным источником ошибок.

Итак, в настоящее время общепризнано, что большая часть (до 99% от общей) звездной ИК избыточной радиации возникает при тепловом излучении пылевых оболочек, окружающих центральную звезду. Энергетически звездная и околозвездная компоненты перекрываются в широком диапазоне длин волн. Однако для ИК звезд можно считать, что центральная звезда дает основной вклад в области до 2—3 мкм, тогда как в более длинноволновой части спектра мы наблюдаем только излучение оболочки. Причем, как показал Хербиг [64], эффекты рассеяния в оболочке при $\lambda > 3$ мкм пренебрежимо малы по сравнению с радиационными эффектами нагретых частиц. Наблюдения указывают, что в ИК звездах пылевые частицы в оболочках имеют различные температуры — от внутренних к периферийным слоям температура падает. Это и является причиной того, что

наблюдаемые распределения энергии представляются в виде суперпозиции нескольких чернотельных излучений [35, 37].

Избытки излучения, вызванные пылевыми оболочками, достаточно случайны. Для многих звезд поздних спектральных типов (не только НК), и в особенности для звезд с высоким содержанием кислорода, энергетическое распределение наблюдаемых избытков в диапазоне 7—14 мкм поразительно подобно ожидаемому для оптически тонкого облака силикатных частиц [57, 65]. Теоретические исследования молекулярного равновесия в околозвездных оболочках холодных звезд, выполненные Джильманом [66], показали, что силикаты Al_2SiO_5 и Mg_2SiO_4 наиболее вероятны с точки зрения конденсации в звездах с $C/O < 1$. Идентификация силикатов в околозвездных оболочках была подтверждена в [55, 56, 59].

Предварительные данные в работе [67] могут быть еще одним дополнительным аргументом в пользу силикатоподобной эмиссии в спектрах НК звезд. Был найден третий пик у 3 объектов в области 33 мкм, характерный для излучения пылевых частиц, таких, как $FeSiO_3$, Mn_2SiO_4 , Ca_2SiO_4 . Однако следует отметить, что для VUCMa и NML Cyg этой детали не было обнаружено, то есть, возможно, что присутствие силикатов в оболочках холодных звезд заметно отличается от звезд и звезды.

7. Поляризация излучения. Наличие диффузной материи вблизи НК звезд в виде оболочек подтверждается целым рядом наблюдательных фактов. Одним из существенных является поляризация излучения. Механизмы возникновения наблюдаемой поляризации в настоящее время рассматриваются в связи с двумя процессами: а) прохождением неполяризованного излучения звезды через толщу каким-либо образом ориентированных (например, магнитным полем [68—70], газовой струей [71]) пылевых частиц в оболочке; б) рассеянием неполяризованного излучения звезды в сферически несимметричных околозвездных оболочках [70, 72, 73]. И в том, и в другом случаях пылевая оболочка является ответственной за возникновение поляризации излучения звезды, которая в отличие от межзвездной (возникающей в удаленных от звезды облаках) называется собственной.

Собственная поляризация коротковолнового излучения холодных звезд изучалась в работах [68, 69, 74, 75 и др.]. Критерии определения поляризации как собственной обсуждались В. А. Домбровским [76]. Характерно, что наблюдаемая поляризация в видимой области у некоторых красных звезд высокой светимости (гиганты и сверхгиганты) достигает 6—7%, но, как правило, в длинноволновую сторону спектра она уменьшается и при $\lambda > 1$ мкм не превышает 1%.

Для ряда НК звезд была обнаружена поляризация НК излучения, намного превосходящая 1% даже на 22 мкм и, более того, явно превышающая ожидаемую из экстраполяции $p(\lambda)$ [77—80]. При этом отмечалось изменение позиционного угла с длиной волны. Рекордная для звезд величина

поляризации была зарегистрирована Шолом и Целлером в 1970 г. для ICR+10216 на $\lambda = 1$ мкм ($p \approx 20\%$). Интересно отметить, что позиционный угол поляризации объекта совпадает с малой осью эллипсоида, в виде которого этот объект был получен Арпом на снимках с 200" телескопом. Этот факт подтверждает принятую в [72] модель звезды, где поляризация объясняется рассеянием в асимметричной околозвездной оболочке. По-видимому, в данном случае мы имеем единственный случай, когда визуально (1) наблюдается оплозвездная оболочка вблизи ИК звезды. Геометрические размеры ее были оценены на разных длинах волны Тоомбсом и др. [81] при покрытии IRC+10216 Луной. Оболочка, окружающая центральную звезду, состоит из двух частей — внутренней ($\sim 0.4''$) и внешней, протяженной ($\sim 2''$).

Особый интерес представляют наблюдения зависимости поляризации от λ . Общая тенденция уменьшения степени в сторону больших длин волны сохраняется, так же, как и у ранее наблюдавшихся холодных звезд. Однако отличительной особенностью $p(\lambda)$ ИК звезд является отклонение от плавного хода в области 0.8—1.2 мкм (по-разному для различных объектов) с возрастанием p в области больших λ и последующим медленным уменьшением. При этом позиционный угол также изменяется. В интервале длин волны от 0.5 до 2.2 мкм угол в большинстве случаев изменяется в пределах до 90° [82]. Наиболее исследованным и характерным примером может быть зависимость величин поляризации и позиционного угла от $1/\lambda$ для VYCMa по данным [80, 82, 83] для близких моментов наблюдений. Характер зависимости явно указывает на присутствие в излучении VYCMa двух составляющих поляризованного излучения: коротковолновой и длинноволновой с различными $p(\lambda)$. Это подтверждается и характером зависимости $q(\lambda)$, впервые наблюдаемой у ИК звезд. Аналогичные зависимости наблюдаются у XMI. Тип [84], CIT-6 [85] и других ИК звезд.

Поляризационные наблюдения в области 10 мкм показали небольшую поляризацию (примерно 1%) для ряда ИК звезд с сохранением угла, измеренного на 2.2 мкм [86].

И еще один важный (с точки зрения особенности ИК звезд) наблюдательный факт следует подчеркнуть. Дик и др. [87] провели в 1969—1970 г.г. широкую программу поляризационных наблюдений холодных звезд, в том числе и ИК, и обнаружили корреляцию собственной поляризации в видимой области с ИК избытками. Во всех случаях, когда звезда с собственной поляризацией наблюдалась на 10—11 мкм, она неизменно отмечалась как звезда с большим ИК избытком, и то время, как аналогичного типа звезда без поляризации не всегда имеет такой избыток.

Анализ поляризационных наблюдений ИК звезд в широком спектральном интервале показывает, что поляризация, по крайней мере частично, является собственной. Механизм возникновения полной наблюдаемой поляризации достаточно сложен, чтобы быть объясненным в рамках единой

простой модели, хотя имеющиеся данные не противоречат отмеченным в начале раздела механизмам. Часто на наблюдаемую поляризацию собственно звездного излучения накладывается межзвездная, что затрудняет анализ наблюдений. В то же время можно отметить определенные закономерности: а) большая наблюдаемая поляризация ИК излучения не является обязательной для звезд с большими ИК избытками; б) поляризованное излучение ИК звезд, наблюдаемое в широком интервале длин волн, имеет две составляющие — коротковолновую, с более крутой зависимостью от длины волны (до λ^{-2}), и длинноволновую, со слабо выраженной зависимостью от длины волны; в) в ряде случаев наблюдается поворот (до 90°) плоскости преимущественных колебаний электрического вектора при переходе от видимых к ИК лучам.

Энджел и Мартин [88] в 1972 г. обнаружили круговую поляризацию в направлении четырех ИК звезд в области спектра 7150—8500 Å. Максимальная поляризация в 0,35% была отмечена у CIT-6, причем, как линейная, так и круговая оказались переменными. Круговую поляризацию N.M.I. Суд с максимумом 0,6% на 1,7 мкм нашел Серковский [89]. Было высказано предположение о возникновении круговой поляризации при многократном рассеянии излучения звезды в оболочке на асимметрично распределенных частицах.

8. *Переменность излучения.* В настоящее время можно с уверенностью сказать, что переменность является для ИК звезд правилом, почти без исключений (по крайней мере среди исследованных на переменность звезд).

А. *Переменность блеска.* Еще Гетцлер [10] отметил колебания яркости холодных звезд за короткое время от нескольких часов до нескольких суток. Приступая к выполнению программы обзорных наблюдений, авторы обзоров [12, 15] предполагали, что среди ИК объектов должно быть много холодных переменных звезд с периодами до нескольких лет. В некоторой степени это определило наблюдательную селекцию обзоров, так как в период их проведения часть источников ИК излучения оказалась слабее предельных для данной аппаратуры величин. С целью хотя бы частичного исключения селекции обзоры проводились в несколько этапов. Большинство ярких ИК звезд при более детальном изучении оказались долгопериодическими переменными типа Миры Кита [35, 90—94 и др.]. О переменности блеска ИК звезд сообщалось в [82, 95—100]. Обширные исследования переменности (около 400 ИК звезд) выполнили Хойланд и др. [101]. Во всех работах отмечались большие периоды и амплитуды изменений ИК блеска звезд в области $\lambda > 1$ мкм. На рис. 4 приведены гистограммы распределений наблюдаемых амплитуд и периодов для 150 ИК звезд [101].

Следует особо выделить вопрос об исследовании изменчивости блеска NML Cyg. Пожалуй, ни об одной другой ИК звезде не говорилось столь противоречиво. Джонсон [102] отметил пятидневное падение блеска в ИК примерно на $0^m.5$. Однако при этом не было обнаружено изменений цветов в 1.25—10.2 мкм, что поставило под сомнение изменчивость объекта. В частности, этот факт был одним из аргументов в пользу высказанного ранее предположения о протозвездном состоянии NML Cyg [1]. В [97—100] определенно показано, что звезда изменяет свой блеск со временем на всех λ , на которых проводились наблюдения, но изменения выражены слабее, чем у других ИК звезд. Более того, по характеру изменчивости в ИК лучах на основании длительных рядов наблюдений в [99, 100] выдвинуто предположение, что NML Cyg является миридой с аномально большим периодом около 1200 дней (по результатам наблюдений на 2.2 мкм в Астрономической обсерватории Ленинградского университета).

