

ՀԱՅԿԱԿԱՆ ՍՍՀ ԳԻՏՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ԱԿԱԴԵՄԻԱ
АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

ԲՅՈՒՐԱԿԱՆԻ ԱՍՏՂԱԴԻՏԱԴԱՆԻ ՀԱՂՈՐԴՈՒԹՅՈՒՆ
СООБЩЕНИЯ БЮРАКАНСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ

Պ Բ Ա Կ XLI ВЫПУСК

Գլխավոր խմբագիր Վ. Հ. ՀԱՄԲԱՐՉՈՒՄՅԱՆ
Ответственный редактор В. А. АМБАРЦУМЯН

В. Г. ПАНАДЖЯН

ОЦЕНКА УГЛОВЫХ РАЗМЕРОВ И ИНТЕНСИВНОСТИ МЕРЦАЮЩЕГО КОМПОНЕНТА РАДИОИСТОЧНИКА ЗС 161

Первые данные о наличии компонента малых угловых размеров в радиоисточнике ЗС 161 приведены в [1], где на частоте 178 $M\mu$ ($\lambda = 1,7$ м) методом мерцаний оцениваются угловые размеры мерцающего компонента. Позднее, с помощью радиоинтерферометра, имеющего разрешающую силу 0,4, на частотах 169 и 408 $M\mu$ были оценены угловые размеры и интенсивности радиоизлучения компонента малых угловых размеров источника ЗС 161. Было показано, что компонент малых угловых размеров источника ЗС 161 имеет угловые размеры приблизительно 0,5. На частоте 169 $M\mu$ интенсивность радиоизлучения от источника малых угловых размеров составляет 10% общей интенсивности радиоизлучения источника ЗС 161, а на частоте 408 $M\mu$ — 50% [2, 3].

Ниже приводятся результаты наблюдений мерцаний на неоднородностях межпланетной плазмы радиоисточника ЗС 161, выполненных на частоте 60 $M\mu$. Анализ полученных данных позволяет оценить угловые размеры и интенсивность мерцающего компонента ЗС 161.

Наблюдения мерцаний радиоисточника ЗС 161 на неоднородностях межпланетной плазмы проводились на линии Восток — Запад Диапазонного Крестообразного радиотелескопа Физического института АН СССР (ДКР — 1000) с февраля по август 1968 г. на частоте 60 $M\mu$ с помощью радиометра, изготовленного в Бюраканской астрофизической обсерватории АН АрмССР. Постоянная времени выходного устройства равна приблизительно 0,5 сек. Из полученных записей определены мера мерцаний по максимумам флуктуаций интенсивности $f = \frac{|\Delta I_{\max}|}{I_0}$ и

средний квазипериод мерцаний $\bar{T}$ (средний период мерцаний за данную запись). Зависимость меры мерцаний f от углового расстояния источника от Солнца φ приведена на рис. 1, где точки означают меру мерцаний f за данную запись, а стрелками вниз указаны дни, для которых мерцания не были обнаружены с точностью, соответствующей

данной ординате. Интересно заметить, что имеется большой разброс меры мерцаний на больших угловых расстояниях от Солнца ($\varphi > 60^\circ$), а на сравнительно близких расстояниях ($\varphi \geq 45^\circ$) разброс меры мерцаний небольшой. Кривая *a* представляет среднее значение меры мерцаний источника ЗС 161. Для сравнения на этом же рисунке приведена пересчитанная на 60 Мц кривая среднего значения меры мерцаний точечного источника ЗС 119, заимствованная из [4]. При пересчете было принято, что мера мерцаний по максимумам $f = \frac{|\Delta I_{\max}|}{I_0}$ связана со

среднеквадратичной мерой мерцаний $F = \left(\frac{\Delta F}{I_0^2} \right)$ соотношением $F = 0,5f^2$

[5] и на больших угловых расстояниях от Солнца, где набег фазы на неоднородностях межпланетной плазмы $\Delta s^2 < 1$, мера мерцаний точечного радиои источника ЗС 119 прямо пропорциональна длине волны: $g(\lambda) \sim \lambda$.

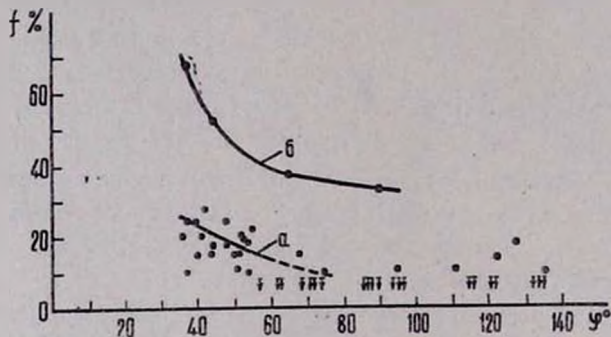


Рис. 1. Зависимость меры мерцаний f радиои источника ЗС 161 от углового расстояния от Солнца φ .

a — среднее значение меры мерцаний $f(\varphi)$.

б — среднее значение меры мерцаний $\bar{g}(\varphi)$ точечного радиои источника ЗС 119 [4], пересчитанное на 60 Мц.

Նկ. 1. ЗС 161 ռադիոաղբյուրի առկայծումների չափի կախումը Արևից ունեցած փառկումային հեռավորությունից.

ա) ЗС 161 ռադիոաղբյուրի առկայծումների չափի միջին արժեքը՝ $f(\varphi)$

б) ЗС 119 կետային ռադիոաղբյուրի փերահաշվարկած 60 Մհց հոռնախոսրյան վրա առկայծումների չափի միջին արժեքը՝ $\bar{g}(\varphi)$.

На рис. 2 приведена гистограмма средних квазипериодов мерцаний $\bar{T}$, из которой видно, что наиболее вероятное значение среднего квазипериода мерцаний радиои источника ЗС 161 равно 3,5 сек.

В случае тонкого фазового экрана и набег фазы на неоднородностях $\Delta s^2 < 1$ мера мерцаний неточечного источника уменьшается за счет замазывания дифракционной картины на Земле, а квазипериод мерцаний увеличивается. Оценим угловые размеры мерцающего компо-

нента источника ЗС 161 по сдвигу гистограмм средних квазипериодов мерцаний. Для этого сначала определим наиболее вероятное значение среднего квазипериода мерцаний точечного источника $\bar{T}_0$, которое в случае гауссовского вида автокорреляционной функции дифракционной картины на Земле связано с радиусом корреляции дифракционной картины l_0 соотношением $\bar{T}_0 = \frac{2,6 l_0}{v}$ [6]. При $l_0 = 280$ км [7], $v = 235 \frac{\text{км}}{\text{сек}}$ [8], $\bar{T}_0 = 3,15$ сек. По известным значениям наиболее вероятных значений средних квазипериодов мерцаний мерцающего компонента ($\bar{T}_0 = 3,5$ сек) и точечного источника ($\bar{T}_0 = 3,15$ сек) определяем угловые размеры мерцающего компонента ЗС 161, которые в предположении симметричного источника с гауссовским распределением радиояркости на уровне e^{-1} , согласно формуле (6) [9], равны 0.3.

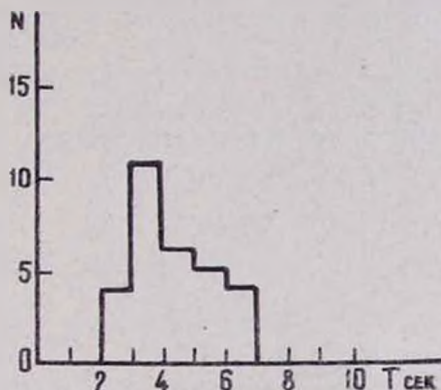


Рис. 2. Гистограмма средних квазипериодов мерцаний радиои источника ЗС 161, $v = 60$ Мц.

Յկ. 2. ЗС 161 պարբերական աղիւյսի միջին քաղաքացիական արագութիւնները:

Теперь определим интенсивность мерцающего компонента источника ЗС 161. На больших угловых расстояниях от Солнца, где возмущение фазы волны на неоднородностях $\overline{\Delta s^2} < 1$

$$\frac{I_{\text{ЗС 161М}}}{I_{\text{ЗС 161}}} = \frac{\bar{f}'}{\bar{g}}, \quad (1)$$

где $I_{\text{ЗС 161}}$ и $I_{\text{ЗС 161М}}$ — интенсивности радиои источника ЗС 161 и его мерцающего компонента соответственно, $\bar{f}' = k\bar{f}$ — истинная мера мерцаний источника ЗС 161, а $k = \frac{\bar{T}}{\bar{T}_0}$. В случае $\bar{T}_0 = 3,15$ сек, $\bar{T} = 3,5$ сек $k = 1,15$.

На угловом расстоянии от Солнца $\varphi = 55^\circ$ из рис. 1 находим

$$\left. \begin{aligned} \bar{g} &= 40\% \\ \bar{f} &= 15\% \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

Учитывая (1) и (2) для относительной интенсивности радиоизлучения мерцающего компонента, получаем

$$\left(\frac{I_{3C \ 161M}}{I_{3C \ 161}} \right)_{\nu=60 \text{ МГц}} = 43\% \quad (3)$$

Из-за помех регулярные наблюдения на частоте 40 МГц не проводились. Но 6.VIII 1968 г. удалось получить одновременные записи на частотах 60 и 40 МГц (на 60 МГц $f = 14\%$, $\bar{T} = 2,6 \text{ сек}$, а на 40 МГц $f = 20\%$, $\bar{T} = 3 \text{ сек}$). По характеристикам мерцаний на частоте 40 МГц оцениваем относительную интенсивность радиоизлучения мерцающего компонента на этой частоте (конечно, с небольшой точностью):

$$\left(\frac{I_{3C \ 161M}}{I_{3C \ 161}} \right)_{\nu=40 \text{ МГц}} = 40\% \quad (4)$$

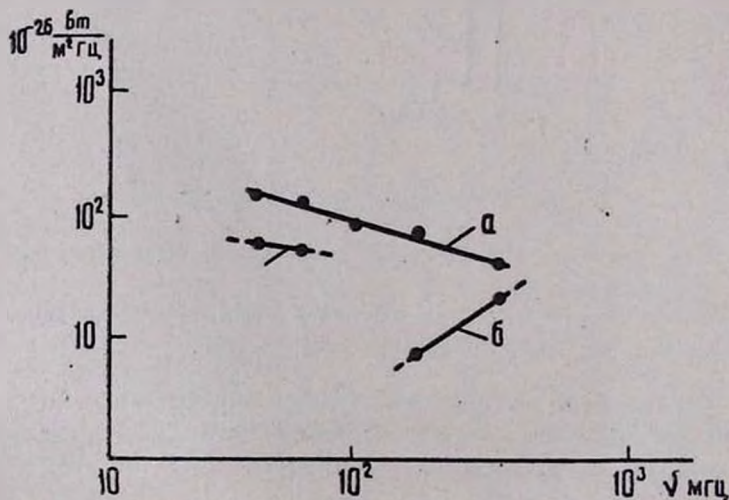


Рис. 3. а — спектр радиосточника 3С 161 по [10, 11, 12, 13],

б — спектр радиосточника малых угловых размеров в интервале частот 169 — 408 МГц по [2, 12, 13], находящегося в 3С 161.

в — полученный нами спектр находящегося в 3С 161 мерцающего радиосточника в интервале частот 40 ÷ 60 МГц.

Нб. 3. а) 3С 161 աղիտադրյալի սպեկտրն ըստ [10, 11, 12, 13]

б) 3С 161 աղիտադրյալում գտնվող տեկյունային փոքր չափեր ունեցող աղիտադրյալի սպեկտրն ըստ [2, 12, 13] հանախաբյուճների 169 — 408 Մհց հատվածում,

в) 3С 161 աղիտադրյալում գտնվող առկայծող աղիտադրյալի մեր կողմից առաջված սպեկտրը 40 — 60 Մհց հատվածում:

Используя значения интенсивностей источника ЗС 161 на частотах 60 $M\mu$ [10] и 40 $M\mu$ [12], а также (4) и (5), для интенсивности мерцающего компонента находим

$$\left. \begin{aligned} (I_{ЗС 161 M})_{\nu=60 M\mu} &= 50 \cdot 10^{-26} \frac{вт}{м^2 \cdot \mu} \\ (I_{ЗС 161 M})_{\nu=40 M\mu} &= 60 \cdot 10^{-26} \frac{вт}{м^2 \cdot \mu} \end{aligned} \right\} \quad (5)$$

Из (5) спектральный индекс источника ЗС 161 М в интервале частот 40 — 60 $M\mu$ получается равным $\alpha_{ЗС 161 M} = 0,42$ ($I \sim \nu^{-1}$).

На рис. 3 приведены спектры источников ЗС 161, построенные по [10, 11, 12, 13], спектр источника малых угловых размеров в ЗС 161 по данным [2, 11, 14] и спектр мерцающего компонента радиоисточника ЗС 161. Как видно из рисунка 3, полученный нами спектр (кривая б) резко отличается от спектра источника малых угловых размеров (кривая в). Поэтому надо полагать, что эти спектры относятся к разным компонентам и что, следовательно, в радиоисточнике ЗС 161 имеются два компонента с угловыми размерами приблизительно в $0'',3$. Кроме того, для согласования полученных результатов с имеющимися данными необходимо, чтобы спектр мерцающего компонента на частотах, больших 60 $M\mu$, имел большую крутизну, чем $\alpha_{ЗС 161 M} = 0,42$.

15 ноября 1968 г.

Վ. Գ. ՓԱՆՍՋՅԱՆ

ЗС 161 ՌԱԴԻՈԱՂՐՅՈՒՐԻ ԱՌԿԱՅՄՈՂ ԲԱՂԱԴՐԻԶԻ ԱՆԿՑՈՒՆԱՅԻՆ ԶԱՓԵՐԻ ԵՎ ԻՆՏԵՆՍԻՎՈՒԹՅԱՆ ԳՆԱՀԱՏՈՒՄԸ

Ա Մ Փ Ո Փ Ո Ւ Մ

ЗС 161 ռադիոաղբյուրի միջմոդուլորակային պլազմայի անհամասեռությունների վրա առկա լծումների բնութագրերից որոշված են նրա առկա լծող բաղադրիչի անկյունային չափերը 60 Մհց հաճախության վրա և ինտենսիվությունները 60 և 40 Մհց հաճախությունների վրա: Ինտենսիվության գաղափարական բաշխումով շրջանային սիմետրիկ մոդելի դեպքում առկա լծող բաղադրիչի անկյունային չափերը հավասար են $0'',3$, իսկ նրա սպեկտրալ ինդեքսը հաճախությունների 40 — 60 Մհց տիրույթում հավասար է 0,42 ($I \sim \nu^{-2}$):

THE ESTIMATION OF THE ANGULAR DIMENSIONS AND INTENSITIES OF SCINTILLATING COMPONENT OF RADIO SOURCE 3C 161

S u m m a r y

The experimental characteristics of scintillations at 60 *Mhz* frequency of the radio source 3C 161 on the interplanetary plasma irregularities are presented. The angular dimensions of the scintillating component of radio source 3C 161 is about 0.3 and its flux density is 50 flux units at 60 *Mhz* and 60 flux units at 40 *Mhz*.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. A. Hewish et al., *Nature*, 203, 1215, 1964.
2. B. Anderson et al., *Nature*, 205, 375, 1965.
3. B. Anderson, W. Donaldson, *M. N.*, 137, 81, 1967.
4. L. T. Little, A. Hewish, *M. N.*, 138, 394, 1967.
5. В. В. Виткевич, Препринт ФИАН, 1966.
6. J. Ratcliffe, *Rept. Progr. Phys.*, 19, 188, 1956.
7. В. Г. Панаджян, *Астрофизика*, 5, 291, 1969.
8. В. В. Виткевич, В. И. Власов, Препринт ФИАН, 1966.
9. В. Г. Панаджян, *Сообщения Бюраканской обсерватории*, 41, 1969.
10. А. М. Асланян и др., *Астрофизика*, 4, 129, 1968.
11. В. С. Артюх и др., *Астр. ж.*, 45, 712, 1968.
12. R. C. Conway, K. I. Kellermann, R. J. Long, *M. N.*, 125, 261, 1963.
13. R. J. Long, M. A. Smitt et al., *M. N.*, 134, 371, 1966.
14. J. Kennett, K. I. Kellermann, *Ap. J.*, 140, 969, 1964.