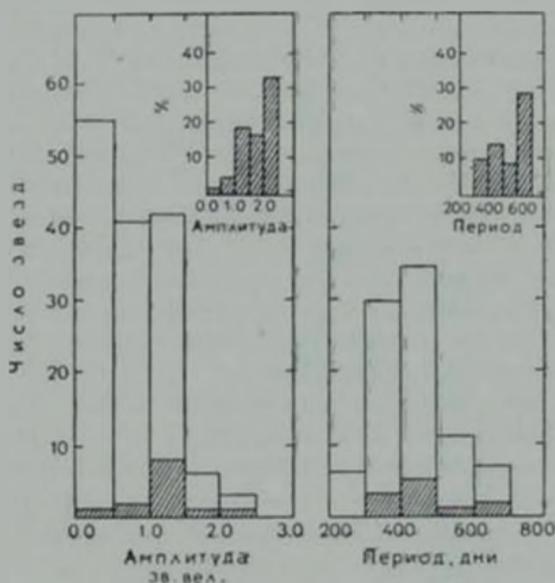


Рис. 4. Наблюдаемые значения амплитуд и периодов ИК звезд [101].

Хотя изучение изменчивости ИК звезд еще далеко от своего завершения, можно сделать некоторые обобщения: а) большинство ИК звезд (если не все) являются долгопериодическими, полуправильными или неправильными переменными; б) изменчивость ИК звезд отличаются большие периоды (обычно больше года) и значительные (по сравнению с ранее известными переменными) амплитуды в ИК области спектра: отношение потоков в 2.2 мкм в экстремумах достигает 8—10 [97]; в) как показали Стреккер и Ней [38—40] характерным для тауридов является незначительное умень-

шение амплитуды при переходе от видимых лучей к $\lambda \approx 1.5$ мкм, а затем, вплоть до 10 мкм, амплитуды остаются практически постоянными (выполняется соотношение $\Delta L.F. \approx \text{const}$); циклиды имеют четко выраженную тенденцию к уменьшению амплитуд с ростом λ ($\Delta L.F. \neq \text{const}$); r имеет место значительный фазовый сдвиг (до 0.25 P) моментов максимумов в ИК и видимых лучах [97—100]; d) для долгопериодических переменных ИК звезд существует корреляция между амплитудой и периодом изменений длинноволнового излучения (больше период — больше амплитуда).

Б. Изменения поляризации. Изменение степени или позиционного угла является одним из основных критериев определения собственной поляризации звездного излучения [76]. Когда обнаруживается переменность поляризации и особенно если имеет место периодичность ее изменений, можно утверждать, что в данном случае наблюдается собственно звездная поляризация.

Переменность поляризации ИК излучения была установлена на основании наблюдений Крушевского [103, 104], Форбса [105], Дика и Шола [73], Хозова и др. [98—100] для NML Cyg, NML Tau, VYCMa, CIT-5, CIT-6, CIT-13, IRC+10216 и других ИК звезд. В большинстве случаев изменения степени поляризации коррелируют с изменениями блеска объекта. Поляризация, как правило, возрастает в фазах минимального блеска и, наоборот, убывает при увеличении яркости звезды. Нет достаточно уверенных данных, на основе которых можно сказать, что эта корреляция строго выдерживается во всех циклах изменений блеска. Отмечены случаи очень быстрых вариаций степени или угла поляризации в долгопериодических переменных во временной шкале, несравненно меньшей длительности периода (порядка нескольких дней) [106].

Временные измерения поляризации в широком интервале волн, от видимых до ИК, показывают, что изменяется сам ход $p(\lambda)$ со временем; причем эти изменения имеют определенную тенденцию. В фазах, близких к минимуму блеска, подчеркнуто выражена зависимость поляризации коротковолнового излучения λ^{-4} при увеличении ее на всех длинах волн. Это может быть объяснено изменением структуры той части оболочки, где возникает поляризация звездного излучения.

Изучение связей параметров поляризации с блеском долгопериодических переменных звезд провели Форрест и др. [107]. Интересно, что они не нашли для исследованных объектов корреляции изменений p и θ с длинноволновым излучением (3.5—11 мкм), из чего было сделано заключение, что за ИК избытки ответственна вся околозвездная оболочка в целом, где общее число поглощающих и рассеивающих частиц не меняется или меняется незначительно со временем, тогда как поляризация возникает в локализованном объеме оболочки, где эффекты поглощения и рассеяния более выражены.

9. ИК звезды — источники радиоизлучения. Впервые ОН эмиссия из $\lambda \approx 18$ см, ассоциируемая с ИК звездами (по пространственному положению), была обнаружена Уильсоном и Барреттом [108, 109] в 1968 г. В направлении NML Cyg было зарегистрировано сильное нетепловое излучение ОН в линиях 1612 и 1665 мкц.

Результаты поисков и систематического изучения ОН источников, ассоциируемых с положением ИК звезд, приводятся в [110—114]. Среди 465 звезд, преимущественно поздних спектральных типов М, у 25 была обнаружена ОН эмиссия. Многие из них всесторонне изучали Хойланд и др. [101]. При этом было установлено, что: а) звезды, показывающие ОН эмиссию, являются либо иррегулярными переменными, либо мириадами с периодами 1—2 года; б) все они являются звездами с высоким содержанием кислорода в атмосферах ($O/C > 1$), то есть исключительно М звезды поздних типов (М5 и позже); в) фотосферные температуры этих звезд примерно 1800—2000°К; г) большинство ОН источников, хотя и неоднородны по возрасту, являются звездами в стадиях после главной последовательности; д) звезды имеют пылевые оболочки (вероятнее всего за счет потери массы центральной звездой) с температурами 600—800°К. Наблюдательно установлено, что ИК звезды с более мощными пылевыми оболочками излучают в линии 1612 мкц сильнее, чем в основных линиях 1665 и 1667 мкц и наоборот; причем ОН эмиссия в основном поляризована слабо в линии 1612 мкц. Радиоконтинуум и излучение в линии 1720 мкц не зарегистрированы.

Для объяснения характеристик ОН излучения Уилсон и Барретт [114], предложили модель облаков, насыщенных ОН молекулами, расширяющихся несимметрично от звезды. Мазерное ОН излучение поддерживается за счет накачки сильным ИК излучением. Более детальное изучение структуры ОН ИК источника NML Cyg, дано в [115]. По результатам наблюдений области NWL Cyg с высоким пространственным разрешением (1.6) авторы приняли следующую модель. В центре находится сверхгигант спектрального класса М с $R_* = 2 \times 10^{14}$ см, окруженный областью ИК излучения с $R_{ИК} = 1.5 \times 10^{15}$ см. Внешнее по отношению к ИК источнику облако, содержащее ОН молекулы, имеет $R_{ОН} = 3 \times 10^{15}$ см. К наблюдателю приходит радиоэмиссия от внешних частей этого облака. На рис. 5 схематически дана модель ОН ИК звезды, согласно другой работе тех же авторов, рассмотревших вопрос о структуре 4-х звездных источников ОН эмиссии (в том числе и NML Cyg) [116].

Харвей и др. [97] в 1974 г. сообщили об измерениях временных вариаций микроволнового излучения 14 ИК звезд. Были получены подробные кривые изменений ОН эмиссий в сопоставлении с ИК кривыми блеска на разных длинах волн (1.2; 1.6; 2.2; 3.5; 4.8 и 10 мкм). Наблюдения указывают на периодичность излучения в линии 1612 мкц, причем периоды

изменений ИК и радиоизлучения совпадают и составляют от 300 до 700 дней. Максимумы и минимумы ИК и радиопотоков для периодически изменяющихся источников примерно повторяются, а фазы с точностью $\sim 0.1-0.2$ P совпадают. Отношения потоков ОН излучения в максимумах и минимумах для ИК звезд составляют обычно от 2 до 4 раз. Изменение $1665/1667$ μm излучения не коррелирует с ИК излучением и носит, по-видимому, случайный характер. Таким образом, авторы делают заключение,

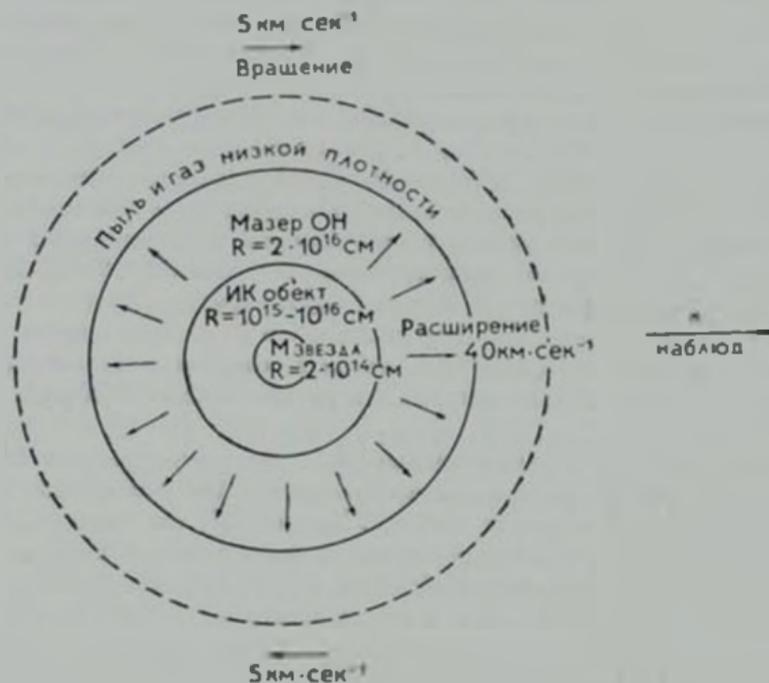


Рис. 5. Схематическая модель ОН/ИК звезды [116].

что наблюдаемая корреляция переменности ОН и ИК излучений таких звезд, по-видимому, связана с радиационным взаимодействием между звездой и ОН околозвездным облаком. Из рассмотренных механизмов наиболее вероятным, согласующимся с наблюдениями, является радиационная накачка мазера на 2.8 или 35 μm .

В 1970 г. Шварц и Барретт [117] предприняли попытку обнаружить радиоизлучение H_2O (1.35 см) в направлении 134 ИК звезд. Излучение было найдено только в направлении пяти звезд, в том числе NML Cyg.

В последние годы вопросам излучения ИК звезд в радиодиапазоне придается большое значение, поскольку детектирование и измерение излу-

чения в характерных линиях дает нам информацию о химическом составе околозвездной материи. Появился ряд работ [118—121], в которых сообщается об обнаружении эмиссии, свойственной различным молекулярным соединениям.

10. *Физические характеристики.* Анализ совокупности наблюдательных данных для наиболее исследованных ИК звезд и принятая модель системы «звезда—околозвездная оболочка» (см. раздел 5) позволяет количественно оценить некоторые физические параметры, такие, как расстояние, отношение светимостей звезды и оболочки, температуры, размеры и массы звезды и оболочки.

В табл. 4 дана сводка физических свойств ИК звезд, для которых разными авторами были сделаны такие оценки [2, 101, 122]. Приведенные в таблице температуры звезд определены по данным спектральных наблюдений, которые для разных звезд относятся к различным фазам блеска (см. таблицу). Поэтому они дают ориентировочное представление о звездной температуре. Так, например, температура NML Tau относится к фазе 0.2 (по кривой в 22 мкм); следовательно, в фазах минимального блеска она будет меньше указанной в таблице.

11. *Заключение.* Совокупность данных фотометрических, спектральных и поляризационных наблюдений в видимом, инфракрасном и радиодиапазонах позволяет дать более развернутое определение ИК звезды по сравнению с рассмотренным в начале обзора. Это определение не противоречит критерию Джонсона и согласуется с принятым нами ограничением фотосферной температуры звезды. Дополнительные признаки можно ввести на основании наблюдательных данных, изложенных выше. Эти признаки не являются обязательными для всех ИК звезд. Однако для большинства, как минимум, два из них наблюдательно проявляются.

Итак, ИК звездой является любая переменная (за редким исключением) звезда, фотосферная температура которой не превышает 2500°K (более 50% излучения в ИК диапазоне $\lambda > 1$ мкм), с наблюдаемыми:

а) более или менее выраженными деталями абсорбционных спектров в ИК диапазоне;

б) избыточным излучением в области $\lambda > 3$ мкм;

в) поляризацией видимого и ИК излучения (не обязательно);

г) радиоэмиссией в линиях OH или других молекул (не обязательно).

В настоящее время накопилось уже достаточно данных для сравнения ИК звезд с ранее известными звездами (гигантами, сверхгигантами поздних спектральных типов). Можно сказать, что ИК звезды наблюдательно выделяются в какую-то особую группу, а, по-видимому, продолжают есте-

Таблица 4

ФИЗИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА НК ЗВЕЗД [2, 101, 122]

№ IRC	Звезда	Фаза	Расстояние (лс)	Полная светимость $10^4 L_{\odot}$	Светимость оболочки $L_{об} L_{\odot}$	T зв., К (спектр)	T об., К	R об. ($\times 10^{13}$ см)	M об. ($\times 10^{31}$ г)
-30087	VY CMa	—	400	3.6	0.75	2500	600	1.5	1.5
-20197		0.6	740	1.0	0.30	2250	500	1.0	2
-20540		0.8	1050	1.0	—	—	—	—	—
-10381		0.3	1150	1.0	—	2100	—	—	—
-10434		0.1	1400	1.0	—	—	—	—	—
-10450		0.0	1300	1.0	—	—	—	—	—
-10529		0.6	620	1.0	—	1800	—	—	—
+10011	CIT-3	0.3	510	1.0	0.85	1800	700	0.5	3
+10050	NML Tau (IK Tau)	0.2	270	1.0	0.20	1950	550	1.0	2
+10216	CW Leo	—	—	—	>0.99	2000	650	1.5	10
+10365		0.4	500	1.0	—	2100	—	—	—
-20281	CIT-7 (WX Ser)	0.4	970	1.0	0.30	1950	500	1.0	2
+30219	CIT-6 (RWLMi)	—	500	1.0	—	2000	600	0.4	—
+30292		0.2	1400	1.0	—	—	—	—	—
+40156		0.0	1400	1.0	—	1900	—	—	—
+40448	NML Cyg	—	520	3.1	0.75	2000	600	1.5	1.5
+40483		0.2	1100	1.0	—	1950	—	—	—
+50137		0.6	820	1.0	0.75	1900	650	0.5	2

ственную последовательность низкотемпературных звезд с более выраженными наблюдательными проявлениями, присущими холодным звездам.

Ленинградский государственный
университет

INFRARED STARS. THE REVIEW OF OBSERVATIONAL DATA

G. V. KHOZOV

The basic data of photometric, spectral and polarizational observations of cold stars are considered. The observation performed in optical, infrared and radio-wave ranges during 1965–1975 are included in the review.

ЛИТЕРАТУРА

1. H. L. Johnson, *Sky and Telescope*, 32, 73, 1966.
2. G. Neugebauer, E. Becklin, A. Hyland, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, 9, 67, 1971.
3. Я. Я. Икаунискс, Долгопериодические переменные звезды, изд. «Зинатне», Рига, 1971.
4. З. К. Алксне, Я. Я. Икаунискс, Углеродные звезды, изд. «Зинатне», Рига, 1971.
5. G. R. Burbidge, W. A. Stein, *Ap. J.*, 160, 573, 1970.
6. E. E. Mendoza, *Publ. Depart. Astron. Univ. Chile*, No. 7, 106, 1968.
7. H. L. Johnson, *Boll. Obs. Tonanzintla*, 3, No. 25, 1964.
8. H. L. Johnson, *Ap. J.*, 149, 345, 1968.
9. T. A. Lee, *P. A. S. P.*, 82, 765, 1970.
10. C. Hatzler, *Ap. J.*, 86, 509, 1937.
11. Дж. Хейсбауэр, Р. Лейтон, УФН, 98, в. 2, 1969.
12. G. Neugebauer, R. B. Leighton, Two-micron sky survey. Preliminary Catalog, NASA SP-3074, Washington, 1969.
13. G. Neugebauer, D. Martz, R. Leighton, *Ap. J.*, 142, 399, 1965.
14. J. J. Nassau, V. M. Blanco, D. M. Cameron, *Ap. J.*, 124, 522, 1956.
15. F. F. Hall, *Mem. Soc. Roy. Sci. Liege*, 9, 432, 1964.
16. B. E. Westerlund, *M. N.*, 130, No. 1, 1965.
17. B. T. Ulrich, G. Neugebauer, D. Cammon, R. B. Leighton, E. E. Hughes, E. Becklin, *Ap. J.*, 147, 575, 1966.
18. G. Ackermann, W. Hermann, *Mitt. Astron. Ges.*, No. 21, 120, 1966.
19. E. Chavira, *Bol. Obs. Tonanzintla*, 4, No. 29, 1967.
20. W. F. Hoffmann, N. J. Woolf, C. L. Frederick, F. J. Low, *Science*, 157, 187, 1967.
21. P. Maffei, *Ap. J.*, 147, 802, 1967.
22. S. D. Prick, *A. J.*, 73, 431, 1968.
23. G. A. Ackermann, *Mem. Soc. Roy. Sci. Liege*, 19, 307, 1970.
24. W. F. Hoffmann, G. L. Frederick, R. J. Emery, *Ap. J.*, 170, L89, 1971.
25. H. Haffner, *Conf. Role Schmidt Telescopes Astron.*, Hamburg, 107, 1972.
26. K. Voelcker, W. F. Hoffmann, H. Elsasser, *Mem. Soc. Roy. Sci. Liege*, 3, 141, 1972.

27. H. L. Johnson, *Comm. LPL.*, 3, No 53, 73, 1965.
28. H. L. Johnson, *Ann. Rev. Astr. Astrophys.*, 4, 193, 1956.
29. T. A. Lee, *Ap. J.*, 162, 217, 1970.
30. H. C. Van de Hulst, *Rech. Astr. Obs. Utrecht*, 11, 1, 1949.
31. H. L. Johnson, F. J. Low, D. Steinmetz, *Comm. LPL.*, 3, No. 55, 95, 1965.
32. H. L. Johnson, E. E. Mendoza, W. Z. Wisniewski, *Comm. LPL.*, 3, No. 56, 97, 1965.
33. E. E. Mendoza, *Boll. Obs. Tonanzintla*, 4, No. 27, 1965.
34. R. F. Wing, H. Spinrad, L. V. Kuft, *Ap. J.*, 147, 117, 1967.
35. E. E. Becklin, L. A. Frogel, A. R. Hyland, J. Kristian, G. Neugebauer, *Ap. J.*, 158, L 133, 1968.
36. H. M. Dyck, G. W. Lockwood, R. W. Capps, *Ap. J.*, 189, 89, 1974.
37. W. A. Stein, J. E. Gaustad, F. C. Gillett, R. F. Knacke, *Ap. J.*, 155, L 177, 1969.
38. D. W. Stracker, E. P. Ney, *A. J.*, 79, 797, 1974.
39. D. W. Stracker, E. P. Ney, T. L. Murdock, *Ap. J.*, 183, L 13, 1973.
40. D. W. Stracker, E. P. Ney, *A. J.*, 79, 1410, 1974.
41. G. L. Grasdaen, J. E. Gaustad, *A. J.*, 76, 231, 1971.
42. H. Spinrad, R. F. Wing, *Ann. rev. Astron. Astrophys.*, 7, 249, 1969.
43. P. S. Boyce, W. M. Sinton, *Sky and Telescope*, 29, 78, 1964.
44. D. McCammon, G. Munch, G. Neugebauer, *Ap. J.*, 147, 575, 1967.
45. H. L. Johnson, I. Colemann, R. I. Mitchell, D. L. Steinmetz, *Comm. LPL.*, 7, 83, 1968.
46. J. J. Nassou, A. A. Velghe, *Ap. J.*, 139, 190, 1964.
47. S. S. Vogt, *A. J.*, 78, 389, 1973.
48. A. Henry, *Ap. J.*, 150, 349, 1967.
49. P. Pesch, *Ap. J.*, 147, 381, 1967.
50. H. M. Dyck, C. W. Lockwood, R. W. Capps, *Ap. J.*, 189, 89, 1974.
51. D. McCammon, G. Munch, G. Neugebauer, *Ap. J.*, 147, 575, 1967.
52. H. L. Johnson, *Ap. J.*, 154, L 125, 1968.
53. L. A. Young, *J. Quant. Spectrosc. and Rad. Transf.*, 8, 693, 1968.
54. T. Tsuji, *Ann. Tokyo Astron. Obs.*, 9, No. 1, 1964.
55. N. J. Woolf, E. P. Ney, *Ap. J.*, 155, L 181, 1969.
56. R. F. Knacke, J. E. Gaustad, F. C. Gillett, W. A. Stein, *Ap. J.*, 155, L 189, 1969.
57. F. C. Gillett, F. J. Low, W. A. Stein, *Ap. J.*, 154, 677, 1968.
58. J. A. Hackwell, *Astron. Astrophys.*, 21, 239, 1972.
59. F. J. Low, K. S. Krishna Swamy, *Nature*, 227, 1333, 1970.
60. J. A. Hackwell, *Observatory*, 91, 37, 1971.
61. N. J. Woolf, *Interstellar Dust and Related Topics*, ed. Greenberg and Van de Hulst, 495—504, 1973.
62. H. L. Johnson, *Ap. J.*, 141, 923, 1965.
63. Б. В. Кукаркин, П. Н. Холопова, Ю. Н. Ефремов, Н. П. Кукаркина, Н. Е. Кушочкин, Г. И. Медведова, Н. Б. Перова, В. П. Федорович, М. С. Фролова, *Общий каталог переменных звезд*, т. 1 и 2, М., 1969.
64. G. H. Herbig, *Ap. J.*, 162, 557, 1970.
65. N. J. Woolf, E. P. Ney, *Ap. J. Lett.*, 155, 181, 1969.
66. R. C. Gilman, *Ap. J. Lett.*, 155, 185, 1969.
67. W. Hagen, Th. Simon, H. M. Dyck, *Ap. J.*, 201, L 81, 1975.
68. J. F. Harrington, *Ap. Lett.*, 3, No. 5, 165, 1969.