А. М. АСЛАНЯН, В. Г. МАЛУМЯН, В. А. САНАМЯН

ПРЯМЫЕ ВОСХОЖДЕНИЯ И ПЛОТНОСТИ ПОТОКОВ 30 РАДИОИСТОЧНИКОВ НА ЧАСТОТЕ 60 $M\mu$

В июле-августе 1967 г. на полотно Восток — Запад диапазонного крестообразного радиотелескопа Физического института АН СССР (ДКР — 1000) с помощью радиометра, изготовленного в Бюраканской астрофизической обсерватории, на частоте 60 $M\mu$ была проведена вторая серия наблюдений радиоисточников. Аппаратура и методика наблюдений описаны в [1]. Результаты первой серии наблюдений, проведенной в январе-феврале того же года, опубликованы в [1]. Низкочастотные спектры 75 источников из этой серии рассмотрены в [2].

В качестве калибровочных источников для определения плотностей потоков использовались ЗС 348 и ЗС 353, потоки которых на частоте 60 $M\mu$, согласно [3], принимались равными 975 и 510 единиц соответственно (1 единица потока равна $10^{-26} \text{ вт/м}^2\mu$). При определении плотностей потоков учитывались угловые размеры как исследуемых, так и калибровочных источников. Выражение поправочного коэффициента, учитывающего конечность угловых размеров источников, приведено в [1]. Угловые размеры источников были взяты из [4].

Прямые восхождения и потоки источников приведены в табл. 1. В таблицу включены только те источники, для которых получено не менее трех надежных записей. В таблице приведены также среднеквадратические ошибки прямых восхождений и потоков. Ошибки измерений потоков определены без учета эффекта „путаницы“.

Рассмотрены низкочастотные спектры 13 источников, которые приведены на рис. 1.

Спектры построены на основе результатов настоящих наблюдений и данных [5—11]. Плотности потоков на всех частотах проводились к шкале работы [3].

Семь источников из указанных 13 отождествлены с радиогалактиками [12, 13]. Шесть источников из последних обладают линейными

спектрами в диапазоне 38 — 412 $M_{\odot}$. Три из них, согласно [14]. — двойные или кратные радиоисточники.

Таблица 1

Источник	α (1950)	S в ед. потока	Примечание
ЗС 333	$16^h 15^m 07^s \pm 8^s$	19 ± 3	
339	16 26 17 5	33 4	
346	16 41 42 8	24 4	
354	17 18 42 5	21 2	
360	17 32 31 5	51 7	
369	18 05 51 34	23 3	
374	18 19 31 4	13 2	
386	18 36 20 6	54 4	
387	18 36 33 8	32 5	Мешает „путаница“
389	18 43 42 5	53 6	
394	18 57 10 15	19 2	
396	19 01 32 7	45 7	Мешает „путаница“
399.2	19 15 35 5	47 3	
403.1	19 49 37 5	58 10	
407	20 06 02 4	56 6	Мешает „путаница“
410	20 18 18 5	63 4	
411	20 19 24 5	22 3	
414	20 30 38 5	21 1	
432	21 20 45 4	21 3	
435	21 26 42 4	19 3	
436	21 41 43 4	59 7	
438	21 53 48 5	121 12	
441	22 03 39 7	36 6	
443	22 12 25 9	22 3	Мешает „путаница“
444	22 11 37 5	153 19	
449	22 29 05 4	42 2	
452	22 43 39 5	156 8	
456	23 09 57 7	24 4	
465	23 36 19 6	88 4	
469	23 51 55 8	21 1	

Эти результаты подтверждают наши выводы [2] о том, что радиогалактики преимущественно обладают линейными низкочастотными спектрами, и о том, что около 80% двойных или кратных радиоисточни-

ков, отождествленных с радиогалактиками, имеют линейные низкочастотные спектры.

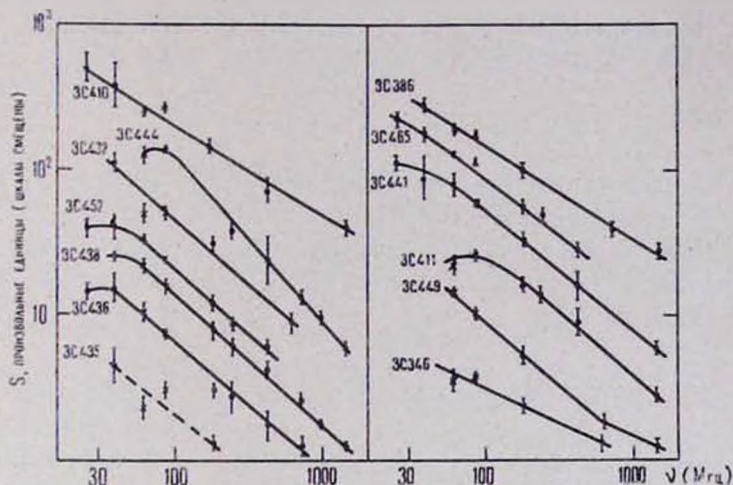


Рис. 1 Низкочастотные спектры 13 радиоисточников. $\times$ — Измерения на радиотелескопе ДКР-1000

Նկ. 1. 13 ռադիոաղբյուրների ցածրհաճախյին սպեկտրները. $\times$ -ով նշանակված են ДКР — 1000 ռադիոտեսակի վրա կատարված չափումները:

Авторы признательны С. Г. Арутюняну за активную помощь в наблюдениях.

7 мая 1968 г.

Ա. Մ. ԱՍԼԱՆՅԱՆ, Վ. Հ. ՄԱԼՈՒՄՅԱՆ, Վ. Ա. ՍԱՆԱՄՅԱՆ

30 ԲԱԴԻՈԱՂԲՅՈՒՐՆԵՐԻ ՈՒՂՂԱԿԻ ԾԱԳՈՒՄՆԵՐԸ ԵՎ ՀՈՍՔԻ
ԽՏՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԸ 60 ՄՀ8 ՀԱՃԱԽՈՒԹՅԱՆ ՎՐԱ

Ա մ փ ո փ ո մ

Որոշված են 30 ռադիոաղբյուրների ուղղակի ծագումները և հոսքի խտությունները 60 Մհց հաճախության վրա, 13 ռադիոաղբյուրների համար ուսումնասիրվել է սպեկտրը 38 — 412 Մհց հաճախությունների հատվածում, Ռադիոգալակտիկաների հետ նույնացված 7 ռադիոաղբյուրներից վեցը ունեն ուղղադիծ սպեկտր: Նրանցից երեքը կրկնակի կամ բազմակի աղբյուրներ են:

RIGHT ASCENSIONS AND FLUX DENSITIES OF 30 RADIO SOURCES AT A FREQUENCY 60 Mhz

S u m m a r y

Right ascensions and flux densities of 30 radio sources at a frequency 60 Mc/s are measured. Spectra of 13 sources in the range 38 — 412 Mc/s have been investigated. Six of the 7 radio sources identified with radiogalaxies have straight spectra. Three of them are double or multiple radio sources.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. А. М. Асланян, Р. Д. Даикесаманский, В. Н. Кожухов, В. Г. Малумян, В. А. Санамян, *Астрофизика*, 4, 129, 1968.
2. А. М. Асланян, В. Г. Малумян, В. А. Санамян, *Астрофизика*, 4, 595, 1968.
3. K. I. Kellerman, *Ap. J.*, 140, 969, 1964.
4. A. S. Boppet, *Mem. RAS*, 68, 163, 1962.
5. В. С. Артюх, В. В. Виткевич, Р. Д. Даикесаманский, В. П. Кожухов, *Препринт ФИАН*, № 82, 1967.
6. P. J. S. Williams, S. Kenderdine, J. E. Baldwin, *Mem. RAS*, 70, 53, 1966.
7. R. J. Conway, K. I. Kellerman, R. J. Long, *M. N.*, 125, 261, 1963.
8. R. J. Long, M. A. Smith, P. Stewart, P. J. S. Williams, *M. N.*, 134, 371, 1966.
9. J. R. Dickel, K. C. Yang, J. C. McVittie, J. W. Swenson, *A. J.*, 72, 757, 1967.
10. J. M. Macleod, J. W. Swenson, K. S. Yang, J. R. Dickel, *A. J.*, 70, 755, 1965.
11. W. C. Erickson, W. M. Cronyn, *A. J.*, 142, 1156, 1965.
12. J. D. Wyndham, *Ap. J.*, 144, 459, 1966.
13. P. Veron, *Ap. J.*, 144, 861, 1966.
14. E. B. Fomalont, *Observations of the Owens Valley Radio Obs.*, No. 7, 1967.

К. А. ГРИГОРЯН

ПОЛЯРИЗАЦИОННЫЕ НАБЛЮДЕНИЯ ЗВЕЗДЫ μ ЦЕФЕЯ

Известно, что параметры поляризации звезды μ Цефея с течением времени меняются иррегулярно и не обнаруживается определенной корреляции между ними и изменениями блеска звезды [1—6].

В настоящей статье рассматривается зависимость изменения параметров поляризации звезды μ Цефея от длины волны. С этой целью использованы как результаты наших ранних наблюдений [2], так и результаты наблюдений, выполненных в 1965—1967 гг.

В 1965—1967 гг. были проведены цветовые поляризационные наблюдения в двух (синий и желтый) и частично в четырех (фиолетовый, синий, желтый и красный) фильтрах. Результаты наблюдений звезды μ Цефея приведены в табл. 2, 3, а стандартных звезд — в табл. 1. В первых столбцах табл. 2, 3, представлены юлианские дни наблюдений, а в следующих столбцах — параметры поляризации и количество наблюдений в соответствующих фильтрах. Эффективные длины волн этих фильтров равны: λ_{eff} 3700, 4500, 5500, 6000 Å. Все наблюдения выполнены в хорошие, безлунные ночи.

Средние отклонения измеренных параметров поляризации от среднего не превышают $\pm 0^m004$ для степеней поляризации и $\pm 5^\circ$ для углов преимущественных колебаний электрического вектора.

Как видно из табл. 3, в течение 1965 г. наблюдается заметное увеличение степени поляризации μ Цефея в зависимости от длины волны, причем степени поляризации в каждом из четырех фильтров не превышают 0^m060 , а углы преимущественных колебаний электрического вектора находятся в пределах 5° — 154° .

Совершенно другое распределение параметров поляризации наблюдается в период 1966 г. Действительно, рассмотрение табл. 2 показывает, что за этот период не наблюдалось больших изменений степени поляризации, а углы преимущественных колебаний электрического вектора изменялись в больших пределах. Изменения степени поляризации и углов преимущественных колебаний электрического вектора в желтом и синем фильтрах находятся соответственно

Таблица 1

Звезда	Дата наблюдения	P	θ	n	Фильтр
55 Cyg.	20 IX 65 г.	0. ^m 060	4°	4	Желтый
	16 VI 66 г.	0.059	0	4	Без
	21 VI 66 г.	0.059	6	4	—
	27 VI 66 г.	0.057	2	4	—
	6 VIII 66 г.	0.056	4	4	—
	16 VIII 66 г.	0.057	0	4	—
	6 VI 67 г.	0.064	6	2	Желтый
		0.063	6	2	Синий
	12 VI 67 г.	0.067	6	2	Желтый
		0.064	8	2	Синий
		0.075	10	2	Фиолетовый
		0.065	8	2	Красный
	14 VI 67 г.	0.062	9	4	Желтый
		0.065	10	2	Синий
		0.066	11	2	Фиолетовый
		0.068	8	2	Красный
	2 VII 67 г.	0.036	6	2	Без
		0.066	4	2	Желтый
		0.070	9	2	Синий
14 Cep.	3 II 65 г.	0.035	74	4	Без
	15 VI 66 г.	0.034	63	6	Желтый
	16 VI 66 г.	0.029	68	4	"
		0.031	68	2	Синий
	17 VI 66 г.	0.029	68	4	Желтый
	9 VII 66 г.	0.033	68	4	Без
	22 VIII 66 г.	0.029	67	4	Без
	25 VIII 66 г.	0.032	62	4	Желтый
	7 IX 66 г.	0.029	68	4	"
	8 IX 66 г.	0.029	66	4	"
14 Cep.	9 IX 66 г.	0.032	67	4	"
	17 IX 66 г.	0.029	62	4	"
Ф Cas.	3 XI 66 г.	0.062	102	4	"
	5 XI 65 г.	0.058	99	4	"
		0.060	99	4	Синий
	26 VII 66 г.	0.066	95	4	Без
36 UMa	13 III 67 г.	0.002	140	8	Желтый
		0.004	138	8	Синий

Таблица 2

Юлианский день	$P_{жл.}$	$\vartheta_{жл.}$
1	2	3
2439		
291,387	0. ^m 013	14°
291,389	0,018	8
292,413	0,018	162
292,415	0,018	42
293,325	0,009	38
293,328	0·009	42
297,421	0,015	32
297,424	0,015	42
315,348	0·009	2
331,375	0,010	180
331,378	0,000	—
347,	0,013	168
347,	0,015	180
352,242	0,024	12
352,248	0,015	4
352,254	0,013	4
352,259	0,013	10
352,263	0,013	10
352,267	0,013	15
352,273	0,013	180
352,328	0,015	16
352,337	0,020	4
352,343	0,015	180
352,349	0,007	13
352,355	0,013	12
352,479	0,013	40
352,500	0,013	20
352,506	0,013	16
352,512	0,013	16
353,260	0,015	20
353,266	0,013	8
353,273	0,011	4
353,280	0,015	8
353,286	0,015	4
353,292	0,011	180
353,298	0,013	12