69. B. Donn, T. P. Stecher, N. C. Wickramasinghe, D. A. Williams, Ap. J., 145, 949, 1966.
70. B. H. Zellner, K. Serkowski, P. A. S. P., 84, 619, 1972.
71. J. Svatos, V. Vany'sek, Astronom. Inst. Charles University, publ. No. 74. XIV, 1973.
72. S. J. Shawl, B. H. Zellner, Ap. J., 162, L 19, 1970.
73. H. M. Dyck, F. F. Forbes, S. J. Shawl, A. J., 76, 901, 1971.
74. K. Serkowski, Ap. J., 144, 857, 1966.
75. В. А. Домбровский, *Астрофизика*, 6, 207, 1970.
76. В. А. Домбровский, сб. «Звезды, туманности, галактики», Ерван, 1969, стр. 179.
77. F. F. Forbes, Ap. J., 147, 1226, 1967.
78. S. J. Shawl, B. N. Zellner, Ap. J., 162, L 19, 1970.
79. Г. В. Холов, *Астрон. цирк.*, № 709, 1972.
80. J. Hashimoto, T. Maikara, H. Okuda, Sh. Sato, *Publs. Astron. Soc. Japan*, 22, 335, 1970.
81. R. I. Toombs, E. E. Becklin, J. A. Frogel, S. K. Low, F. C. Porter, J. A. Westphal, Ap. J., 173, L 71, 1972.
82. В. А. Домбровский, Г. В. Холов, *Астрофизика*, 8, 5, 1972.
83. K. Serkowski, Ap. J., 156, L 139, 1969.
84. Г. В. Холов, Автореферат кандид. диссертации, Л., 1973.
85. А. К. Алексис, Г. В. Холов, *Письма в АЖ*, 1, № 1, 23, 1975.
86. R. W. Carr, H. M. Dyck, Ap. J., 175, 693, 1972.
87. H. M. Dyck, W. J. Forrest, F. C. Gillett, W. A. Stein, R. D. Gehrz, N. J. Woolf, Ap. J., 165, 57, 1971.
88. J. R. P. Angel, P. G. Martin, Ap. J., 180, L 39, 1973.
89. K. Serkowski, Ap. J., 179, L 101, 1973.
90. R. D. Cannon, *Observatory*, 87, 231, 1967.
91. P. Maffei, Ap. J., 147, 902, 1967.
92. A. Witzel, *Sterno*, 44, No. 1—2, 32, 1968.
93. Z. Alksne, A. Alksnis, *Inform. Bull. Var. Stars*, No. 489, 1970.
94. F. C. Gillett, K. M. Merrill, W. A. Stein, Ap. J., 164, 83, 1971.
95. G. W. Lockwood, *Publs. Astron. Soc. Pasif.*, 83, 606, 1971.
96. А. К. Алексис, сб. «Исследование Солнца и красных звезд», № 1, Рига, 44, 1974.
97. P. M. Harvey, K. P. Bechta, W. J. Wilson, J. A. Ball, Ap. J. Suppl. Ser., 27, 331, 1974.
98. Г. В. Холов, Т. Н. Худякова, *Труды АО ЛГУ*, 30, 48, 1974.
99. Г. В. Холов, Т. Н. Худякова, Л. В. Ларионова, *Труды АО ЛГУ*, 31, 123, 1975.
100. Г. В. Холов, Т. Н. Худякова, С. Н. Никитин, *Труды АО ЛГУ*, 32, 61, 1976.
101. A. R. Hyland, E. E. Becklin, J. A. Frogel, G. Neugebauer, *Astron. Astrophys.*, 16, 204, 1972.
102. H. L. Johnson, F. J. Low, D. Stelmets, *Comm. LPL*, 3, No. 55, 1965.
103. A. Kruszewski, P. A. S. P., 80, No. 476, 1968.
104. A. Kruszewski, A. J., 76, 576, 1971.
105. F. F. Forbes, *Mem. Soc. Roy. Sci. Liege*, 3, 217, 1972.
106. A. Kruszewski, *Inform. Bull. Var. Stars*, No. 1973.
107. W. J. Forrest, F. C. Gillett, W. A. Stein, Ap. J., 195, 423, 1975.
108. W. J. Wilson, A. H. Barrett, *Science*, 161, 778, 1969.
109. W. J. Wilson, A. H. Barrett, A. J., 73, 209, 1968.
110. R. S. Booth, *Nature*, 224, 783, 1969.

111. *M. Paschenko, V. Slysh, I. Struzkov, R. Fillu, M. Ghendin, N. Q. Rten*, *Astron. and Astrophys.*, 11, 482, 1971.
112. *Quang-Rien Nguyen, R. Fillu, M. Ghendin*, *Astron. and Astrophys.*, 14, 154, 1971.
113. *B. J. Robinson, J. L. Caswell, W. M. Gross*, *Ap. J. Letter.* 7, 79, 1970.
114. *W. J. Wilson, A. H. Barret*, *Astron. and Astrophys.*, 17, 385, 1972.
115. *R. D. Davies, M. R. W. Mashed, K. S. Booth*, *Nature*, 237, No. 71, 21, 1972.
116. *M. R. W. Mashed, R. S. Booth, R. P. Davies*, *MN RAS* 166, 561, 1971.
117. *P. R. Schwartz, A. H. Barrett*, *Ap. J.*, 159, L 123, 1970.
118. *R. W. Wilson, P. M. Solomon, A. A. Penzias, K. B. Jefferts*, *Ap. J.*, 169, L 35, 1971.
119. *M. Morris, B. Zurkerman, P. Palmer, B. E. Turner*, *Ap. J.*, 170, L 109, 1971.
120. *L. E. Snyder, D. Buhe*, *Ap. J.*, 197, 329, 1975.
121. *J. A. Frogel, D. F. Dickinson, A. R. Hyland*, *Ap. J.*, 201, 329, 1975.
122. *F. J. Lov, H. L. Johnson, D. E. Kleinman, A. S. Latham*, *Ap. J.*, 160, 531, 1970.

АЛФАВИТНЫЙ УКАЗАТЕЛЬ
ЖУРНАЛА «АСТРОФИЗИКА», ТОМ 12, 1976 ГОД

<i>Абрамя М. Г.</i> Вложенные валипсоидальные фигуры равновесия вращающейся замагниченной массы	177
<i>Авакян Р. М., Алоджану Г. П., Свакян Г. С., Седраки Д. М.</i> Магнитосфера барнионных звезд	339
<i>Алоджану Г. П.</i> (см. <i>Авакян Р. М.</i>)	339
<i>Аракелян М. А.</i> Зависимость интенсивности эмиссионных линий галактии Маркаряна от показателя цвета	559
<i>Аракелян М. А., Дибай Э. А., Есипов В. Ф.</i> Спектральные наблюдения галактии высокой поверхностной яркости. III	195
<i>Аракелян М. А., Дибай Э. А., Есипов В. Ф.</i> Спектральные наблюдения галактии высокой поверхностной яркости. IV	685
<i>Арутюнян Г. Г., Герский Я., Чубарян Э. В.</i> Поле сверхплотного плоского граничающего слоя	121
<i>Афанасьева В. А.</i> (см. <i>Денисюк Э. К.</i>)	667
<i>Байер Ф. В., Тирш Г.</i> Компактные группы компактных галактик. VI	7
<i>Байер Ф. В., Тирш Г.</i> Компактные группы компактных галактик. VII	409
<i>Баско М. М.</i> Перенос излучения в плоской атмосфере с сильным магнитным полем.	273
<i>Берниси Ф., Каллозлян А. Т., Еликин А. Г.</i> UVB—поверхностная фотометрия галактики Маркаряна 190	13
<i>Берниси Ф.</i> (см. <i>Каллозлян А. Т.</i>)	699
<i>Берниси Ф., Каллозлян А. Т.</i> Исследование свопления галактики А 193	497
<i>Брук Ю. М., Кузьмь К. И.</i> Ненормальные следствия фазовых переходов в веществе нейтронных звезд	351
<i>Василевский А. Е.</i> (см. <i>Рожавский Ф. Г.</i>)	331
<i>Ведмич В. Г.</i> (см. <i>Найзерс Д. И.</i>)	437
<i>Виле Ж. П.</i> (см. <i>Пекер Ж.-К.</i>)	315
<i>Войханская Н. Ф.</i> Спектр EV Lac в 1974 году	219
<i>Войханская Н. Ф., Рылов В. С., Сузьяев Ю. В.</i> Быстрая переменность контура линии H α 4686 в спектре звезды EZ Sma	180
<i>Герценштейн М. Е., Имель Л. Х., Позоян В. А.</i> Сферически-симметричные «ньютоновские» динамические модели массивных тел	165