1	2	3
2439		
353,301	0. ^m 020	8°
359,	0,022	168
359,	0,020	160
359,	0,015	4
361,360	0,024	175
362,381	0,024	8
375,199	0,022	20
375,202	0,022	16
376,196	0,015	168
376,199	0,013	176
377,224	0,022	16
377,227	0,022	12
383,390	0,018	16
383,393	0,018	20
385,340	0,013	16

Юлианский день	$P_{син.}$	$\vartheta_{син.}$
1	2	3
2439		
291,387	0. ^m 014	10°
291,395	0,018	14
292,407	0,018	46
292,410	0,018	42
293,331	0,011	42
293,334	0,013	30
293,421	0,009	38
297,427	0,015	42
297,430	0,015	2
302,439	0,009	180
302,440	0,011	34
302,441	0,013	2
302,442	0,013	38
302,443	0,013	42
315,351	0,017	180
315,354	0,015	180

Таблица 3

1	2	3
2439		
332,375	0. ^m 004	—
332,378	0.004	—
347,	0.024	164
347,	0.020	176
352,262	0.024	10
352,264	0.020	10
352,270	0.024	180
352,276	0.022	20
352,331	0.024	36
352,334	0.022	12
352,340	0.020	180
352,346	0.030	8
352,506	0.013	12
352,358	0.020	8
352,482	0.024	16
352,485	0.031	176
352,503	0.037	20
352,509	0.022	20
352,515	0.022	12
353,263	0.020	16
353,270	0.020	12
353,276	0.022	12
353,283	0.024	8
353,289	0.020	12
353,295	0.024	12
359,	0.020	180
359,	0.022	2
361,363	0.035	180
365,366	0.035	4
362,384	0.040	4
375,205	0.015	160
375,208	0.015	160
376,202	0.018	4
376,205	0.020	180
377,230	0.022	20
377,233	0.024	14
383,396	0.020	4
383,399	0.020	10
385,346	0.029	180
385,349	0.029	4

Юлианский день	$P_{жл.}$	$\vartheta_{жл.}$
2438		
874,267	0. ^m 033	78°
874,250	0.033	70
2439		
647,380	0.053	12
647,381	0.053	12
647,382	0.053	12
647,432	0.074	9
652,352	0.053	18
652,355	0.053	10
652,358	0.046	12
653,374	0.046	11
653,377	0.066	16
653,380	0.064	12
653,383	0.059	10
653,386	0.066	13
653,389	0.059	13
653,392	0.063	12
653,395	0.067	22
655,400	0.036	22
655,403	0.041	24
655,406	0.041	20
655,409	0.037	13
673,330	0.029	16
673,340	0.029	13

Юлианский день	$P_{снн.}$	$\vartheta_{снн.}$
1	2	3
2438		
874,276	0. ^m 029	75°
874,287	0.026	80
2439		
062,	0.004	38
062,	0.007	154
062,	0.004	154
062,	0.004	—
067,	0.057	32

HA-12408.

1	2	3
2439		
087,	0. ^m 057	32°
088,	0.059	52
088,269	0.004	58
088,272	0.004	34
088,274	0.004	5
089,	0.040	30
089,	0.033	32
089,	0.042	34
089,	0.042	30
089,	0.042	38
647,384	0.051	15
647,386	0.048	15
647,387	0.048	15
653,396	0.057	18
653,399	0.053	13
653,402	0.048	18
653,405	0.057	17
653,408	0.048	18
653,411	0.053	16
653,414	0.048	18
655,411	0.046	16
655,414	0.040	22
655,417	0.042	17
673,333	0.047	18
673,343	0.048	7

Юлианский день	$P_{\text{крас.}}$	$\eta_{\text{крас.}}$
2439		
067,	0. ^m 044	48°
067,	0.051	30
067,	0.048	47
067,	0.048	40
647,412	0.066	7
647,415	0.066	11
653,437	0.073	13
653,441	0.065	16
653,444	0.061	13
653,447	0.061	8
653,450	0.069	24
653,453	0.060	14
655,426	0.040	20
655,429	0.039	16
655,432	0.041	16
655,435	0.038	16
673,334	0.058	7
673,337	0.053	9

Юлианский день	$P_{\text{фиол.}}$	$\eta_{\text{фиол.}}$
2439		
062,	0. ^m 009	70°
062,	0.007	70
647,403	0.020	16
647,407	0.020	10
653,417	0.004	—
653,420	0.004	—



в пределах $0^{\text{m}}022$ — $0^{\text{m}}035$ и 0 — 180° . Полученные результаты наблюдения ρ Цефея представляют большой интерес, поскольку в этот период она показала минимум активности с точки зрения изменений степени поляризации.

Третий период наблюдений охватывает несколько месяцев в 1967 г. Результаты наблюдений в четырех фильтрах приведены в табл. 3. Как видно из таблицы, значения параметров поляризации в различные дни, особенно значения степени поляризации в различных фильтрах, сильно отличаются друг от друга, причем степень поляризации в четырех фильтрах не превышает $0^{\text{m}}080$, а углы преимущественных колебаний электрического вектора находятся в пределах 10° — 154° .

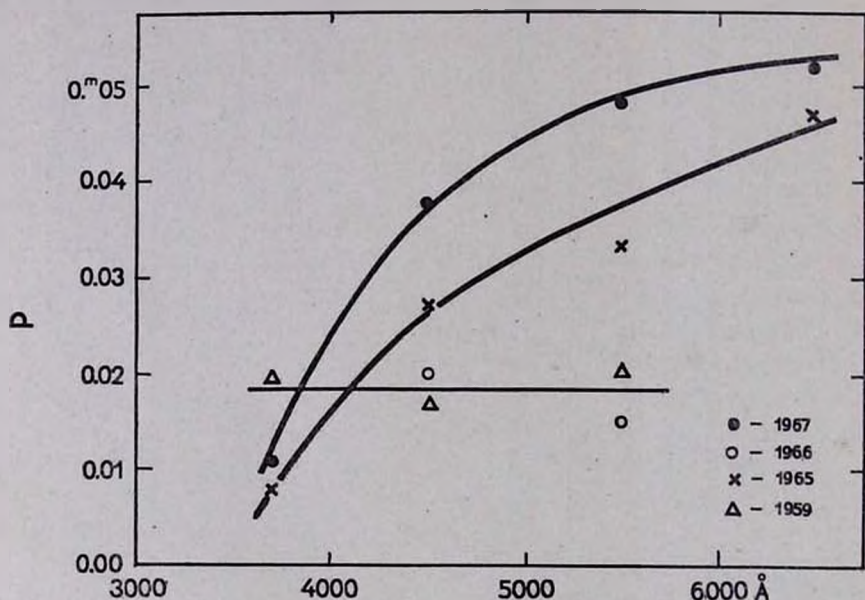


Рис. 1.

Таб. 1.

Из результатов наблюдений этих трех периодов можно получить зависимость между степенями поляризации звезды ρ Цефея и эффективными длинами волн. Эти зависимости приведены на рис. 1. Там же приведены результаты наблюдений 1959 г. [2]. Из этого рисунка видно, что в периоды 1965 и 1967 гг. наблюдается определенная зависимость между степенями поляризации звезды ρ Цефея и эффективными длинами волн используемых фильтров, а в периоды 1959 и 1966 гг. подобной зависимости между этими величинами нет.

Явной корреляции между углами преимущественных колебаний электрического вектора и эффективными длинами волн не наблюдается.

Կ. Հ. ԳՐԻԳՈՐՅԱՆ

ՑԵՖԵՅԻ ԲԵՎԵՈՒՋԱՓԱԿԱՆ ԴԻՏՈՒՄՆԵՐ

Ա մ փ ո փ ո լ մ

Ներկա աշխատանքում բերված են 1965—1967 թթ. μ Ցեֆեյ աստղի՝ տարբեր լուսազտիչներով (դեղին, կապույտ, մանուշակագույն և կարմիր) կատարված բևեռաչափական դիտումների արդյունքները:

μ Ցեֆեյ աստղի դիտման արդյունքները խմբավորված են նո. 2 և 3 աղյուսակներում, իսկ համեմատման աստղերինը՝ նո. 1 աղյուսակում: Գծազրի վրա պատկերված է բևեռացման տատիճանի՝ P և ալիքային երկարության՝ λ կապը: Ինչպես երևում է աղ. գծազրից, μ Ցեֆեյ աստղի բևեռացման տատիճանը 1965 և 1967 թթ. խիստ աճում է ալիքային երկարության աճման հետ: Նման կապ չի դիտվում 1966 թ. արդյունքներում:

K. H. GRIGORIAN

POLARIMETRIC OBSERVATIONS OF μ Cep

S u m m a r y

Polarimetric observations of the μ Cep were made on moonless nights from 1965 to 1967 with the photometer mounted at the Cassegrain focus of the 20-inch telescope of the Byurakan Observatory. In each period observations of the μ Cep were made with different filters.

The results on μ Cep and standart stars are given in Tabs. 1—3. The results in periods of 1965 and 1967 indicate, that there is a sharp increase in polarization with increasing wavelength. The values obtained in the period 1966 indicate, that there isn't wavelength dependence of polarization of μ Cep.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. К. А. Григорян, Сообщения Бюраканской обсерватории, 25, 45, 1958.
2. К. А. Григорян, Сообщения Бюраканской обсерватории, 27, 43, 1959.
3. К. А. Григорян, Сообщения Бюраканской обсерватории, 37, 18, 1966.
4. G. Coupe, T. Gehrels, A. J., 71, 355, 1966.
5. Н. М. Шаховской, Астрон. ж., 40, 6, 1055, 1963.
6. R. Zappala, Ap. J., 148, 2, L82, 1967.

К. А ГРИГОРЯН

ПОЛЯРИЗАЦИОННЫЕ НАБЛЮДЕНИЯ СКОПЛЕНИЙ NGC 1342, 1893 и 2422

Поляризационные наблюдения звезд скоплений NGC 1342, 1893 и 2422 велись в 1966 г. электрофотометром Бюраканской астрофизической обсерватории. Методика и аппаратура, примененные во время этих наблюдений, подробно описаны в [1]. Ошибка одного поляризационного наблюдения не превышает $\pm 0^m.004$ для степени поляризации и $\pm 5^\circ$ для угла преимущественных колебаний электрического вектора.

Как отмечается в [2], скопление NGC 1342 обладает весьма сложной структурой, что затрудняет отождествление его членов. Сwoлополусом [3] были получены спектральные типы для нескольких из них.

В работе [2] отмечается, что некоторая часть звезд скопления NGC 1893 находится внутри яркой газовой туманности и на границе скопления наблюдается одна кратная система типа Трапеции. В направлении скопления NGC 1893 проектируются три сверхгиганта ранних спектральных классов. Звездные величины, цветовые эквиваленты, спектральные типы и результаты наших поляриметрических наблюдений этих сверхгигантов приведены в табл. 1.

Таблица 1

V	B-V	U-B	Sp	P _{жл.}	P _{син.}	$\vartheta_{\text{жл.}}$	$\vartheta_{\text{син.}}$
9 ^m 05	0 ^m 30	-0 ^m 72	05	0 ^m 059	0 ^m 056	152°	153°
9.37	0.36	-0.65	06	0.050	0.046	143	143
10.70	0.80	-0.62	B1 IV	0.062	0.068	152	160

Из этой таблицы видно, что параметры поляризации этих сверхгигантов почти одинаковы и, как станет ясно из дальнейшего (табл. 36), не отличаются сильно от таковых у членов скопления. Поглощение в направлении скопления NGC 1893 не постоянное и меняется в пределах 1^m32—2^m31.

В работах [4, 5] приводятся результаты электрофотометрических и электрополяриметрических измерений звезд скопления NGC 2422.

Основные данные, касающиеся скоплений NGC 1342, 1893 и 2422, нами взяты из [2] и приводятся в табл. 2, в которой, кроме расстоя-

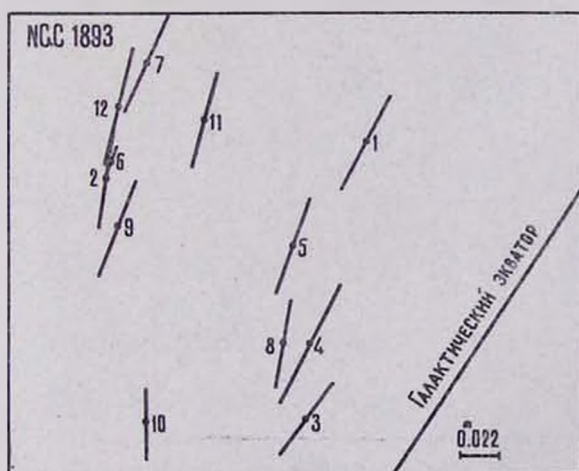
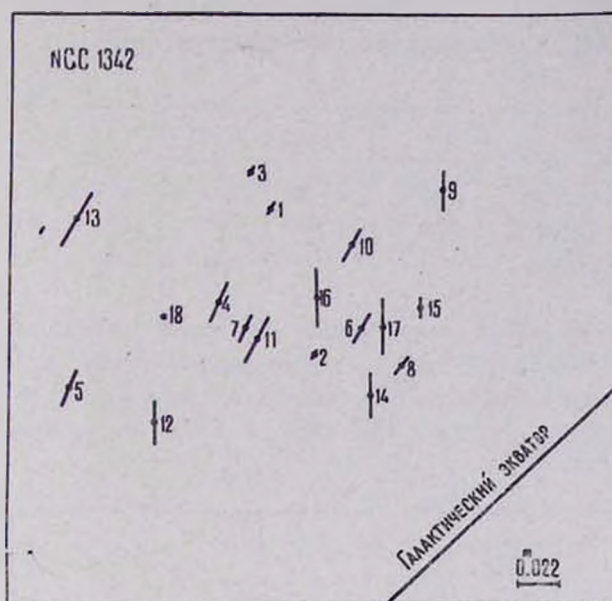


Рис. 1.
Таб. 1.

ний и поглощений, даны также координаты l^I и b^{II} , модуль расстояния и соответствующий спектральный тип.

Результаты наших поляриметрических наблюдений приведены в табл. 3а, 3б, 3в и графически представлены на рис. 1 и 2. Номера звезд,

звездные величины и цветовые эквиваленты взяты из работы [4]. Для скоплений NGC 1893 и 2422 в таблице приведены параметры поляризации, измеренные в двух фильтрах (желтый и синий), а для скопления NGC 1342—интегральные (без фильтра).

Таблица 2

NGC	i''	b''	E_{B-V}	$m-M$	R	Sp
1342	155.0	-15.4	0. ^m 28	8. ^m 7	550nc	A 3
1893	173.6	- 1.7	0.59	13.0	4000	O5—O6
2422	231.0	+ 3.1	0.08	8.4	480	B 4

Средние значения поглощений, степеней поляризации и углов преимущественных колебаний электрического вектора звезд этих скоплений приведены в табл. 4. Как видно из таблицы, параметры поляризации звезд скоплений NGC 1893 и 2422 не зависят от длины волны.