Глаголевский Ю. В., Ковлова К. И., Лебедев В. С., Полосухина Н. С. Спектрофотометрическое исследование магнитно-переменной звезды 21 Psc и изменений водородных линий H_{α} и H_{β} в течение периода. II	633
Горский Я. (см. Арутюнян Г. Г.)	121
Головатый В. В., Шпычка И. В. Энергетический E_{ϵ} -спектр источника, возбуждающего свечение туманности Т Тельца	615
Гринштейн Дж., Казарян М. А., Мазакян Т. Ю., Хачикян Э. Е. Спектрофотометрическое исследование R Mop и NGC 2261. I	587
Даниелян Э. Х. Поле излучения в плоском слое, освещенном параллельными лучами	579
Данилов В. М. Диссипация звезд в сферических звездных системах	139
Денисюк Э. К., Липовецкий В. А., Афанасьев В. А. Спектральные наблюдения галактик Маркаряна. II	667
Дервиз Т. Е. Влияние околосредной оболочки на близкий инфракрасный спектр χ Лебеда	205
Дибай Э. А., Дзрешенко В. Т., Терсбиж В. Ю. Спектры галактики высокой поверхностной яркости	691
Дибай Э. А. (см. Аракелян М. А.)	685
Дибай Э. А. (см. Аракелян М. А.)	195
Дорошенко В. Т., Терсбиж В. Ю., Чуваев К. К. Спектральные наблюдения галактики NGC 1275	417
Дорошенко В. Т. (см. Дибай Э. А.)	691
Дулдоров А. Е., Харичев Н. А. Об одной трудности конденсационной гипотезы звездообразования	59
Евлякин А. Г. (см. Бернзеи Ф.)	13
Епремян Р. А. Об электронной концентрации в фотосферах звезд F-G-K	649
Есипов В. Ф. (см. Аракелян М. А.)	195
Есипов В. Ф. (см. Аракелян М. А.)	685
Зайцева Г. В. (см. Колотилова Е. А.)	31
Иванов В. В. Перенос излучения в бесконечных атмосферах. I	255
Иванов В. В. Перенос излучения в бесконечных атмосферах. II	565
Иванов В. В., Шнейвайс А. Б. Частотная релаксация при многократном рассеянии линейчатого излучения	245
Иванов А. Н. О возможности конвективного обмена энергией между компонентами контактной двойной системы	475
Иванова Н. А., Хотянский А. Н. Спектр HD 187399	625

<i>Зинель А. Х.</i> (см. <i>Герценштейн М. Е.</i>)	165
<i>Казарян М. А.</i> Две новые планетарные туманности	385
<i>Казарян М. А., Казарян Э. С., Терлян А.</i> Новые H_2 -звезды	27
<i>Казарян М. А.</i> (см. <i>Гринстейн Дж.</i>)	587
<i>Казарян Э. С.</i> (см. <i>Казарян М. А.</i>)	27
<i>Каллоляян А. Т.</i> (см. <i>Бернсен Ф.</i>)	13
<i>Каллоляян А. Т.</i> (см. <i>Бернсен Ф.</i>)	397
<i>Каллова К. И.</i> (см. <i>Глазголевский Ю. В.</i>)	633
<i>Колесов А. К.</i> Коэффициенты яркости двуслойной атмосферы при неизотропном рассеянии. I	83
<i>Колесов А. К.</i> Коэффициенты яркости двуслойной атмосферы при неизотропном рассеянии. II	485
<i>Колотилов Е. А., Зайцева Г. В.</i> Спектральные и фотометрические наблюдения быстрых неправильных переменных звезд. I	31
<i>Копылов И. М., Липовсукий В. А., Проник В. И., Чуваев К. К.</i> Спектральные наблюдения галактик Маркаряна. II	189
<i>Кузель К. И.</i> (см. <i>Брук Ю. М.</i>)	351
<i>Кувальца В. А.</i> (см. <i>Рожавский Ф. Г.</i>)	331
<i>Лебелев В. С.</i> (см. <i>Глазголевский Ю. В.</i>)	633
<i>Липовсукий В. А.</i> (см. <i>Копылов И. М.</i>)	189
<i>Липовсукий В. А.</i> (см. <i>Маркарян Б. Е.</i>)	389
<i>Липовсукий В. А.</i> (см. <i>Маркарян Б. Е.</i>)	659
<i>Липовсукий В. А.</i> (см. <i>Денисюк Э. К.</i>)	667
<i>Матакян Т. Ю.</i> (см. <i>Гринстейн Дж.</i>)	587
<i>Маичицкая О. В., Саакян К. А.</i> Измерения переменности блеска галактики Маркаряна 509	431
<i>Маилин С. С.</i> (см. <i>Малумян В. Г.</i>)	557
<i>Малов И. Ф.</i> О физических условиях в туманностях NGC 6888 и S 308	53
<i>Маркарян Б. Е., Липовсукий В. А.</i> Галактики с ультрафиолетовым континуумом. VIII	389
<i>Маркарян Б. Е., Липовсукий В. А.</i> Галактики с ультрафиолетовым континуумом. IX	659
<i>Малумян В. Г., Саакян В. А., Маилин С. С.</i> Поиск переменности ЗС 48 и ЗС 84 на частоте 48 M_{μ}	557
<i>Минацоканян М.</i> 4 Квазinasимптотические решения задачи о переносе излучения в слое конечной толщины. II. Неконсервативное рассеяние	451

<i>Морозов В. Н.</i> Перенос момента количества движения в оболочках звезд магнитным полем	95
<i>Назимов Д. И.</i> «Процессы многократного рассеяния, обратные и прямые задачи. Н. Кагивада, Р. Калаба, С. Уено»	703
<i>Назимов Д. И., Ведмич В. Г.</i> Расширение спектральных линий электронным рассеянием. I	437
<i>Николаев Ю. А., Цытович В. Н.</i> Процессы комптонизации и спектры релятивистских электронов в плазменном турбулентном реакторе	543
<i>Николаев Ю. А., Цытович В. Н., Чизачев А. С.</i> О влиянии магнитного поля на спектры релятивистских электронов в плазменном турбулентном реакторе	107
<i>Наскова Р. И.</i> Спектр планетарной туманности ВД+30° 3639 в ближней инфракрасной области	45
<i>Осипков А. П.</i> Некоторые замечания по поводу классификации консервативных интегралов движения в звездных системах по их изолирующим свойствам	155
<i>Парсаян Э. С.</i> Зависимость абсолютных величин (энергий) вспышек от возраста скопления, в которое входят вспыхивающие звезды	235
<i>Пекар Ж.-К., Висс Ж. П.</i> Рабочие гипотезы к единой картине Вселенной	315
<i>Полюсов В. А.</i> (см. Герцунштейн М. Е.)	165
<i>Полосухина Н. С.</i> (см. Глазковский Ю. В.)	633
<i>Проник В. И.</i> (см. Колылов Н. М.)	189
<i>Птускин В. С., Хазан Г. М.</i> Космические лучи в диффузионной модели с большим гау	129
<i>Пятумина Т. Б.</i> Распределение компактных областей НII в галактике и особенности их теплового режима	297
<i>Редкобородый Ю. И.</i> Квантовая теория эффекта экранирования при термоядерных реакциях. I. Релятивистская электронная плазма	495
<i>Рожайский Ф. Г., Кузьмина В. А., Василевский А. Е.</i> Статистический подход к проблеме кратности рассеянных звездных скоплений	331
<i>Рубан В. А., Фичельштейн А. М.</i> Общорелятивистские аналоги изотропных моделей и ограничения на наблюдаемые величины в скалярно-тензорной космологии	371
<i>Рылов В. С.</i> (см. Войданская Н. Ф.)	180
<i>Саакян Г. С.</i> (см. Авакян Р. М.)	339
<i>Саакян К. А.</i> (см. Матвицкая О. В.)	431
<i>Сонамян В. А.</i> (см. Малумян В. Г.)	557
<i>Ссракян Д. М.</i> (см. Авакян Р. М.)	339
<i>Сухарев Ю. В.</i> (см. Войханская Н. Ф.)	180

<i>Терзян А.</i> (см. <i>Кларян М. А.</i>)	27
<i>Терсбиж В. Ю.</i> (см. <i>Дорошенко В. Т.</i>)	417
<i>Терсбиж В. Ю.</i> (см. <i>Дибай Э. А.</i>)	691
<i>Тириш Г.</i> (см. <i>Байер Ф. В.</i>)	7
<i>Тириш Г.</i> (см. <i>Бийер Ф. В.</i>)	409
<i>Товмасын Г. М.</i> Инфракрасное излучение и бюраканская классификация галактик	555
<i>Товмасын Г. М., Шахбазян Э. Ц.</i> Выбросы радионеточников из спиральных галактик	201
<i>Товмасын Г. М., Шрамек Р. А.</i> О природе NGC 520	21
<i>Товмасын Г. М., Шрамек Р. А.</i> Радионеточники от NGC 5363	695
<i>Томозов В. М.</i> О зонах ионизации вокруг вспыхивающих звезд	289
<i>Тредер Г.-Ю.</i> Расширение и вращательный момент больших космических масс	511
<i>Тугуков А. В., Юнелъсон Л. Р.</i> К вопросу о происхождении и эволюционной стадии симбиотических звезд	521
<i>Федорова О. В.</i> О частоте колебаний вырожденного ядра красного гиганта	305
<i>Финксельштейн А. М.</i> (см. <i>Рубин В. А.</i>)	371
<i>Халан Г. М.</i> (см. <i>Птускин В. С.</i>)	129
<i>Хакимов Ф. К.</i> (см. <i>Хакимова М.</i>)	531
<i>Хакимова М., Хальмов Ф. К., Цытович В. Н.</i> Модуляционная неустойчивость релятивистской плазмы в окрестностях пульсара	531
<i>Харичев И. А.</i> (см. <i>Дудоров А. Е.</i>)	59
<i>Хачикян Э. Е.</i> (см. <i>Гринштейн Дж.</i>)	587
<i>Холов Г. В.</i> Инфракрасные звезды. Обзор наблюдательных данных	707
<i>Хромов Г. С.</i> Астрофизика газовых туманностей. Д. Е. Остерброк	185
<i>Цытович В. Н.</i> (см. <i>Николаев Ю. А.</i>)	107
<i>Цытович В. Н.</i> (см. <i>Хакимова М.</i>)	531
<i>Цытович В. Н.</i> (см. <i>Николаев Ю. А.</i>)	543
<i>Чизачев А. С.</i> (см. <i>Николаев Ю. А.</i>)	107
<i>Чубарян Э. В.</i> (см. <i>Арутюнян Г. Г.</i>)	121
<i>Чуvas К. К.</i> (см. <i>Копылов Н. М.</i>)	189
<i>Чуvas К. К.</i> (см. <i>Дорошенко В. Т.</i>)	417
<i>Шапошников В. Е.</i> Обратный комптон-эффект и излучение пульсара в Крабе	67
<i>Шахбазян Э. Ц.</i> (см. <i>Товмасын Г. М.</i>)	201

<i>Шнейвайс А. Б. (см. Иванов В. В.)</i>	245
<i>Шпычка И. В. (см. Головатый В. В.)</i>	615
<i>Шрамек Р. А. (см. Товмасын Г. М.)</i>	21
<i>Шрамек Р. А. (см. Товмасын Г. М.)</i>	695
<i>Юнгельсон Л. Р. (см. Тутуков А. В.)</i>	521

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

- Вложенные эллипсоидальные фигуры равновесия вращающейся замагниченной массы М. Г. Абрамим 177
- Быстрая переменность контура линии H α 4686 в спектре звезды EZ CMa
Н. Ф. Войцанская, В. С. Рылов, Ю. В. Сузарев 180

РЕЦЕНЗИИ

- Астрофизика газовых туманностей. Д. Е. Остерброк Г. С. Хромов 185

Выпуск 2

- Спектральные наблюдения галактик Маркаряна. II
Н. М. Копылов, В. А. Липовецкий, В. И. Пронин, К. К. Чувасов 189
- Спектральные наблюдения галактик высокой поверхностной яркости. III
М. А. Аракелян, Э. А. Дибачи, В. Ф. Есипов 195
- Выборы радионисточников из спиральных галактик
Г. М. Товмасян, Э. Ц. Шахбалия 201
- Влияние околозвездной оболочки на ближний инфракрасный спектр γ Лебедя
Т. Е. Дервил 209
- Спектр EW LAC в 1974 году Н. Ф. Войцанская 219
- Зависимость абсолютных величин (энергий) вспышек от возраста скопления, в которое входят вспыхивающие звезды Э. С. Парсманян 235
- Частотная релаксация при многократном рассеянии линейчатого излучения
В. В. Иванов, А. Б. Шнейвайс 243
- Перенос излучения в бесконечных атмосферах. I В. В. Иванов 255
- Перенос излучения в плоской атмосфере с сильным магнитным полем .
М. М. Баско 273
- О зонах ионизации вокруг вспыхивающих звезд В. М. Томозов 279
- Распределение компактных областей HII в галактике и особенности их теплового режима Т. Б. Патунина 297
- О частоте колебаний вырожденного ядра красного гиганта О. В. Федорова 303
- Рабочие гипотезы к единой картине Вселенной Ж.-К. Пекер, Ж. П. Визе 315
- Статистический подход к проблеме кратности рассеянных звездных скоплений
Ф. Г. Рижавский, В. А. Кузьмина, А. Е. Василевский 331
- Магнитосфера барнионных звезд
Р. М. Авакян, Г. П. Алоджанц, Г. С. Саакян, Д. М. Седракиян 339
- Некоторые следствия фазовых переходов в веществе нейтронных звезд
Ю. М. Бруч, К. И. Кузель 351

- Общерелятивистские аналоги изотропных моделей и ограничения на наблюдаемые величины в скалярно-тензорной космологии
В. А. Рубан, А. М. Финкельштейн 371

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

- Две новые планетарные туманности М. А. Каварьян 385

Выпуск 3

- Галактики с ультрафиолетовым континуумом. VIII
Б. Е. Маркарян, В. А. Липовецкий 389

- Исследование скопления галактик А 193
Ф. Бернсен, А. Т. Каллоляян 397

- Компактные группы компактных галактик Ф. В. Байер, Г. Турш 409

- Спектральные наблюдения галактики NGC 1275
В. Т. Дорошенко, В. Ю. Терехов, К. К. Чувпая 417

- Измерения переменности блеска галактики Марриария 509
О. В. Матишук, К. А. Савьян 431

- Расширение спектральных линий электронным рассеянием. I. Методы расчета
Д. И. Нагурск, В. Г. Веджич 437

- Квазисимптотические решения задачи о переносе излучения в слое конечной толщины. II. Неконсервативное рассеяние М. А. Мнацаканин 451

- О возможности конвективного обмена энергией между компонентами контактной двойной системы Л. Н. Иванюв 475

- Коэффициенты яркости двуслойной атмосферы при неанзотропном рассеянии. II.
А. К. Колесов 485

- Квантовая теория эффекта экранирования при термодермных расщеплениях. I. Релятивистская электронная плазма Ю. Н. Редкобородий 495

- Расширение и вращательный момент больших космических масс Г.-Ю. Тредер 511

- К вопросу о происхождении и эволюционной стадии симбиотических звезд
А. В. Тугуков, Л. Р. Юнгельсон 521

- Модуляционная неустойчивость релятивистской плазмы в окрестностях пульсара
М. Хакимова, Ф. К. Хакимов, В. Н. Цытович 531

- Процессы комптонизации и спектры релятивистских электронов в плазменном турбулентном реакторе Ю. А. Николаев, В. Н. Цытович 545

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

- Инфракрасное излучение и бюраканская классификация галактик
Г. М. Товмасын 555

- Поиск переменности ЗС 48 и ЗС 84 на частоте 48 МГц
В. Г. Малумян, В. А. Самаян, С. С. Мошлян 557

Зависимость интенсивности эмиссионных линий галактик Маркаряна от показателя цвета	<i>М. А. Аркелян</i>	559
Выпуск 4		
Перенос излучения в бесковечных атмосферах. II	<i>В. В. Иванов</i>	565
Поле излучения в плоском слое, освещенном параллельными лучами	<i>Э. Х. Даниелян</i>	581
Спектрофотометрическое исследование R Моп и NGC 2261. I <i>Дж. Гримстейн, М. А. Каварян, Т. Ю. Матакян, Э. Е. Хачикян</i>		589
Энергетический I_{ϵ} -спектр источника, возбуждающего свечение туманности Т Тельца	<i>В. В. Головатый, И. В. Шпычка</i>	615
Спектр HD 187 399	<i>Н. Л. Иванова, А. Н. Хотянский</i>	625
Спектрофотометрическое исследование магнито-переменной звезды 21 Рег. Изучение распределения Fe по поверхности звезды и изменений водородных линий H_{γ} и H_{δ} в течение периода <i>Ю. В. Глазольский, К. И. Ковалова, В. С. Лебедев, Н. С. Полосухина</i>		633
Об электронной концентрации в фотосферах звезд F-G-K	<i>Р. А. Епремян</i>	649
Галактики с ультрафиолетовым континуумом. IX <i>Б. Е. Маркарян, В. А. Липовецкий</i>		659
Спектральные наблюдения галактик Маркаряна. II. <i>Э. К. Демисюк, В. А. Липовецкий, В. Л. Афанасьев</i>		667
Спектральные наблюдения галактик высокой поверхностной яркости IV. <i>М. А. Аркелян, Э. А. Дибай, В. Ф. Есипов</i>		685
Спектры галактик высокой поверхностной яркости <i>Э. А. Дибай, В. Т. Дорошенко, В. Ю. Терещиж</i>		691
Радиоизлучение от NGC 5363	<i>Г. М. Товмасын, Р. А. Шрамск</i>	695
КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ		
Метод обнаружения компактных галактик	<i>А. Т. Каллолян, Ф. Бёрнсен</i>	699
РЕЦЕНЗИИ		
-Процессы многократного рассеяния, обратные и прямые задачи <i>Н. Кагивада, Р. Калаба, С. Уэмо</i>	<i>Д. И. Натирисер</i>	705
ОБЗОРЫ		
Инфракрасные звезды. Обзор наблюдательных данных	<i>Г. В. Ховов</i>	707

INDEX OF AUTHORS.

<i>Abrahamyan M. G.</i> Ellipsoidal equilibrium figures of magnetised rotating homogeneous mass in the spheroidal gravitating system	177
<i>Afanasyev V. L.</i> (see <i>Dentsyuk E. K.</i>)	667
<i>Alojants G. P.</i> (see <i>Avakian R. M.</i>)	339
<i>Arakellian M. A.</i> The dependence of emission line intensity of Markarian galaxies upon colour index	559
<i>Arakellian M. A., Dibay E. A., Yesipov V. F.</i> The Spectral observations of galaxies of high surface brightness. III	195
<i>Arakellian M. A., Dibay E. A., Yesipov V. F.</i> The spectral observations of galaxies of high surface brightness. IV.	685
<i>Avakian R. M., Alojants G. P., Sahakian G. S., Sedrakian D. M.</i> The magnetosphere of barionic stars	339
<i>Baler F. W., Tlerch H.</i> Compact groups of compact galaxies. VI	7
<i>Baler F. W., Tlerch H.</i> Compact groups of compact galaxies. VII	409
<i>Basko M. M.</i> Radiative transfer in the plane-parallel atmosphere with a strong magnetic field	273
<i>Borngen F.</i> (see <i>Kalloghlian A. T.</i>)	699
<i>Borngen F., Kalloghlian A. T., Eghikun A. A.</i> UBV-surface photometry of galaxy Markarian 190	19
<i>Borngen F., Kalloghlian A. T.</i> A study of the cluster of the galaxies A 193	397
<i>Brak Ju. M., Kugel K. I.</i> Some consequences of phase transitions in neutron star matter	351
<i>Chikhachev A. S.</i> (see <i>Nikolaev Y. A.</i>)	107
<i>Chubartan E. V.</i> (see <i>Harutyunyan G. H.</i>)	121
<i>Chuvaev K. K.</i> (see <i>Koptlov I. M.</i>)	189
<i>Chuvaev K. K.</i> (see <i>Doroshenko V. T.</i>)	417
<i>Dantellian E. Kh.</i> The field of radiation in the plane layer illuminated by parallel rays	579
<i>Dantlov V. M.</i> Dissipation of stars in spherical stellar systems	139
<i>Dentsyuk E. K., L'povstsky V. A., Afanasyev V. L.</i> Spectral observations of Markarian galaxies. II	667

<i>Derulz T. E.</i> Influence of the circum-stellar shell on the near-infrared spectrum of γ Cyg	209
<i>Dibay E. A., Doroshenko V. T., Terebizh V. Yu.</i> The spectra of galaxies of high surface brightness	
<i>Dibay E. A.</i> (see <i>Arakeltan M. A.</i>)	
<i>Dibay E. A.</i> (see <i>Arakeltan M. A.</i>)	195
<i>Doroshenko V. T., Terebizh V. Yu., Chuvaev K. K.</i> The spectral observations of the galaxy NGC 1275	417
<i>Doroshenko V. T.</i> (see <i>Dibay E. A.</i>)	
<i>Dudorov A. E., Khartchev I. A.</i> A difficult point in the condensation hypothesis of star formation	59
<i>Eghiklan A. G.</i> (see <i>Borngen F.</i>)	13
<i>Epremtan R. A.</i> On the electron concentration in the photospheres of F-G-K type stars	649
<i>Fedorova O. V.</i> On the oscillation frequency of the degenerate core of a red giant	305
<i>Finkelstein A. M.</i> (see <i>Rubbn V. A.</i>)	371
<i>Gertzenstein M. E., Ingel L. H., Pogostan V. A.</i> Spherical-symmetric „Newton“ dynamic models of massive bodies	165
<i>Glagelevsky Ja. V., Kozlova K. I., Lebedev V. S., Polosukhtna H. C.</i>	
<i>Galovatyj V. V., Shpychka I. V.</i> Energy L ₁ -spectrum of the source responsible for the T-Tauri nebula emission	615
<i>Greenstein J. L., Kazartan M. A., Magaklan T. Yu., Khachi'tan E. Ye.</i> A spectrophotometry of NGC 2261 and R Mon I	587
<i>Harutyunian G. H., Hovski J., Chubarlan E. V.</i> The gravitational field of the superdense plane disk	121
<i>Hovski J.</i> (see <i>Harutyunian G. H.</i>)	121
<i>Ingel L. H.</i> (see <i>Gertzenstein M. E.</i>)	165
<i>Ivanov V. V.</i> Radiation transfer in an infinite atmosphere. I.	255
<i>Ivanov V. V.</i> Radiation transfer in an infinite atmosphere. II.	565
<i>Ivanov V. V., Shneewels A. B.</i> Frequency relaxation in multiple scattering of line radiation	245
<i>Ivanov L. N.</i> On the possibility of convective energy transfer between the components of contact binary systems	475
<i>Ivanova N. L., Khotyansky A. N.</i> The spectrum of HD 187 399	625
<i>Kalloghlian A. T.</i> (see <i>Borngen F.</i>)	13
<i>Kalloghlian A. T.</i> (see <i>Borngen F.</i>)	397