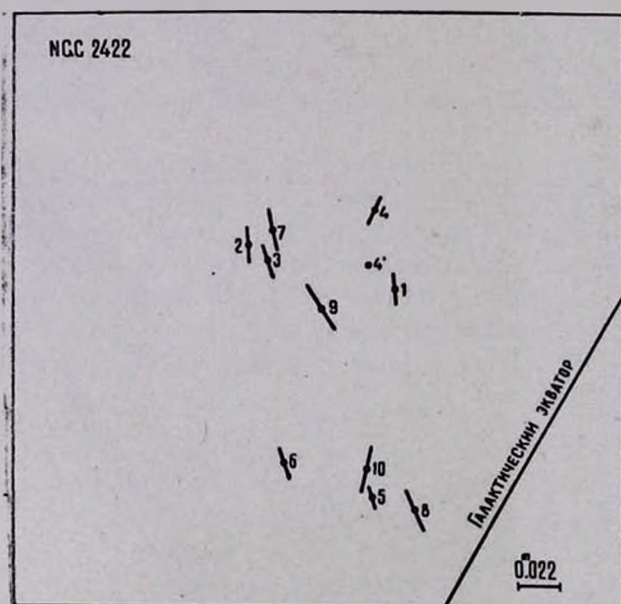


Рис. 2.

табл. 2.

Представляет определенный интерес сравнение параметров поляризации с межзвездным поглощением этих трех скоплений. По данным табл. 4, для отношения P/A_V получаем

NGC 1342	1893	2422
P/A_V 0.022	0.030	0.092

Таблица 3а

№	NGC 1342 $\alpha=03^h29^m0$ $\delta=+37^\circ14'$ (1960 г.)				
	V	B-V	U-B	P	θ
1	8 ^m 44	0 ^m 42	0 ^m 06	0 ^m 009	150 ²
				0.009	150
2	8.75	0.24	-0.08	0.009	150
				0.005	150
3	9.21	0.24	0.17	0.007	150
				0.005	150
4	9.33	1.32	1.03	0.029	154
				0.026	154
5	9.60	0.60	0.43	0.024	156
				0.022	160
6	9.65	1.18	0.88	0.020	152
				0.022	150
7	10.13	1.20	0.76	0.018	150
8	10.29	0.31	0.23	0.018	142
				0.015	144
9	10.54	0.52	0.01	0.024	180
				0.022	180
10	10.62	0.44	0.31	0.026	152
				0.020	150
11	10.63	0.88	0.27	0.031	150
				0.031	150
12	10.84	0.33	0.32	0.026	4
				0.026	180
13	10.93	0.65	0.17	0.033	150
				0.037	150
14	11.17	0.39	0.30	0.026	180
				0.026	180
15	11.20	0.36	0.28	0.013	180
				0.013	180
16	11.22	0.51	0.43	0.031	180
				0.031	180
17	11.29	0.49	0.30	0.031	180
				0.031	180

№	NGC 1893 $\alpha=05^h20^m1$ $\delta=+33^\circ25'$ (1960 г.)						
	V	B-V	U-B	P _{жз.}	P _{спн.}	$\theta_{жз.}$	$\theta_{спн.}$
1	9. ^m 05	0. ^m 30	-0. ^m 72	0. ^m 060	0. ^m 055	150°	152°
				0.058	0.057	155	154
2	9.15	1.21	0.95	0.055	0.054	170	169
				0.057	0.058	172	170
3	9.37	0.36	-0.65	0.050	0.048	140	142
				0.049	0.045	147	144
4	10.15	0.51	-0.49	0.070	0.062	155	157
				0.075	0.059	150	159
5	10.31	0.26	-0.73	0.055	0.056	160	165
				0.058	0.057	158	170
6	10.67	0.47	0.02	0.020	0.020	160	170
				0.022	0.022	152	178
7	10.70	0.30	-0.62	0.065	0.068	150	160
				0.060	0.069	155	159
8	10.79	0.25	0.14	0.050	0.044	172	170
				0.049	0.040	168	170
9	10.94	0.21	-0.77	0.058	—	160	—
				0.052	—	155	—
10	11.04	0.44	-0.46	0.040	0.048	178	172
				0.046	0.050	179	169
11	11.19	0.25	-0.67	0.058	0.047	160	155
				0.053	0.045	166	149
12	11.23	0.28	-0.62	0.070	—	165	—
				0.065	—	167	—

Как видно из приведенных результатов, отношения P/A_V для указанных трех скоплений [сильно отличаются от максимального значения P/A_V , найденного Шмидтом [6]. В случае скоплений NGC 1342 и NGC 1893 деполяризация, по-видимому, играет значительную роль и за поляризацию ответственна межзвездная материя. Что же касается скопления NGC 2422, то о деполяризации и роли межзвездной материи ничего определенного сказать нельзя, поскольку поглощение в направлении скопления незначительное.

Сравнительно ясную картину представляют распределения плоскостей преимущественных колебаний электрического вектора звезд исследованных скоплений. Как видно из рис. 1, плоскости преимущественных колебаний электрического вектора звезд скоплений

Таблица 3а

№	NGC 2422 $\alpha = 07^h 34^m 5$ $\delta = -14^\circ 25'$ (1960 г.)								
	V	B-V	U-B	P	P _{ж.л.}	P _{син.}	θ	$\theta_{ж.л.}$	$\theta_{син.}$
1	5. ^m 70	-0. ^m 12	-0. ^m 71	0. ^m 013	0. ^m 020	—	5°	8°	—
				0.011	0.020	—	4	2	—
				—	0.018	—	—	8	—
				—	0.018	—	—	2	—
2	6.72	-0.04	-0.31	0.013	0.020	0. ^m 026	—	1	5°
				0.014	0.024	0.026	—	0	2
3	7.81	-0.06	-0.36	0.031	0.022	0.020	22	11	12
				—	0.022	0.022	—	15	16
4	7.83	1.23	1.10	0.026	0.020	0.022	19	163	160
				0.028	0.018	0.026	18	160	165
5	7.93	1.05	0.81	0.020	0.013	0.022	6	16	16
				0.015	0.015	0.024	9	12	15
6	8.79	0.01	-0.10	0.022	0.018	0.026	15	20	18
				0.022	0.024	0.020	18	17	15
7	8.82	-0.01	-0.16	—	0.024	0.020	—	12	12
				—	0.026	0.018	—	10	10
8	10.17	0.25	0.18	—	0.026	0.028	—	23	20
				—	0.026	0.030	—	20	15
9	10.45	0.16	0.13	—	0.031	—	—	—	—
				—	0.028	—	—	33	—
10	10.50	0.17	0.16	—	0.028	—	—	167	—
				—	0.026	—	—	170	—

Таблица 4

	NGC 1342	NGC 1893	NGC 2422
$\bar{P}_{ж.л.}$	—	0. ^m 053	0. ^m 022
$\bar{P}_{син.}$	—	0.052	0.023
$\bar{P}$	0. ^m 019	—	0.019
$\bar{\theta}$	156°	—	13°
$\bar{\theta}_{ж.л.}$	—	160°	51
$\bar{\theta}_{син.}$	—	162	22
$\bar{A}_{ж.л.}$	0.84	1.77	0.24

NGC 1342 и NGC 1893 в основном параллельны как между собой, так и галактическому экватору.

10 апреля 1968 г.

NGC 1342, 1893 եւ 2422 ԱՍՏՂԱԿՈՒՅՏՏԵՐԻ ԲԵՎԵՌԱԶԱՓԱԿԱՆ ԴԻՏՈՒՄՆԵՐ

Ա մ փ ո փ ու մ

NGC 1342, 1893 և 2422 աստղակույտերի աստղերի բևեռաչափական դիտումները կատարվել են Բյուրականի աստղադիտարանի 20" դիտակի վրա տեղակայված էլեկտրոֆոտոմետրով:

NGC 1893 և 2422 աստղակույտերի աստղերի բևեռաչափական դիտումները կատարվել են երկու զոլնում, օգտագործելով դեղին և կապույտ լուսագտիչները:

Դիտումների արդյունքները բերված են նո. 3 աղյուսակում և պատկերված են նո. 1 և 2 նկարներում:

Ինչպես երևում է արդ աղյուսակից, NGC 1893 և NCC 2422 աստղակույտերի աստղերի մոտ չի նկատվում բևեռացման պարամետրերի կախվածություն ալիքալին երկարությունից:

Բևեռացման աստիճանների և կլանումների միջին մեծությունների հարաբերությունները հետևյալն են՝ P/A_V (NGC 1342) = 0,022, P/A_V (NGC 1893) = 0,030 և P/A_V (NGC 2422) = 0,092:

K. H. GRIGORIAN

POLARIZATION OBSERVATIONS OF THE CLUSTERS NGC 1342, 1893 AND 2422

S u m m a r y

Polarimetric observations of the polarization of starlight in open clusters NGC 1342, 1893 and 2422 were made with the 20-inch reflector of the Byurakan Observatory. Polarization of stars in these clusters was measured with the photoelectric photometer using yellow and blue filters. The results for NGC 1342 and the amounts of polarization in yellow and blue filters for NGC 1893 and NGC 2422 are listed in Table 3 and are presented graphically in Figs. 1, 2.

The values obtained with yellow and blue filters indicate that there isn't wavelength dependence of interstellar polarization in these regions.

The ratios of the mean value of polarization to the mean value of visual absorption are P/A (NGC 1342) = 0.022, P/A (NGC 1893) = 0.030, P/A (NGC 2422) = 0.092.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. *К. А. Григорян*, Сообщения Бюраканской обсерватории, 27, 55, 1959.
2. *H. Johnson et al.*, LOB, 5, 113, 1961.
3. *S. Svolopoulos*, Ap. J., 134, 2, 1961.
4. *A. Hoag et al.*, Pub. U. S. Naval obser., 17, 7, 1961.
5. *K. Serkowski*, Ap. J., 141, 4, 1955.
6. *Th. Schmidh*, Z. f. Ap., 46, 145, 1958.

К. А. ГРИГОРЯН

ПОЛЯРИЗАЦИОННЫЕ НАБЛЮДЕНИЯ СКОПЛЕНИЙ NGC 129, 225, 581, 663, 744, 869, 884, 957 и 6882/5

Поляризационные наблюдения звезд скоплений NGC 129, 225, 663, 744, 869, 884, 957 и 6882/5 велись с одним и тем же электрофотометром, монтированным на 16" и 20" телескопах Бюраканской астрофизической обсерватории. Методика наблюдения и их обработка не отличаются от прежних, принятых в Бюраканской обсерватории [1]. Все наблюдения сделаны в хорошие и безлунные ночи. Учет поляризации фона для большинства звезд выполнен достаточно надежно. Средние отклонения наших наблюдений, определенные путем сравнения независимых измерений стандартных звезд, от среднего составляли соответственно $\pm 0,004$ для степеней поляризации и $\pm 5^\circ$ для углов преимущественных колебаний электрического вектора. Поскольку, кроме стандартных звезд, были наблюдаемы и звезды из списка Холла [2], то возможны сравнения этих независимых наблюдений, представленные на рис. 1, 2. Как видно из этих рисунков, согласие между нашими наблюдениями и наблюдениями Холла вполне удовлетворительное. Ниже приводятся некоторые данные, характеризующие изученные скопления.

В работе Арпа и др. [3] приводятся звездные величины и цветовые эквиваленты звезд скопления NGC 129. Сравнительно интересное исследование представляет работа Ленхэма и Франца [4]. В этой работе приводятся относительные собственные движения нескольких десятков звезд. Исходя из собственного движения DL Кассиопеи, показано, что вероятность принадлежности ее к скоплению весьма велика.

Алтером [5] указывается, что NGC 225 проектируется на область неба с очень темным фоном, где почти отсутствуют звезды. Видимое очертание этой темной области иррегулярно и отдельные прожилки ее достигают областей, богатых звездами. Исходя из собственных движений звезд скопления NGC 225, Ли [6] предполагает, что число звезд скопления не превышает 44.

Крушпаном [7] фотометрически исследовано скопление NGC 581. По данным MWC к скоплению относится один сверхгигант (NGC 581-1 = MWC 75) раннего спектрального класса B 5 I_b, который, по всей вероятности, не является единственным сверхгигантом, поскольку не для всех членов известны спектральные классы. Скопление NGC 663 было наблюдеено фотографически различными авторами. Особое внимание заслуживают работы Цуга [8], Беккера и Гунтера [9] и Беккера и Штока

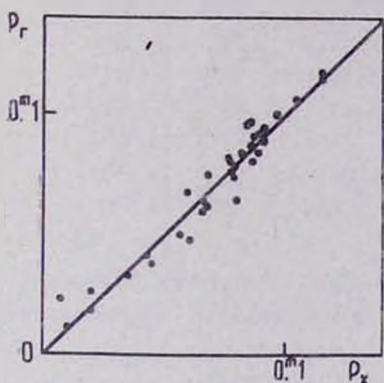


Рис. 1.
tbl. 1.

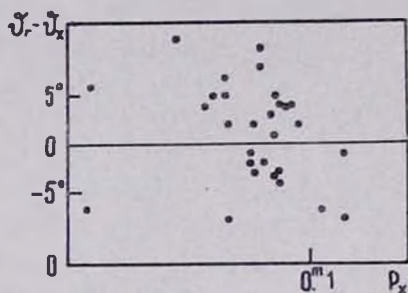


Рис. 2.
tbl. 2.

[10]. В работе Цуга приводятся результаты двухцветной фотографической фотометрии звезд скопления NGC 663. В остальных двух работах приводятся результаты трехцветной фотографической фотометрии. Следует отметить, что это скопление по размеру не очень большое и находится недалеко от δ Кассиопеи.

В работах Хилтнера, Джонсона и Моргана и Вилдеи [11—13] приводятся звездные величины V, цветовые эквиваленты B—V и спектральные классы звезд скоплений NGC 869 и 884. Большинство звезд этих двух скоплений были поляриметрически исследованы Холлом [2] и Серковским [14].

Для членов скопления NGC 957, кроме одной звезды, которая, по Хилтнеру [11] является сверхгигантом раннего спектрального класса (NGC 957-1 = B 1,5 I_b), неизвестны другие фотометрические данные.

Как отмечается в работе [15], скопления NGC 6882/5 являются отдельными частями одного большого скопления. Фотографические звездные величины и цветовые эквиваленты приводятся в [8]. В работе [16] приводятся собственные движения звезд скопления. Покраснение в направлении скопления, как отмечается в [15], незначительное.

Используемые в нашем исследовании звездные величины, цветовые эквиваленты и поглощения для большинства скоплений были взяты из [15, 17].

Основные данные исследованных нами скоплений приводятся в табл. 1.

Таблица 1

NGC	l''	b''	E_{B-V}	$m-M$	R	Sp
129	120 ⁰ .3	-1 ⁰ .4	0 ^m .58	11 ^m .1	1660 _{nc}	B5
225	122.0	-1.1	0.29	9.0	630	B8
581	128.0	-1.8	0.37	12.1	2600	B3
663	129.5	-0.9	0.85	11.8	2300	B0
744	132.4	-6.2	0.41	10.8	1490	B9
869	134.8	-3.7	0.56	11.8	2360	B0.5
884	134.8	-3.7	0.56	11.8	2360	B0.5
957	136.3	-2.7	0.80	11.7	2250	B1
6882/5	65.6	-4.0	0.08	8.9	600	F2

Из таблицы видно, что исследованные скопления распределены вокруг галактического экватора в относительно узких пределах ($b'' = -1^0.4$, $b'' = -6^0.2$). Однако расстояния и поглощения колеблются в больших пределах. Результаты поляризационных наблюдений индивидуальных скоплений приводятся ниже.