<i>Kalloghlian A. T., Borngen F.</i> A method for detecting compact galaxies	699
<i>Kazarlan M. A., Kazarlan E. S., Terzian A.</i> New H ₂ -emission stars	27
<i>Kazarlan E. S.</i> (see <i>Kazarlan M. A.</i>)	27
<i>Kazarlan M. A.</i> Two new planetary nebulae	385
<i>Kazarlan M. A.</i> (see <i>Greenstein J. L.</i>)	587
<i>Khachikian E. E.</i> (see <i>Greenstein J.</i>)	587
<i>Khakimov F. Kh.</i> (see <i>Khakimova M.</i>)	531
<i>Khakimova M., Khakimov F. Kh., Taltovich V. N.</i> Modulation instability of relativistic plasma in the vicinity of pulsar	531
<i>Kharttchev I. A.</i> (see <i>Dudorov A. E.</i>)	59
<i>Khasan Ya. M.</i> (see <i>Ptuskln V. S.</i>)	129
<i>Khromov G. E.</i> Astrophysics of gaseous nebulae D. E. Osterbrock	185
<i>Khotyansky A. N.</i> (see <i>Ivanova N. L.</i>)	625
<i>Kolesov A. K.</i> Brightness coefficients for two-layer atmosphere at anisotropic scattering. I	83
<i>Kolesov A. K.</i> Brightness coefficients for two-layer atmosphere at anisotropic scattering. II	485
<i>Kolottlov E. A., Zaytseva G. V.</i> Spectral and photometric observations of the fast irregular variables. I. BN Ori	31
<i>Kopilov I. M., Lipovetsky V. A., Pronik V. I., Chuvpov K. K.</i> Spectral observations of Markarian galaxies. II	189
<i>Kugel K. I.</i> (see <i>Bruk Ju. M.</i>)	351
<i>Kuzmina V. A.</i> (see <i>Rozhovsky F. G.</i>)	331
<i>Lebedev V. S.</i> (see <i>Glagolevsky Yu. V.</i>)	633
<i>Lipovetsky V. A.</i> (see <i>Kopilov I. M.</i>)	189
<i>Lipovetsky V. A.</i> (see <i>Markarian B. E.</i>)	389
<i>Lipovetsky V. A.</i> (see <i>Markarian B. E.</i>)	659
<i>Lipovetsky V. A.</i> (see <i>Dontsyuk E. K.</i>)	667
<i>Magaklan T. Yu.</i> (see <i>Greenstein J.</i>)	633
<i>Magnitskaya O. V., Sahaklan K. A.</i> The measurements of brightness variability of Markarian 509	431
<i>Mattlan S. S.</i> (see <i>Malumtan V. G.</i>)	557
<i>Malov I. F.</i> On the physical conditions in NGC 6888 and S 308	53

<i>Malumian V. G., Sanamian V. A., Mallian S. S.</i> A search of variability of 3C 48 and 3C 84 at 408 MHz	557
<i>Markarian B. E., Lipovetsky V. A.</i> Galaxies with ultraviolet continuum. VIII	389
<i>Markarian B. E., Lipovetsky V. A.</i> Galaxies with ultraviolet continuum. IX	659
<i>Mnatsakantsyan M. A.</i> The quasisymptotic solutions of the radiative transfer problem in an optically finite layer. II. Nonconservative scattering . . .	451
<i>Morozov V. N.</i> Transfer of rotational momentum in stellar envelopes by magnetic field	95
<i>Naglerner D. I.,</i> Multiple scattering, processes, inverse and direct, Harriet H. Kagiwada, Robert Kalaba, Sueo Ueno	703
<i>Naglerner D. I., Vednich V. G.</i> The broadening of spectral lines by electron scattering. I. The methods of calculation	437
<i>Nikolaev Y. A., Tsytovich V. N.</i> The processes of comptonization and the spectra relativistic electrons in a plasma turbulent reactor	543
<i>Nikolaev Y. A., Tsytovich V. N., Chikhachev A. S.</i> On the influence of magnetic field on relativistic electron spectra in a plasma turbulent reactor	107
<i>Noskova R. I.</i> The spectrum of the planetary nebula BD +30° 3639 in the near infrared	45
<i>Ostapkov L. P.</i> Some remarks concerning the classification of conservative integrals of motion in stellar system according to their isolating properties	155
<i>Parsumian E. S.</i> Dependence of absolute magnitude (energies) of flares on the cluster's age containing flare stars	235
<i>Pecker J.-C., Vtigler J. P.</i> A set of working hypotheses towards a unified view of the universe	315
<i>Pogostan V. A.</i> (see <i>Gertzenstein M. E.</i>)	165
<i>Polosukhtina N. S.</i> (see <i>Glagolevsky V. V.</i>)	633
<i>Pronik V. I.</i> (see <i>Koptlov I. M.</i>)	189
<i>Pluskin V. S., Khazan Ya. M.</i> Cosmic rays in diffusion model with large halo	129
<i>Pyatunina T. B.</i> The distribution of compact regions HII in the galaxy and the peculiarity of their heat regime	297
<i>Redcaborody Yu. N.</i> On the quantum theory of the screening effect on thermonuclear reactions. I. Relativistic electron plasma	495
<i>Rozhavsky F. G., Kuzmina V. A., Vasillevsky A. E.</i> The statistical way to the problem of multiplicity of stellar open clusters	331
<i>Ruban V. A., Finkelstein A. M.</i> General relativistic analogies of the isotropic models and the limitations of the observable quantities in the scalar-tensor cosmology	371

<i>Rylov V. S.</i> (see <i>Vojkhanskaya N. F.</i>)	180
<i>Sahaktan G. S.</i> (see <i>Avaktan R. M.</i>)	339
<i>Sahaktan K. A.</i> (see <i>Magnitakaya O. V.</i>)	431
<i>Sanamian V. A.</i> (see <i>Malumtan V. G.</i>)	557
<i>Sedraktan D. M.</i> (see <i>Avaktan R. M.</i>)	339
<i>Shpichka I. V.</i> (see <i>Galovaty V. V.</i>)	615
<i>Shaposhnikov V. E.</i> The inverse compton-effect and the radiation of Crab pulsar	67
<i>Shahbazian E. Ts.</i> (see <i>Toumasstan H. M.</i>)	201
<i>Shramek R. A.</i> (see <i>Toumasstan H. M.</i>)	695
<i>Shneuwels A. B.</i> (see <i>Ivanov V. V.</i>)	245
<i>Sramek R. A.</i> (see <i>Toumasstan H. M.</i>)	21
<i>Sukharev Yu. V.</i> (see <i>Vojkhanskaya N. F.</i>)	180
<i>Terebizh V. Y.</i> (see <i>Doroshenko V. T.</i>)	417
<i>Terebizh V. Yu.</i> (see <i>Dibay E. A.</i>)	691
<i>Terzian A.</i> (see <i>Kazarian M. A.</i>)	27
<i>Tiersh H.</i> (see <i>Baler F. W.</i>)	7
<i>Tiersh H.</i> (see <i>Baler F. W.</i>)	409
<i>Tomozov V. M.</i> On the zones of ionization around star flares	289
<i>Treder H.-Yu.</i> The expansion and the rotational momentum of large cosmical masses	511
<i>Toumasstan G. M.</i> Infrared emission and the Byurakan classification of galaxies	555
<i>Toumasstan G. M., Shahbazian E. Ts.</i> The ejections of radio sources from spiral galaxies	201
<i>Toumasstan G. M., Sramek R. A.</i> On the nature of NGC 520	21
<i>Toumasstan G. M., Sramek R. A.</i> The radio emission of NGC 5363	695
<i>Tutukov A. V., Yungelson L. R.</i> On the origin and evolutionary stage of symbiotic stars	521
<i>Vastlavsky A. E.</i> (see <i>Rozhavsky F. G.</i>)	331
<i>Vednich V. G.</i> (see <i>Nagtrner D. I.</i>)	437
<i>Vigier J. P.</i> (see <i>Pecker J.-C.</i>)	315
<i>Vojkhanskaya N. F., Rylov V. S., Sukharev Yu. V.</i> Rapid variability of He II 4686 line contour in the spectrum of the star EZ CMa	180

<i>Vojkhanskaya N. F.</i> The spectrum of EW Lac in 1974	219
<i>Yesipov V. F.</i> (see <i>Arakelian M. A.</i>)	195
<i>Yesipov V. F.</i> (see <i>Arakelian M. A.</i>)	685
<i>Yungelson L. R.</i> (see <i>Tutukev A. V.</i>)	521
<i>Zayitzeva G. S.</i> (see <i>Kolotilov E. A.</i>)	31