Скопление NGC 129 входит в список Хога и др. [17] и, следовательно, яркие члены этого скопления наблюдаются фотозлектрически в системе UBV. В направлении скопления NGC 129 проектируется несколько сверхгигантов поздних спектральных классов, причем одной из них является цефеида DL Кассиопеи. С другой стороны, скопление NGC 129 является ядром ассоциации Кассиопея IV.

Звездные величины, цветовые эквиваленты, спектральные классы по [3] и результаты наших поляриметрических наблюдений этих сверхгигантов приведены в табл. 2.

Таблица 2

Звезда	V	B-V	U-B	Sp	P	θ
DL Cas	8 ^m .97	1 ^m .24	0 ^m .87	K3	0 ^m .043	72°
A	8.85	0.96	0.67	F5 Ib	0.053	76
AA	8.57	1.92	2.15	K2 Ib	0.042	74
AB	8.71	1.76	2.15	MO IIp	0.026	80

Из таблицы видно, что степени поляризации этих звезд не одинаковы и уменьшаются к более позднему спектральному классу. Углы плоскостей преимущественных колебаний электрического вектора этих

звезд одинаковы и не зависят от сильных разбросов цветовых эквивалентов.

Результаты поляриметрических наблюдений остальных звезд скопления NGC 129 приведены в табл. 3 и графически представлены на

Таблица 3

NGC 129 $\alpha=0^h28^m2$ $\delta=+59^\circ57'$ (1960)					
№	V	B—V	U—B	P	θ
1'	5. ^m 94	0. ^m 01	0. ^m 36	0. ^m 015	80'
				0.015	80
2	8.57	1.99	—	0.042	76
				0.042	72
3	8.71	1.34	2.08	0.026	80
				0.026	80
4	8.77	1.11	0.78	0.042	73
				0.044	72
5	8.87	0.96	0.67	0.053	76
				0.053	76
6	8.90	0.21	0.14	0.013	64
				0.013	64
7	9.27	0.48	—0.09	0.013	00
				0.013	8
8	9.36	0.18	—0.21	0.017	80
				0.017	76
9	9.62	0.43	—0.05	0.020	00
				0.022	4
10	9.93	0.17	—0.16	0.022	80
				0.020	76
11	10.89	0.46	—0.08	0.066	80
				0.064	80
12	10.90	0.52	0.33	0.029	40
				0.029	38
13	11.13	0.41	—0.17	0.062	76
				0.064	80
14	11.14	0.26	0.18	0.062	76
				0.062	76
15	11.42	0.73	0.24	0.055	48
				0.055	48
16	11.68	0.22	—0.47	0.044	72
				0.044	72

рис. 3. Как видно из таблицы, степени поляризации звезд имеют заметно отличающиеся друг от друга величины. Однако с учетом

того, что поглощение в пределах скопления переменное, подобный разброс степеней поляризации становится вполне естественным. Особенно четко этот разброс виден на рис. 3. Как видно из этого рисунка, распределение параметров поляризации по отношению к галактическому экватору не является хаотичным.

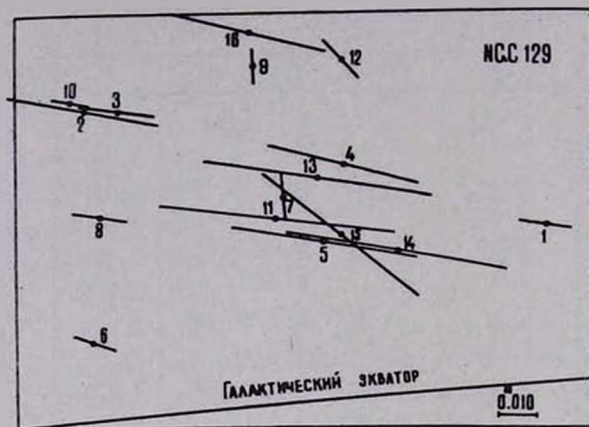


Рис. 3.

таб. 3.

Если среднее поглощение в направлении скопления принять, согласно [15], равным 1.780 , то для отношения P/A_V получим 0.020 . Это показывает, что в направлении скопления деполяризация играет значительную роль. Принимая во внимание небольшой разброс плоскостей преимущественных колебаний электрических векторов звезд NGC 129, можно, по-видимому, предполагать, что поляризация звезд скопления в основном обусловлена межзвездным поглощением.

Скопление NGC 225 является интересным объектом для поляриметрического исследования, поскольку в направлении скопления поглощение распределено иррегулярно. Результаты наших поляриметрических наблюдений звезд этого скопления приведены в табл. 4 и графически представлены на рис. 4. Как видно из таблицы, степени поляризации этих звезд меняются в больших пределах, а углы преимущественных колебаний электрических векторов — в небольших пределах, что хорошо видно на рис. 4. Как видно из этого рисунка, распределение параметров поляризации как по величине, так и по отношению к галактическому экватору хаотично. Подобное распределение параметров поляризации звезд скопления NGC 225 свидетельствует о неоднородности поглощающей материи в направлении этого скопления.

По известным поглощениям и средним степеням поляризации звезд скопления NGC 225 можно определить отношение P/A_V , которое

равно 0.031. Это показывает, что в направлении скопления деполяризация играет значительную роль. При столь умеренном поглощении (0^m87) подобный деполяризационный эффект совершенно непонятен.

Таблица 4

NGC 225 $\alpha=01^h 17^m 0^s$ $\delta=+58^{\circ}04'$ (1960)					
№	V	B-V	U-B	P	θ
1	9. ^m 26	0. ^m 16	-0. ^m 23	0. ^m 022	100'
				0.022	100
2	9.64	0.20	-0.14	0.020	120
				0.020	120
3	9.67	0.17	-0.15	0.022	88
				0.024	100
4	9.75	1.65	—	0.022	100
				0.022	100
5	9.87	0.97	0.39	0.004	—
				0.004	—
6	9.99	0.15	-0.05	0.011	100
				0.011	100
7	10.12	0.19	-0.08	0.013	112
				0.013	112
8	10.13	0.51	0.44	0.014	108
				0.015	108
9	10.29	0.52	0.03	0.051	112
				0.051	116
10	10.63	0.28	-0.02	0.037	120
				0.037	120
11	10.67	0.27	0.12	0.040	112
				0.040	112
12	10.89	0.23	0.04	0.024	108
				0.029	103
13	10.92	0.60	0.06	0.035	118
				0.035	116
14	11.02	0.63	0.20	0.055	80
				0.055	80
15	11.02	0.94	0.54	0.004	—
				0.004	—
16	11.42	0.29	0.21	0.059	92
				0.059	88

Скопление NGC 581 находится в созвездии Кассиопеи. На область скопления проектируется один сверхгигант раннего спектрального класса, основные данные которого следующие:

$$V = 7^m26, \quad B - V = 0^m29, \quad U - B = -0^m39, \quad B5 \text{ Ib.}$$

$$P = 0^m046, \quad \theta = 113^\circ.$$

Звездная величина, цветные эквиваленты взяты из [17], спектральный класс — из MWC каталога, а параметры поляризации — из наших наблюдений. Как видно из приведенных результатов, степень

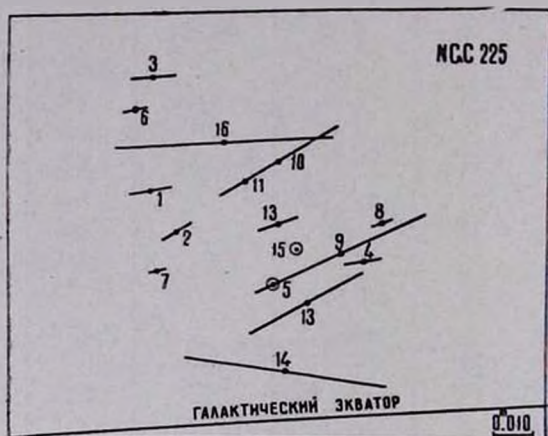


Рис. 4.

Гл. 4.

поляризации этого сверхгиганта заметно отклоняется от степени поляризации других членов скопления, а угол плоскости преимущественных колебаний электрического вектора почти совпадает со средним направлением в скоплении. Результаты поляриметрических наблюдений всех звезд скопления NGC 581 приведены в табл. 5 и графически представлены на рис. 5. Как видно из таблицы, все звезды, кроме одной, имеют большие степени поляризации, причем наблюдается заметный разброс в параметрах поляризации. Этот разброс больше в степенях поляризации, чем в углах преимущественных колебаний электрического вектора.

Как видно из рис. 5, плоскости преимущественных колебаний электрического вектора звезд скопления NGC 581 распределены не хаотично, и в среднем они отклонены от галактического экватора на 30° .

Поглощение в направлении скопления NGC 581, как и в случае NGC 225, переменное и меняется в пределах от 0^m69 до 1^m45 . Если сравнить интервал изменения поглощения с интервалом изменения степеней поляризации, то можно заметить, что между ними существует некоторая корреляция. По всей вероятности, вытянутости поглощающих облаков в направлении скопления NGC 581 ориентиро-

Таблица 5

NGC 581 $\alpha=01^h30^m.7$ $\delta=+60^\circ27'$ (1960)					
№	V	B-V	U-B	P	θ
1	7. ^m 26	0. ^m 29	-0. ^m 39	0. ^m 046	114°
2	8.23	0.30	0.05	0.046	112
3	9.09	0.21	-0.53	0.018	172
4	10.45	0.24	-0.35	0.018	168
5	10.59	0.17	-0.50	0.064	138
6	10.81	1.93	1.95	0.064	138
7	11.22	0.23	-0.48	0.064	132
8	11.35	0.26	-0.39	0.066	128
9	11.76	0.22	-0.34	0.062	136
10	11.84	0.25	-0.39	0.069	120
				0.069	120
				0.060	124
				0.064	124
				0.062	138
				0.062	124
				0.060	118
				0.062	116

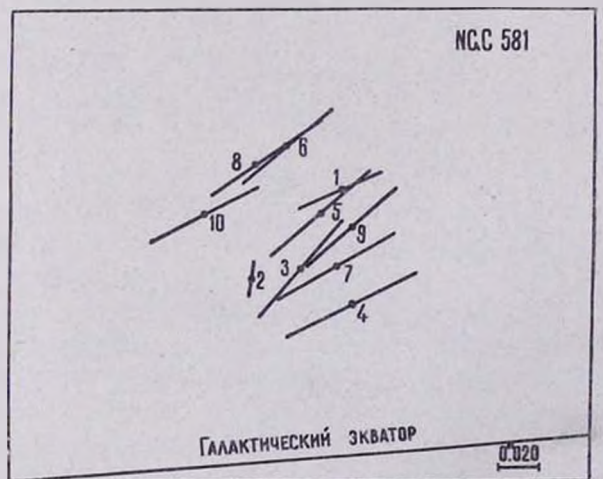


Рис. 5.

14. 5.

ваны не параллельно галактическому экватору, поскольку плоскости поляризации электрических векторов членов скопления отклонены от него. Среднее поглощение в направлении скопления NGC 581 по [15] равно $1.^m11$, и тогда для отношения P/A_V получаем 0.051.

Скопление NGC 663 по своим размерам небольшое и находится недалеко от звезды δ Кассиопеи. В направлении этого скопления проектируются два сверхгиганта ранних спектральных классов, причем принадлежность их к скоплению до сих пор остается под вопросом. Ниже приводятся номера, звездные величины, цветовые эквиваленты по [17], спектральные типы по [11] и наши поляризметрические данные этих сверхгигантов:

	V	B - V	U - B	Sp	P	θ
1.	$8.^m42$	$0.^m67$	$-0.^m20$	B6 I _{ab}	$0.^m107$	92°
2.	8.87	0.88	0.07	B8 I _{ab}	0.115	.91

Из приведенных данных видно, что параметры поляризации этих сверхгигантов не отличаются заметно от параметров поляризации членов скопления (см. табл. 6) и, следовательно, можно предполагать, что эти сверхгиганты находятся в пределах скопления.

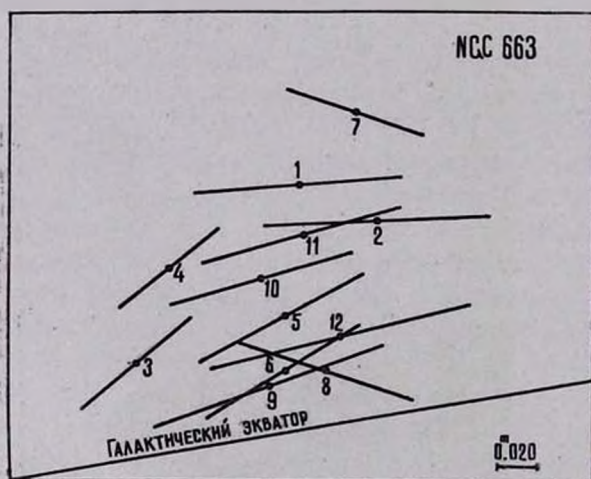


Рис. 6.

т. 6.

Результаты поляризметрических наблюдений остальных звезд скопления NGC 663 приведены в табл. 6 и графически представлены на рис. 6. Как видно из этого рисунка, распределение плоскостей преимущественных колебаний электрического вектора звезд скопления NGC 663 по отношению к галактическому экватору не имеет большого разброса.

Если среднее поглощение в направлении скопления принять, согласно [15], равным $2^m 55$, то для отношения P/A_V получим значение 0.033. Последнее указывает, что в этом случае деполяризация играет заметную роль.

Таблица 6

NGC 663 $\alpha=01^h 43^m 6$ $\delta=+61^\circ 01'$ (1960)					
№	V	B-V	U-B	P	θ
1,	$8^m 42$	$0^m 67$	$-0^m 20$	$0^m 107$	92°
				0.105	92
2	8.87	0.88	0.07	0.114	90
				0.110	94
3	9.03	0.65	-0.20	0.068	128
				0.068	128
				0.077	125
4	9.44	0.81	0.22	0.064	128
				0.064	128
5	10.16	0.60	-0.24	0.092	116
				0.088	120
6	10.65	0.65	-0.34	0.086	124
				0.086	120
7	10.68	0.68	-0.15	0.075	72
				0.073	68
8	10.89	0.47	-0.33	0.084	72
				0.088	68
9	11.37	0.54	-0.24	0.121	110
10	11.58	0.54	-0.31	0.095	107
11	11.58	0.60	-0.20	0.103	105
12	11.85	0.57	-0.30	0.132	103

Скопление NGC 744 является относительно мало исследованным. Ни в каких работах не указывается на существование сверхгигантов в пределах скопления.

Результаты наших поляриметрических наблюдений звезд скопления NGC 744 приведены в табл. 7 и графически представлены на рис. 7. Как в случае других скоплений, так и в этом случае сравнительно большая дисперсия наблюдается в степенях поляризации, чем в углах преимущественных колебаний электрического вектора. Это весьма отчетливо видно на рис. 7. Если принять среднее поглощение в направлении скопления NGC 744 равным $1^m 23$, то для отношения P/A_V получим 0.037.

Таблица 7

NGC 744 $\alpha=01^h55^m9$ $\delta=+55^\circ17'$ (1960)					
№	V	B-V	U-B	P	θ
1	7. ^m 86	0. ^m 21	0. ^m 17	0. ^m 022	150°
				0.022	150
2	10.44	0.34	0.14	0.007	124
				0.007	124
3	10.62	0.45	0.18	0.062	124
				0.063	120
				0.064	124
4	10.95	0.37	0.03	0.051	150
				0.046	150
5	11.02	1.09	0.92	0.046	150
				0.048	148
6	11.20	0.68	0.19	0.050	140
				0.048	140
				0.044	—
7	11.40	0.25	0.02	0.024	110
				0.022	110
8	11.40	0.27	-0.02	0.024	110
				0.022	110
9	11.41	0.14	0.15	0.035	132
				0.035	132

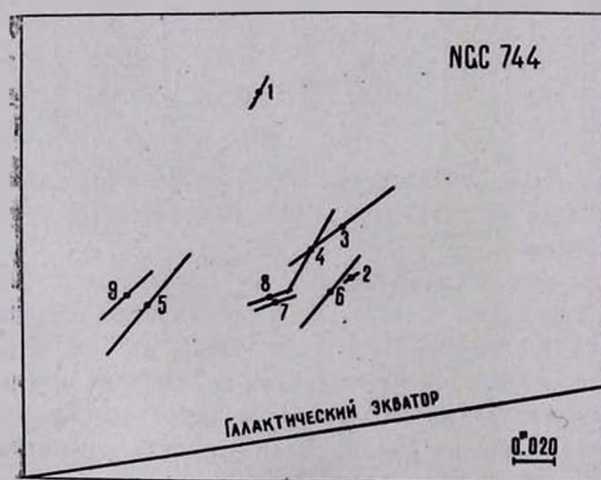


Рис. 7.

б. 7.

Скопления NGC 869 и 884 находятся в направлении, близком к двойному скоплению h и γ Персея. Результаты поляризметрических наблюдений приведены в табл. 8, причем номера звезд соответствуют обозначению на рис. 8, а звездные величины и цветовые эквиваленты взяты из [11—13]. Как видно из таблицы, параметры поляризации звезд этого скопления не отличаются сильно друг от друга.

Таблица 8

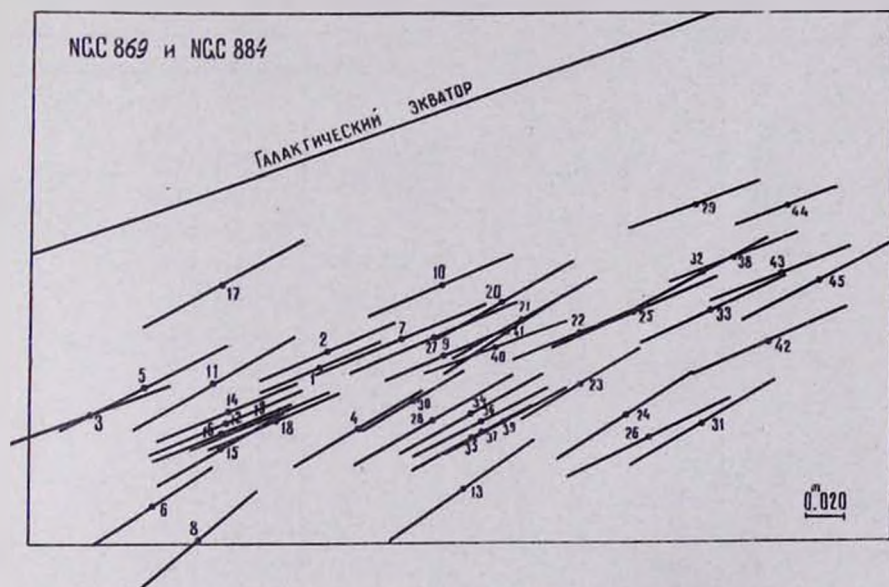
NGC 869 и NGC 884 $\alpha = 02^h 13^m 7^s$ $\delta = +56^\circ 40'$				
№	V	B-V	P	θ
1	2	3	4	5
1	7 ^m 37	0 ^m 23	0 ^m 070	110°
			0.072	112
2	6.47	0.28	0.079	110
			0.080	115
3	9.07	0.24	0.090	110
			0.090	110
4	9.17	0.16	0.080	120
			0.078	118
5	9.36	0.30	0.099	118
			0.100	115
6	9.62	0.32	0.080	125
			0.075	120
7	8.86	0.29	0.100	110
			0.098	115
8	9.62	0.19	0.080	130
			0.085	125
9	8.43	0.24	0.070	110
			0.065	115
10	8.28	0.30	0.087	115
			0.082	110
11	9.28	0.30	0.100	120
			0.095	115
12	9.45	0.27	0.090	115
			0.085	110
13	9.28	0.23	0.091	125
			0.096	125
14	9.32	0.31	0.080	110
			0.078	115
15	9.11	0.38	0.078	115
			0.080	120
16	9.94	0.31	0.80	112
			0.078	110

Таблица 8 (продолжение)

1	2	3	4	5
17	9.16	2.47	0.090	115
			0.095	120
18	8.7	—	0.077	115
			0.080	110
19	9.3	—	0.080	110
			0.075	115
20	6.65	—	0.084	120
			0.090	115
21	9.37	0.38	0.089	118
22	8.96	0.32	0.080	110
23	7.85	2.23	0.077	119
			0.075	120
24	9.21	0.30	0.090	120
			0.085	125
25	7.91	2.27	0.095	110
			0.100	115
26	8.52	0.31	0.100	115
			0.095	115
27	9.94	—	0.090	110
			0.095	115
28	9.45	0.32	0.100	120
			0.095	118
29	8.99	0.51	0.074	100
			0.076	118
30	9.85	0.40	0.060	115
			0.068	123
31	8.48	0.16	0.085	120
			0.095	118
32	6.42	0.57	0.085	120
			0.077	115
33	8.04	0.35	0.083	110
			0.085	118
34	9.36	0.33	0.090	120
			0.085	115
35	9.66	0.40	0.070	110
			0.080	125
36	8.53	0.30	0.082	115
			0.082	118
37	9.38	0.30	0.070	116
			0.075	118

Таблица 8 (продолжение)

1	2	3	4	5
38	8.75	0.38	0.078	110
			0.070	110
39	9.25	0.32	0.075	120
			0.075	110
40	9.70	—	0.078	110
			0.084	110
41	8.31	2.29	0.080	120
			0.084	125
42	9.25	0.32	0.090	110
			0.092	115
43	7.45	0.71	0.080	110
44	6.95	0.61	0.060	110
45	8.31	2.25	0.097	116
			0.092	120

Рис. 8.
Таб. 8.

Следует отметить, что большинство ярких звезд скоплений NGC 869 и 884 являются сверхгигантами ранних спектральных классов. Большие степени поляризации звезд этих скоплений вполне соответствуют величинам поляризации, наблюдаемым в направлении двойного

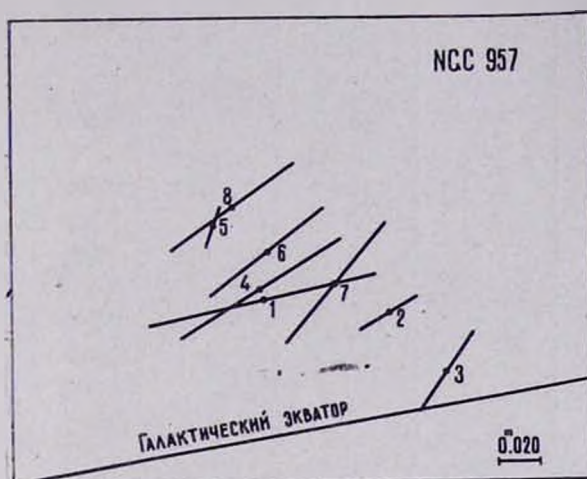
скопления h и γ Персея. Плоскости преимущественных колебаний электрического вектора звезд этих двух скоплений параллельны как между собой, так и по отношению к галактическому экватору. Приняв по [15] среднее поглощение в направлении этих двух скоплений равным 1^m68 , для отношения P/A_V получим 0.044. Последнее значение указывает, что в направлении этих двух скоплений деполяризация играет незначительную роль.

Скопление *NGC 957* не богато яркими звездами. В пределах скопления наблюдается один сверхгигант раннего спектрального класса. Результаты наблюдений этого сверхгиганта и остальных звезд скопления приведены в табл. 9 и графически представлены на рис. 9. Как видно из таблицы, параметры поляризации звезд скопления *NGC 957* не постоянны, а колеблются около некоторого среднего значения, что

Таблица 9

NGC 957 $\alpha=02^h30^m4$ $\delta=+57^\circ24'$ (1960)					
№	V	B-V	U-B	P	θ
1	8. ^m 01	0. ^m 67	-0. ^m 25	0. ^m 117	112
2	8.53	0.46	0.02	0.035	120
				0.035	120
3	9.49	1.16	0.94	0.048	142
				0.050	140
				0.044	150
				0.044	144
4	9.86	0.58	-0.32	0.101	120
				0.090	120
5	10.52	0.64	0.14	0.020	160
				0.022	160
6	10.72	0.48	-0.37	0.070	124
				0.073	124
7	11.13	0.66	-0.38	0.079	140
				0.079	140
8	11.50	0.52	-0.30	0.077	124
				0.077	124

можно объяснить непостоянством поглощения в пределах скопления (1^m86-3^m42). Деполяризационный эффект в направлении скопления значительно большой и составляет 0.024.

Рис. 9.
Уд. 9.

Результаты поляризационных наблюдений скопления *NGC 6882/5* приведены в табл. 10. Незначительные степени поляризации звезд этого скопления можно объяснить отсутствием поглощения у этих звезд.

Таблица 10

NGC 6882.5 $\alpha = 20^h 09^m 8$ $\delta = +26^\circ 26'$ (1960)					
№	V	B-V	U-B	P	θ
1	2	3	4	5	6
1	5. ^m 49	1. ^m 41	1. ^m 50	0. ^m 004	—
				0.004	—
2	5.53	0.08	0.13	0.009	—
				0.009	—
3	5.92	-0.11	-0.43	0.007	—
				0.007	—
4	7.60	-0.09	-0.39	0.007	—
				0.007	—
5	8.68	1.12	1.11	0.007	—
				0.007	—
8	9.18	0.48	-0.03	0.007	—
				0.007	—
9	9.26	0.28	0.17	0.007	—
				0.007	—
10	9.42	0.36	0.18	0.024	100°
				0.024	100

Таблица 10 (продолжение)

1	2	3	4	5	6
11	9.55	1.23	1.29	0. ^m 004 0.004	
15	9.87	1.84	1.90	- - -	
16	9.88	0.63	0.15	0.007 0.007	
17	9.98	0.60	0.13	0.007 0.007	
19	10.23	0.44	0.25	0.004 0.004 0.007	
20	10.33	0.16	0.11	0.004 0.004	
21	10.35	0.15	0.10	0.004 0.004	
25	10.49	0.42	-0.47	0.004	
27	10.53	0.35	0.07	0.024 0.024	
28	10.56	0.12	0.06	0.004 0.004	
30	10.60	0.21	0.14	0.004 0.004	
31	10.72	1.38	1.31	0.004 0.004	

10 апреля 1968 г.

4. Հ. ԳՐԻԳՐՅԱՆ

NGC 129, 225, 581, 663, 744, 869, 884, 975 եւ 688 ²/₅
ԱՍՏՂԱԿՈՒՅՏՆԵՐԻ ԲԵՎԵՌԱԶԱՓԱԿԱՆ ԴԻՏՈՒՄՆԵՐ

Ա մ փ ո փ ու մ

Նշված աստղակույտների աստղերի լույսի բևեռաչափական դիտումները կատարվել են Բյուրականի աստղադիտարանի 16" և 20" զիտակների վրա տեղակայված էլեկտրոֆոտոմետրերով: Դիտումների արդյունքները բերված են նո. 3—10 աղյուսակներում և պատկերված են նո. 3—9 նկարներում: Խնչպես երևում է այդ աղյուսակներում բերված արդյունքներից, տարբեր աստղակույտների բևեռացման պարամետրերը զգալի կերպով տարբերվում են միմյանցից:

Բևեռացման աստիճանների և կլանումների միջին մեծությունների հարաբերությունները հետևյալն են՝ P/A_V (NGC 129) = 0.020, P/A_V (NGC 225) = 0.031, P/A_V (NCC581) = 0.051, P/A_V (NGC 663) = 0.033, P/A_V (NGC 869/884) = 0.044, P/A_V (NGC 957) = 0.024,

K. H. GRIGORIAN

POLARIZATION OBSERVATIONS OF THE CLUSTERS NGC 129, 225, 581, 663, 744, 869 884, 957 AND 6882/5

S u m m a r y

The observations of the polarization of the starlight in open clusters NGC 129, 225, 581, 663, 744, 869, 884, 957 and 6882/5 were made with the photoelectric photometer mounted at the Cassegrain focus of the 16" and 20" telescopes of the Byurakan observatory. The results are listed in Tables 3—10 and are graphically presented in Figs. 3—9.

The ratio's of the mean value of polarization to the mean value of visual absorption are: P/A_V (NGC 129) = 0,020; P/A_V (NGC 225) = 0,031; P/A_V (NGC 581) = 0,051; P/A_V (NGC 663) = 0,033; P/A_V (NGC 869/884) = 0,044; P/A_V (NGC 957) = 0,024.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. К. А. Григорян, Сообщения Бюраканской обсерватории, 27, 55, 1959.
2. J. Hall, Publ. U. S. Naval Obs., 17, 6, 1958.
3. H. Arp, A. Sandage and D. Stephens, Ap. J., 130, 80, 1959.
4. P. Lenham and G. Franz, A. J., 66, 16, 1961.
5. G. Alter, M. N., 101, 306, 1941.
6. O. Lee, M. N., 86, 645, 1925.
7. E. Kruspan, Zs. f. Ap., 48, 1, 1959.
8. R. Zug, L. O. B., 16, 454, 119, 1933.
9. W. Becker and S. Gunther, A. N., 275, 145, 1947.
10. W. Becker and J. Stock, Zs. f. Ap., 34, 1, 1954.
11. W. Hiltner, Ap. J. Suppl. 2, 389, 1956.
12. H. Johnson and W. Morgan, Ap. J., 122, 429, 1955.
13. R. Wildey, Ap. J. Suppl., 8, 439, 1964.
14. K. Serkowski, Ap. J. 141, 4, 1965.
15. H. Jhonson et al., L. O. B., 5, 113, 1961.
16. Р. Савитский, Труды Ташкентской обсерватории, 2, 3, 1, 1953.
17. A. Hoag et al., Publ. U. S. Naval Obs., 17, 7, 1961.