CONTENTS

Number 1

Compact groups of compact galaxies. VI	7
UBV-Surface photometry of galaxy Markarian 190 <i>F. Borngen, A. T. Kaloghlian, A. G. Eghikian</i>	13
On the nature of NGC 520	21
New H _α -emission stars	27
Spectral and photometric observations of the fast irregular variables. I. BN Ori <i>E. A. Kolottlov, G. V. Zaytseva</i>	31
The spectrum of the planetary nebula BD+30° 3639 in the near infrared <i>R. I. Noskova</i>	45
On the physical conditions in NGC 6888 and S 308	53
A difficult point in the condensation hypothesis of star formation <i>A. E. Dudorov, I. A. Kharitchev</i>	59
The inverse compton-effect and the radiation of Crab pulsar <i>E. V. Shaposhnikov</i>	67
Brightness coefficients for two-layer atmosphere at anisotropic scattering. I. <i>A. K. Kolesov</i>	83
Transfer of rotational momentum in stellar envelopes by magnetic field <i>V. N. Morozov</i>	95
On the influence of magnetic field on relativistic electron spectra in a plasma turbulent reactor . <i>Y. A. Nikolaeu, V. N. Taitovich, A. S. Chikhachev</i>	107
The gravitational field of the superdense plane disk <i>G. H. Hurutyuntan, J. Horski, E. V. Chubarian</i>	121
Cosmic rays in diffusion model with large halo <i>V. S. Ptuskin, Ya. M. Khazan</i>	129
Dissipation of stars in spherical stellar systems	139
Some remarks concerning the classification of conservative integrals of motion in stellar system according to their isolating properties . <i>L. P. Oastpko</i>	155
Spherical-symmetric „Newton” dynamic models of massive bodies <i>E. M. Gertzenstein, L. H. Ingel, V. A. Pogozian</i>	165

NOTES

- Ellipsoidal equilibrium figures of magnetised rotating homogeneous mass in the spheroidal gravitating system *M. G. Abrahamian* 177
- Rapid variability of He II 4686 line contour in the spectrum of the star EZ CMA
N. F. Voykhanskaya, V. S. Rylov, Yu. V. Sukharev 180

REVIEWS

- Astrophysics of gaseous nebulae. D. E. Osterbrock *G. S. Khromov* 185

N u m b e r 2

- Spectral observations of Markarian galaxies. II
I. M. Koptlov, V. A. Litovetsky, V. I. Prantik, K. K. Chuvaev 189
- The spectral observations of galaxies of high surface brightness. III
M. A. Arakellian, E. A. Dibay, V. F. Yestpov 195
- The ejections of radio sources from spiral galaxies
H. M. Toumassian, E. Ts. Shahbazian 201
- Influence of the circumstellar shell on the near-infrared spectrum of γ Cyg
T. E. Derviz 209
- The spectrum of EW Lac in 1974 *N. F. Voykhanskaya* 219
- Dependence of absolute magnitude (energies) of flares on the cluster's age containing flare stars *E. S. Parsamian* 235
- Frequency relaxation in multiple scattering of line radiation
V. V. Ivanov, A. B. Shneewala 245
- Radiation transfer in an infinite atmosphere. I. *V. V. Ivanov* 255
- Radiative transfer in the plane-parallel atmosphere with a strong magnetic field *M. M. Basko* 273
- On the zones of ionization around star flares *V. M. Tomozov* 289
- The distribution of compact regions HII in the galaxy and the peculiarity of their heat regime *T. B. Pyutunina* 297
- On the oscillation frequency of the degenerate core of a red giant
O. V. Feodorova 305
- A set of working hypotheses towards a unified view of the Universe
J.-C. Pecker, J. P. Vigtier 315
- The statistical way to the problem of multiplicity of stellar open clusters
F. G. Rozhavsky, V. A. Kuzmina, A. E. Vasilevsky 331
- The magnetosphere of barionic stars
R. M. Avakian, G. P. Aloyants, G. S. Sahakian, D. M. Sadrakian 339

Some consequences of phase transitions in neutron star matter <i>Ju. M. Bruk, K. I. Kugel</i>	351
General relativistic analogies of the isotropic models and the limitations of the observable quantities in the scalar-tensor cosmology <i>V. A. Ruban, A. M. Finkelstein</i>	371

NOTES

Two new planetary nebulae <i>M. A. Kazarian</i>	385
--	-----

N u m b e r 3

Galaxies with ultraviolet continuum. VIII. <i>B. E. Markarian, V. A. Lipovetsky</i>	389
A study of the cluster of the galaxies A 193. <i>F. Börngen, A. T. Kalloghlian</i>	397
Compact groups of compact galaxies. VII <i>F. W. Baler, H. Tiersh</i>	409
The spectral observations of the galaxy NGC 1275 <i>V. T. Doroshenko, V. Yu. Terel'tzh, K. K. Chuvaev</i>	417
The measurements of brightness variability of Markarian 509 <i>O. V. Magnitskaya, K. A. Sahakian</i>	431
The broadening of spectral lines by electron scattering. I. The methods of calculation. <i>D. I. Nagirner, V. G. Vednich</i>	437
The quasiasymptotic solutions of the radiative transfer problem in an optically finite layer. II. Nonconservative scattering <i>M. A. Mnatsakanian</i>	451
On the possibility of convective energy transfer between the components of contact binary systems <i>L. N. Ivanov</i>	475
Brightness coefficients for two-layer atmosphere at anisotropic scattering. II. <i>A. K. Kolesov</i>	485
On the quantum theory of the screening effect on thermonuclear reactions I. Relativistic electron plasma <i>Yu. N. Radecborody</i>	495
The expansion and the rotational momentum of large cosmical masses <i>H.-Yu. Tredar</i>	511
On the origin and evolutionary stage of symbiotic stars <i>A. V. Tutukov, L. R. Yungelson</i>	521
Modulation instability of relativistic plasma in the vicinity of pulsar <i>M. Khakimova, F. Kh. Khakimov, V. N. Taltovitch</i>	531
The processes of comptonization and the spectra relativistic electrons in a plasma turbulent reactor <i>Y. A. Nikolaev, V. N. Taltovich</i>	543

NOTES

Infrared emission and the Byurakan classification of galaxies <i>G. M. Toumassian</i>	555
--	-----

- A search of variability of 3C 48 and 3C 84 at 408 MHz
V. G. Malumtan, V. A. Sanamtan, S. S. Mallan 557
- The dependence of emission line intensity of Markarian galaxies upon colour index *M. A. Arakeltan* 559

N u m b e r 4

- Radiation transfer in an infinite atmosphere. II *V. V. Ivanov* 565
- The field of radiation in the plane layer illuminated by parallel rays
E. Kh. Danieltan 579
- A spectrophotometry of NGC 2261 and R Mon, I.
*J. L. Greenstein, M. A. Kazartan, T. Yu. Magaklan,
 E. Ye. Khachikyan* 587
- Energy L_c-spectrum of the source responsible for the T-Tauri nebula emission
V. V. Golovatyj, I. V. Shpychku 615
- The spectrum of HD 187 399 *N. L. Ivanova, A. N. Khotlansky* 625
- Spectrophotometric investigation of the magnetic variable star 21 Per. II.
 Distribution of Fe over the star's surface and the study of H_γ and H_δ
 hydrogen line variations during the period
*Yu. V. Glagolevsky, K. I. Kozlova, B. S. Lebedev,
 N. S. Polosukhina* 633
- On the electron concentration in the photospheres of F—G—K type stars
R. A. Epremtan 649
- Galaxies with ultraviolet continuum. IX *B. E. Markarian, V. A. Lipovetsky* 659
- Spectral observations of Markarian galaxies. II.
E. K. Denisjuk, V. A. Lipovetsky, V. G. Afanasev 667
- The spectral observations of galaxies of high surface brightness. IV
M. A. Arakeltan, E. A. Dibay, V. F. Yesipov 685
- The spectra of galaxies of high surface brightness
E. A. Dibay, V. T. Doroshenko, V. Y. Terebitsh 691
- The radio emission of NGC 5363 *H. M. Toumassian, R. A. Sramek* 695
- NOTES
- A method for detecting compact galaxies *A. T. Caloglytan, F. Borngen* 699
- REVIEWES
- Multiple scattering processes, inverse and direct, Harriet H. Kagiwade, Robert
 Kalaba, Sueno Ueno *D. I. Nagtrner* 703
- Infrared stars review of observed data *G.-V. Khozov* 707

CONTENTS

RADIATION TRANSFER IN AN INFINITE ATMOSPHERE. II . . . <i>V. V. Ivanov</i>	565
THE FIELD OF RADIATION IN THE PLANE LAYER ILLUMINATED BY PARALLEL RAYS <i>E. Kh. Danteljan</i>	579
A SPECTROPHOTOMETRY OF NGC 2261 AND R MON. I. <i>J. L. Greenstein, M. A. Kazartan, T. Yu. Magaklan, E. Ye. Khachikyan</i>	587
ENERGY L_c -SPECTRUM OF THE SOURCE RESPONSIBLE FOR THE T-TAURI NEBULA EMISSION <i>V. V. Golovatyj, I. V. Shpychka</i>	613
THE SPECTRUM OF HD,187 399 <i>N. L. Ivanova, A. N. Khottansky</i>	623
SPECTROPHOTOMETRIC INVESTIGATION OF THE MAGNETIC VARIABLE STAR 21 PER. II. DISTRIBUTION OF F_0 OVER THE STAR'S SURFACE AND THE STUDY OF H_1 AND H_2 HYDROGEN LINE VARIATIONS DURING THE PERIOD <i>Yu. V. Glagolevsky, K. I. Kozlova, B. S. Lebedev, N. S. Polosukhina</i>	631
ON THE ELECTRON CONCENTRATION IN THE PHOTOSPHERES OF F-G-K TYPE STARS <i>R. A. Epremtan</i>	647
GALAXIES WITH ULTRAVIOLET CONTINUUM. IX <i>B. E. Markartan, V. A. Ltpovetsky</i>	657
SPECTRAL OBSERVATIONS OF MARKARIAN GALAXIES. II <i>E. K. Denisjuk, V. A. Ltpovetsky, V. L. Afanasev</i>	665
THE SPECTRAL OBSERVATIONS OF GALAXIES OF HIGH SURFACE BRIGHTNESS. IV <i>M. A. Arakeltan, E. A. Dtbay, V. F. Yestpov</i>	683
THE SPECTRA OF GALAXIES OF HIGH SURFACE BRIGHTNESS <i>E. A. Dtbay, V. T. Doroshenko, V. Yu. Terebtzh</i>	689
THE RADIO EMISSION OF NGC 5363 <i>H. M. Toomasian, R. A. Sramek</i>	693
NOTES	
A METHOD FOR DETECTING COMPACT GALAXIES <i>A. T. Kalloglian, F. B6rngen</i>	697
REVIEWS	
MULTIPLE SCATTERING PROCESSES. INVERSE AND DIRECT. H H. KAGIWADA, R. KALABA, S. UENO <i>D. J. Nagtner</i>	701
INFRARED STARS, THE REVIEW OF OBSERVATIONAL DATA <i>G. V. Khozov</i>	705