М. А. КАЗАРЯН, К. В. ВАРТАНЯН

СПЕКТРОФОТОМЕТРИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ НЕКОТОРЫХ ЗВЕЗД ТИПА ВОЛЬФ-РАЙЕ И Of

Произведено спектрофотометрическое исследование некоторых, сравнительно ярких звезд Вольф-Райе и Of, входящих в состав ассоциации вокруг Р Лебеда. Список исследованных звезд, их спектральные типы и фотовизуальные величины приведены в табл. 1.

Таблица 1

Звезда	Sp	mpv
HD 192103	WC7	7. ^m 94
HD 192163	WN6	7.40
HD 192639	Of	7.02
HD 192641	WC7+Be	7.94
HD 193077	WN5+O6	7.98
HD 193576	WN6+O6	8.00

Спектрограммы получены с декабря 1965 г. по июнь 1966 г. на 8—12" телескопе системы Шмидта с объективной призмой (дисперсия у H_{γ} 420 Å/мм) Бюраканской обсерватории.

СПЕКТРОФОТОМЕТРИЧЕСКИЕ ГРАДИЕНТЫ И БАЛЬМЕРОВСКИЕ СКАЧКИ

Спектрофотометрические градиенты и бальмеровские скачки определялись по методу, изложенному в [1]. Спектрофотометрический градиент относится к интервалу $\lambda\lambda$ 4100—4700 Å.

В качестве звезд сравнений использовались HD 192102, 192766, 193063 и 193247. Все они принадлежат к спектральному типу A0. Калибровка спектрограмм осуществлялась по снимкам, полученным лабораторным трубочным фотометром.

Полученные спектрофотометрические градиенты исправлены за межзвездное поглощение по формуле, приведенной в [2]:

$$\Phi^0 = \Phi + 0,921\bar{\lambda}(A_c - A), \quad (1)$$

где $\bar{\lambda}$ — средняя длина волны исследуемого участка в микронах (в нашем случае $\bar{\lambda} = 0,44\mu$), A_c и A — межзвездные поглощения (на $\lambda = 4400\text{\AA}$) звезды сравнения и исследуемой звезды соответственно, которые определялись по формуле П. П. Паренаго. При этом для расстояния звезд было принято расстояние ассоциации вокруг Р Лебеда 1100 пс, полученное В. А. Амбарцумяном и Б. Е. Маркаряном [3].

Для звезды HD 192639 поправка за межзвездное поглощение вычислена с помощью величины поглощения этой звезды в фотовизуальных лучах ($A_v = 1^m.98$), полученной Холлом [4].

Таблица 2

Φ , D и Φ^0 для звезд Вольф-Райе и Of

Звезда	Φ	T_c	D	n	Φ^0	T_c^0	Φ [5]	T_{B-V}
HD 192103	1.43 ± 0.06	10500	0.11 ± 0.05	4	0.79	25000	1.51	9600
HD 192163	1.55 ± 0.09	9500	0.12 ± 0.05	9	0.91	19000	1.63	7500
HD 192639	1.46 ± 0.04	10300	0.13 ± 0.05	6	0.78	25500	—	—
HD 193077	1.68 ± 0.13	8600	0.15 ± 0.04	7	1.04	15500	1.95	7200
HD 193576	1.61 ± 0.06	9200	0.17 ± 0.07	9	0.97	17000	1.92	6300

В табл. 2 приведены результаты измерений: спектрофотометрические градиенты Φ и соответствующие им температуры T_c , бальмеровские скачки D и число измеренных спектров n (вместе с Φ и D приведены среднеквадратические ошибки градиентов и бальмеровских скачков соответственно), спектрофотометрические градиенты Φ^0 , исправленные за межзвездное поглощение и соответствующие им температуры T_c^0 . Для сравнения там же приведены спектрофотометрические градиенты $\bar{\Phi}$, вычисленные С. В. Рублевым [5], и температуры T_{B-V} . Температуры T_{B-V} вычислены нами с помощью значений $(B-V)_{cor}^0$, полученных Пайпером [6] с учетом влияния эмиссионных полос на показатель цвета B—V, при этом предположив, что эти звезды излучают как абсолютно черное тело.

По своему характеру T_{B-V} близки к эффективным температурам. Как и следовало ожидать, они оказались более низкими, чем спектрофотометрические температуры T_c . Из табл. 2 видно, что полученные нами спектрофотометрические градиенты близки к результатам, полученным С. В. Рублевым.

Звезда HD 193576 (V 444) является затменно переменной. Спектрофотометрические температуры этой звезды, по данным разных авторов, отличаются друг от друга в три раза. В [7] показано, что изменения спектрофотометрической температуры V 444 следует за фазой. Наблю-

дается понижение цветовой температуры в фотографической и ультрафиолетовой областях в фазе 0,4. Однако за время наших наблюдений изменения спектрофотометрической температуры не обнаружено.

Бальмеровские скачки у всех рассматриваемых звезд получаются такими, как у ранних звезд В.

ОТНОСИТЕЛЬНЫЕ ИНТЕНСИВНОСТИ ЭМИССИОННЫХ ПОЛОС

Относительные интенсивности эмиссионных полос исследованных звезд Вольф-Райе, кроме HD 192639, определялись по методу, описанному в [8]. Результаты вычислений приведены в табл. 3—7. Для звезд HD 192103, 192163, 192639, 193077 интенсивности эмиссионных полос определялись относительно линий 4861 H β , HeII, представляющих собой полосу линий водорода и ионизованного гелия.

Интенсивности эмиссионных полос HD 192103 (W C7)

Таблица 3

Полоса	Линия	I_{λ}	Полоса	Линия	I_{λ}
	6578 CII, CIII } 6563 HI, HeII } 6528 HeII, CIII }	6	4150—4050	4122 HeI, CIII, OV 4113 SIII, SiIV 4099 HI, HeII, NIII 4076 CII, SiIV 4066 CIII }	3
5950—5600	5876 HeI, CIII } 5816 CIV, CIII } 5759 CIII } 5696 CIII, AlIII }	30	3950—3910	3929 HeII, CII, CIV, SIII	3,0
			3900—3850	3888 HeI, HeII, CIII	2
4890—4840	4861 HI, HeII	1,0		3764 NIII, OIII 3576 OIII, SIII 3734 OIV 3724 CIV, OIV 3717 OIII, SIII, AlIII 3707 HeI, OIII, SIII, AlIII 3689 CIV	12
4760—4620	4686 HeII, CIV } 4653 CII, CIV, NIII } 4618 CII, NV }	36	3780—3680		
4600—4530	4557 OV } 4545 HeII, NII }	1,0			
4480—4430	4482 MgII, AlIII } 4469 HeI, SIII } 4441 HeI, CIV }	2	3630—3600	3609 HeI, CIII, AlIII	4
			3590—3530	3663 CIV, OIV	7
4360—4310	4337 HI, HeII, NII, SIII } 4319 CII, CIII }	2			

В случае HD 193576 водородные линии были настолько слабыми, что их невозможно было отличить от флуктуаций непрерывного спектра, поэтому относительные интенсивности для этой звезды определены по отношению к полосе, близкой к 4686 HeII

Для HD 192641 относительные интенсивности определялись начиная с $\lambda > 4557$, вследствие наложения спектра другой звезды на коротковолновую часть ее спектра.

Таблица 4

Интенсивности эмиссионных полос HD 192163 (WN 6)

Полоса	Линия	J_{λ}	Полоса	Линия	J
	6564 H α , HeII	5,3	4230—4190	4201 HeI, NIII	0,4
4910—4820	4861 H α , HeII, NIII	1,0		4099 H α , HeII, NIII	
	4686 HeII		4140—3990	4056 NIV	
4740—4590	4635 NII, NIII	7,2		4024 HeI, HeII	
	4599 NV		3990—3920	3970 H α , HeI, OIII, SIII	0,4
	4541 HeII, NIII		3900—3860	3891 H α , HeI, HeII	0,4
4590—1450	4512 NIII, NV, OV	1,0		3754 NIII, NIV, OIII, SIII	1
	4477 HeI, OIII, NV, SIII		3780—3700	3738 OIV	
	4392 HeI		3520—3450	3483 NIV, OIV	2
4400—4300	4359 NIII, SIII	0,7			
	4340 H α , HeII, NIII, NV				

Таблица 5

Интенсивности эмиссионных полос
HD 192641 (WC7 + Be)

Полоса	Линия	J_{λ}
	6578 CII, CIII	
	6563 H α , HeII	6
	6528 HeII, CIII	
5950—5710	5876 HeI, CIII	
	5816 CIV, CIII	5
	5759 CIII	
4900—4830	4861 H α , HeII	1
	4746 CII, OVI	
4780—4640	4686 HeII, CIV	8
	4653 CII, CIII, CV, NII	

Таблица 6

Интенсивности эмиссионных полос HD 193077 (WN5 + O6)

Полоса	Линия	J_{λ}	Полоса	Линия	J_{λ}
	6564 H α , HeII	2	4140—4070	4099 H α , HeII, NIII	0,7
4890—4840	4861 H α , HeII, NIII	1		4056 NIV	
	4686 HeII		4070—4020	4024 HeI, HeII	0,6
4740—4610	4635 NII, NIII	4		3999 NII, NIII, OV	
	4541 HeII, NIII			3970 H α , HeII, OIII, SIII	
4590—4470	4512 NIII, NV, OV	1,0	4010—3840	3926 HeII, NIII, SIII	2
	4477 HeI, OIII, NV, SIII			3891 H α , HeI, HeII	
	4392 HeI			3857 HeII, SIII	
4370—4320	4359 NIII, SIII	0,7	3500—3440	3483 NIV, OIV	2
	4340 H α , HeII, NIII, NV			3457 OIII, NIV	

В дальнейших вычислениях используется отношение $J_{4686}/J_{H\beta}$. Однако при дисперсии нашей призмы линия 4686 HeII сливается с линиями 4653 CII, CV и 4618 CII, NV-углеродкой последовательности, и с линиями 4635 NII, NIII и 4559 NV-азотной последовательности.

Таблица 7
Интенсивности эмиссионных полос
HD 193576 (WN6 + O6)

Полоса	Линия	J_{λ}
4740 - 4590	4585 HeII	1
	4635 NII, NIII	
4590 - 4480	4541 HeII, NIII	0,3
	4512 NIII, NV, OV	
4140 - 4070	4099 HI, HeII, NIII	0,1
4070 - 4010	4056 NIV	0,1
	4024 HeI, HeII	
3510 - 3440	3483 NIV, OIV	0,8
	3457 OIII, NIV	

Для звезд HD 192103 и HD 192163 доля интенсивности линии 4686 HeII оценивалась отделением ее от суммарной полосы вблизи этой линии на спектрограммах, приведенных в работе Андерхилл [9]. Спектрограммы приводятся в шкале интенсивности. Поскольку эти спектры получены с довольно большой дисперсией (30 А/мм у H_1), то отделение производилось достаточно легко.

Таблица 8

HD 192103 (WC7)			HD 192163 (WN6)		
$J_{\text{сум.}}$	J_{4686}	$J_{4653+4618}$	$J_{\text{сум.}}$	J_{4686}	$J_{4635+4559}$
1,0	0,2	0,8	1,0	0,7	0,3

Из табл. 8, в которой приведены результаты вычислений, видно, что доля интенсивности J_{4686} от суммарной у HD 192163 (типа WN) больше, чем у HD 192103 (типа WC), где $J_{\text{сум.}}$ у обеих звезд принята за единицу.

ЦВЕТОВЫЕ ТЕМПЕРАТУРЫ В ОБЛАСТИ ЛАЙМАНОВСКОГО КОНТИНУУМА, ОПТИЧЕСКИЕ ТОЛЩИНЫ И ЭЛЕКТРОННЫЕ КОНЦЕНТРАЦИИ ОБОЛОЧЕК

Предполагая, что участок $\lambda < 912$ А описывается одной планковской температурой, а оптическая толщина за границей дважды ионизованного гелия больше единицы, можно найти истинную температуру звезд Вольф-Райе, комбинируя формулы Занстра и В. А. Амбарцумяна, а

также определить оптическую толщину оболочки τ_c в частотах L_c -излучения. В [10] приводится соотношение для определения T_* . Однако его можно упростить, используя, как это делает Занстра [11], значение A_i только для одной из линий водорода или ионизованного гелия, т. е.

$$\int_{x_0}^{\infty} \frac{x^2 dx}{e^x - 1} = 0,90 \frac{J_{4686}}{J_{H\beta}} q_i A_i \frac{x_i^3}{e^{x_i} - 1}, \quad (2)$$

где

$$q_i = \frac{\text{число квантов } B_n + B_{ac}}{\text{число квантов в } H_i}. \quad (3)$$

Числовые значения q_i , хотя и слабо, но зависят от электронной температуры и определяются на основе рекомбинационной теории свечения планетарных туманностей. Они даются в виде таблицы [11] как для водородных, так и для линий ионизованного и нейтрального гелия.

При использовании линий ионизованного гелия 4684 HeII будем иметь (в предположении, что оптическая толщина оболочки звезд Вольф-Райе за границей ионизации дважды ионизованного гелия больше единицы):

$$\int_{x_0}^{\infty} \frac{x^2 dx}{e^x - 1} = q(4686) A(4686) \frac{x_{4686}^3}{e^{x_{4686}} - 1}. \quad (4)$$

Причем $q(4686) = 10,5$ при $T_e = 15000$.

Наконец, при использовании линий нейтрального гелия Аллер и Занстра [12] дают подобную формулу, также предполагая, что оптическая толщина за границей ионизации гелия больше единицы. В этом случае нами использовалась линия 5876 HeI, для которой $q(5876) = 9,09$. Для применения формул (2) и (4) по результатам наблюдений определялись $J_{4686}/J_{H\beta}$ и $A(4686)$.

Для звезд HD 192103 и HD 192163 в величины $J_{4686}/J_{H\beta}$ и $A(4686)$ вводились поправки согласно данным табл. 8. Те же поправки были приняты и для остальных звезд. Величины $A(5876)$ для звезд HD 192103 и HD 192163 также определялись по спектрограммам, полученным Андерхилл [9]. После того как определены T_* или T_{4686} из уравнений (2) или (4), соответственно можно вычислить τ_c с помощью формулы

$$(1 - e^{-\tau_c}) \int_{x_0}^{\infty} \frac{x^2 dx}{e^x - 1} = q(H\beta) A(H\beta) \frac{x_{H\beta}^3}{e^{x_{H\beta}} - 1}, \quad (5)$$

где $q(\text{H}_2) = 12,44$ при $T_e = 70000$. Величины $A(\text{H}_2)$ определялись для четырех звезд из наших спектрограмм, а для HD 192103 и HD 192163 они были найдены также и из спектрограмм, приведенных в табл. 9. В табл. 9 приведены вычисленные по формулам (2) и (4) температуры T_* и T_{4542} . Там же приведены температуры T_{3876} и значения T_{4686} и T_{HeI} , найденные Билсом [13] и Воронцовым-Вельяминовым [14]. В последнем столбце этой таблицы даются τ_c . Из табл. 9 видно, что значения T_{4686} , полученные нами и Билсом, как и следовало ожидать, близки к значениям T_* . Близкими оказываются также T_{3876} и T_{HeI} , значения которых гораздо меньше T_* . Это результат того, что $\tau(\text{HeI})$ за границей однажды ионизованного гелия меньше единицы.

Таблица 9

Температура T_* , T_{4686} , T_{3876} и оптические толщины τ_c для звезд Вольф-Райе

Звезда	T_*	T_{4686}	T_{3876}	T_{4686} [13]	T_{HeI} [14]	τ_c
HD 192103	66000	60000	38000	66500	33000	0.006
HD 192163	76000	74000	34000	71000	32000	0.02
HD 192641	66000	69000	—	—	—	0.005
HD 193077	55000	71000	—	—	29000	0.003
HD 193576	—	63000	—	—	29000	—

Нашей очередной задачей является определение электронной концентрации у основания оболочек звезд Вольф-Райе, исходя из полученной оптической толщины оболочек. Это можно определить с помощью ионизационной формулы водорода. Однако здесь надо учитывать относительное количество гелия и водорода, поскольку в оболочках этих звезд обильный элемент, гелий, является основным поставщиком электронов. С другой стороны, в оболочках этих звезд существование зоны дважды и однажды ионизованного гелия, а также III дает возможность определить радиус зоны дважды ионизованного гелия, r_1 , при использовании отношения интенсивностей линий ионизованного и нейтрального гелия. Затем определяется относительное количество гелия и водорода $n_{\text{He}}^0/n_{\text{H}}^0$, исходя из отношения интенсивностей ионизованного гелия и водорода.

Именно таким путем определялись r_1 и $n_{\text{He}}/n_{\text{H}}$ С. Г. Слюсаревым [15], который для расчетов этих величин приводит в работе соответствующие формулы. При наших вычислениях мы применяли эти же формулы, где использовались интенсивности линий 4542 HeII, 4686 HeII, 4471 HeI и 4861 HI. Эти интенсивности были взяты из работ Аллера [16], Билса [13] и Воронцова-Вельяминова [14]. Для некоторых звезд они были определены по спектрограммам, приведенным в работе Андерхилл [9], а также по нашим наблюдениям.

Параметры β_{ik} (доля энергии данной линии, покидающей оболочку), присутствующие в формулах, вычислялись С. Г. Слюсаревым для конкретных значений r и n_e . В нашем случае они определялись, исходя из полученных значений оптических толщин.

После определения r_1 можно найти n_1^0 — плотность нейтрального водорода у основания оболочки звезд Вольф-Райе, используя следующую простую формулу:

$$\tau_e = x_e n_1^0 \frac{r_0 r_1}{r_0 + r_1}. \quad (6)$$

Последнюю легко получить из выражения τ_e , если принять квадратичный закон убывания плотности. В формуле (6) r_0 — радиус звезды, для которой принимается $r_0 = 5 R_\odot$ [17]. Результаты вычислений приведены в табл. 10. Там же приводятся значения n_{He}^0 , n_H^0 и n_e^0 , которые определялись с помощью ионизационной формулы водорода. При этом принималось, что $T_e = T_*$, а значения T_* брались из табл. 9.

Отношение n_{He}/n_H впервые было определено В. А. Амбарцумяном [18] по интенсивностям линий 4686 HeII и HII. Согласно В. А. Амбарцумяну, $\frac{n_{He}}{n_H} > 1,8$.

При вычислении n_1^0 нужно использовать радиус зоны HII, который больше r_1 , однако значение n_1^0 почти не изменяется, если вместо радиуса зоны HII принимать значения, большие, чем те, которые приведены в табл. 10.

Таблица 10

Концентрации n_{He}^0 , n_H^0 , n_e^0 , n_1^0 и r_1 для звезд Вольф-Райе

Звезда	n_{He}^0/n_H^0	n_{He}^0	n_H^0	n_e^0	r_1/r_0	n_1^0
HD 192103	11	6×10^{12}	5.5×10^{11}	1.2×10^{13}	4	3.4×10^3
HD 192163	8	7×10^{12}	8.6×10^{11}	1.4×10^{13}	10	1.0×10^4
HD 192641	18	6.8×10^{12}	3.8×10^{11}	1.4×10^{13}	4	2.8×10^3
HD 193077	33	4.2×10^{12}	1.3×10^{11}	8.4×10^{12}	7	1.6×10^3

Таким образом, мы получаем, что концентрация электронов у основания оболочек звезд Вольф-Райе порядка 10^{13} см^{-3} . Эта оценка электронной концентрации получается на порядок выше оценки Аллера [16].

Сравнивая спектрофотометрические температуры и температуры T_* , T_{4686} и T_{5876} (табл. 9) звезд Вольф-Райе, мы видим, что во всех случаях спектрофотометрические температуры ниже цветовых для области длин волн короче 912 Å.

15 декабря 1968 г.

ՄԻ ՔԱՆԻ ՎՈԼՖ-ՌԱՅԵԻ ԵՎ ՕԲ ՏԻՊԻ ԱՍՏՂԵՐԻ
ՍՊԵԿՏՐՓՈՒՄԱԼ ՖԱԿԱՆ ՈՒՍՈՒՄՆԱՍԻՐՈՒԹՅՈՒՆ

Ա Մ Փ Ի Ն Փ Ի Ն Ը

Կատարված է P Կարպի շուրջը գտնվող աստղասփյուռի մի քանի փոքր-Ռայեի և Օբ տիպի աստղերի սպեկտրալուսաչափական ուսումնասիրություն:

Որոշվել են նրանց սպեկտրալուսաչափական ջերմաստիճանները և առաջին շերտերի հարաբերական ինտենսիվությունները: Զանստրալի և Վ. Հ. Համբարձումյանի բանաձևերի կոմբինացիայով որոշվել են աստղերի իրական ջերմաստիճանները, որոշվել են նաև L_c -ճառագայթներում թաղանթների օպտիկական խորությունները, երկու անգամ խոնացված հելիումի տիրույթների շառավիղները և թաղանթների հիմքերի մոտ էլեկտրոնային խորությունները:

M. A. KAZARIAN, K. V. VARTANIAN

SPECTROPHOTOMETRIC INVESTIGATION OF SOME
WOLF-RAYET AND OF TYPE STARS

S u m m a r y

Spectrophotometric investigation of some Wolf-Rayet and Of type stars in the association around P Cyg have been made.

The spectrophotometric temperatures and the relative intensities of emission bands of these stars were obtained.

The true temperatures of these stars were obtained with the combination of Zanstra's and Ambartzumian's formulae.

The optical thicknesses of the shells for L_c -radiation, the radius of the twice ionized helium zone and the electron densities at the bottom of the shells have been calculated as well.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. М. А. Казарян, Сообщения Бюраканской обсерватории, 39, 35, 1967.
2. В. П. Архипова, АЖ, 40, 71, 1965.
3. В. А. Ажбарцумян, Б. Е. Маркарян, Сообщения Бюраканской обсерватории, 2, 3, 1949.
4. J. S. Hall, Publication Naval observatory, 17, 1958.
5. С. В. Пуглаев, АЖ, 40, 100, 1963.

6. *D. M. Ruyter*, *Ap. J.*, 144, 13, 1966.
7. *Н. Л. Иванова, Р. Х. Оганесян, Р. А. Епремян*, *Астрофизика*, 1, 397, 1965.
8. *Н. Л. Иванова, М. А. Казарян, Р. Х. Оганесян*, *Сообщения Бюраканской обсерватории*, 29, 25, 1961.
9. *A. B. Underhill*, *Publication Dominion Astr. observatory*, 11, 209, 1960.
10. *Г. А. Гурзадян*, *Планетарные туманности*, М., 1962.
11. *H. Zanstra*, *BAN*, 15, 237, 1960.
12. *L. H. Aller and H. Zanstra*, *BAN*, 15, 249, 1960.
13. *C. S. Beals*, *Publication Dominion Astr. observatory*, 6, 93, 1938.
14. *Б. А. Воронцов-Вельяминов*, *АЖ*, 23, 3, 1946.
15. *С. Г. Слюсарев*, *АЖ*, 32, 346, 1955.
16. *L. H. Aller*, *Ap. J.*, 97, 135, 1943.
17. *В. А. Амбарцумян и др.* *Теоретическая астрофизика*, М., 1952.
18. *В. А. Амбарцумян*, *Циркуляр Пулковской обсерватории*, № 7, 1, 1933.

М. А. АРАКЕЛЯН

К СТАТИСТИКЕ ВСПЫХИВАЮЩИХ ЗВЕЗД В ОКРЕСТНОСТИ СОЛНЦА

Проблема происхождения вспыхивающих звезд, находящихся в непосредственной окрестности Солнца, представляет значительный интерес в связи с тем, что само явление вспышки часто ассоциируется со звездами, в молодости которых едва ли приходится сомневаться. После того как В. А. Амбарцумян [1] обратил внимание на крайнюю необычность физических процессов, происходящих в атмосферах звезд типов Т Тельца и UV Кита, Г. Аро с сотрудниками [2] обнаружил среди членов Т-ассоциаций множество звезд, проявляющих феномен, по существу аналогичный наблюдаемому при вспышках карликов, находящихся в непосредственной окрестности Солнца.

Относительно происхождения вспыхивающих звезд в окрестности Солнца к настоящему времени были высказаны две точки зрения, которые можно рассматривать как альтернативные. Одна из них сводится к тому, что эти звезды являются членами некоторой Т-ассоциации, существовавшей ранее в той части пространства, в которой в настоящее время находится Солнце [3, 4]. Другая точка зрения состоит в том, что звезды типа UV Кита являются выходцами из близких ныне существующих ассоциаций и более или менее равномерно заполняют некоторое пространство, значительно превосходящее объем, занимаемый этими ассоциациями [5]. В связи с этими двумя представлениями существенна, в частности, оценка пространственной плотности вспыхивающих звезд как в непосредственной окрестности Солнца, так и на больших расстояниях.

Хотя данные о вспыхивающих звездах в окрестности Солнца очень немногочисленны, статистическое исследование этих объектов может дать некоторые сведения, представляющие несомненный интерес. Поскольку никаких различий между спектрами звезд, известных как вспыхивающие (в дальнейшем мы их будем называть вспыхивавшими), и спектрами карликов поздних типов с эмиссионными линиями водорода не наблюдается, в качестве материала для настоящей работы использованы как совокупность вспыхивающих звезд, так и более широкая совокупность карликов поздних типов, проявляющих водородную эмиссию.

1. *Диаграмма спектр—светимость*. В табл. 1 собраны данные о всех известных вспыхивавших звездах и карликах типов К и М, имеющих эмиссионные линии водорода. Эта таблица составлена на основании данных каталогов В. Байдельмана [6], В. Глизе [7] и неопубликованного каталога карликов типов К и М В. С. Осканяна [8]. В таблице последовательно приведены порядковый номер, координаты для равноденствия 1950 г., видимая визуальная величина (фотографические величины записаны курсивом), спектральный класс в системе Маунт Вилсона, парадлакс и абсолютная звездная величина. Вспыхивавшие звезды отмечены звездочками. В примечаниях указаны работы, на основании которых звезды отнесены к вспыхивавшим. Абсолютные звездные величины, записанные курсивом, и соответствующие параллаксы вычислены с помощью построенной нами диаграммы спектр—светимость.

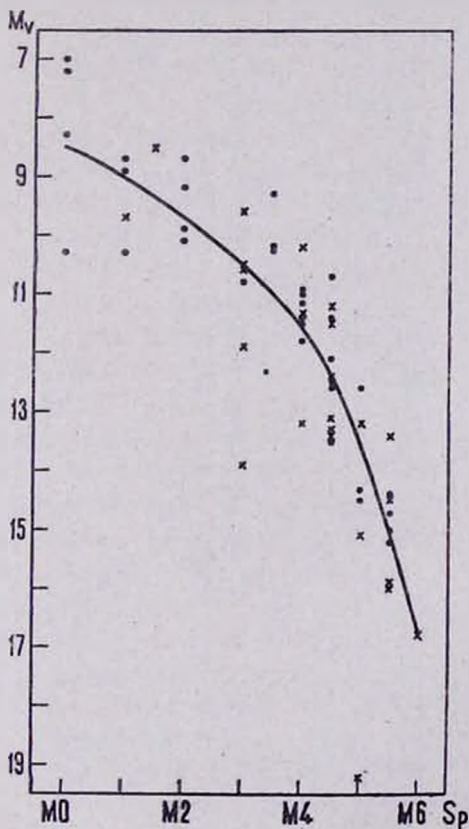


Рис. 1. Диаграмма спектр—светимость карликов с эмиссионными линиями водорода (кружки) и вспыхивающих звезд (крестики).

Նկ. 1. Ջրածնի առաջին զննրով բզուկներ (շրջանակներ) և բռնկող աստղերի (խաչեր) սպեկտր—լուսնությունից դիագրամը:

Диаграмма спектр—светимость построена на основании данных о звездах с известными тригонометрическими параллаксами [9] (рис. 1).

Таблица 1

№	Звезда	α	δ	m_v	Sp	π	M_v	Примечание
1	2	3	4	5	6	7	8	9
1	BD - 43°44A	00 ^h 15. ^m 6	-43° 44'	8. ^m 1	d M 1e	0.278	10. ^m 3	
2	BD - 43°44B*	00 15.6	+43 45	11.0	d M 4e	0.278	13.2	1
3	V Psc*	00 19.8	+06 24	12				2
4	BD - 34°106	00 40.0	-35 17	10.0	d M 0e	0.045	8.3	
5	BD - 70°68	00 58.8	+71 25	10.0	d M 3.5e	0.110	10.2	
6	Wolf 47 - Cas*	01 00.1	-62 06	13.7	d M 3e	0.108	13.9	1, 2
7	LPM 63	01 09.9	-17 16	11.6	d M 5e	0.251	13.6	
8	L 726 - 8 (p)	01 36.4	-18 13	12.4	d M 5.5e	0.363	15.2	
9	UV Cet*	01 36.4	-18 12	13.0	d M 5.5e	0.363	15.9	1
10	BD + 58°13565	01 55.9	+58 17	12.1	d M 4e	0.079	11.5	
11	S 9537 Per*	03 14.7	+37 23	17.5				3
12	BD - 01°565B	03 55.0	-01 18	10.9	d M 3e	0.097	10.8	
13	P 122 Cam*	04 07.4	+59 46	13				2
14	BD - 07°781B	04 13.1	-07 44	11.0	d M 4.5e	0.202	12.5	
15	Wolf 1539	04 49.4	+06 24	12.0	d M 4e	0.075	11.4	
16	AC + 02°2283 - 259	04 57.0	+01 43	9.6	d M 1e	0.066	8.7	
17	Ross 42	05 29.5	+09 47	11.6	d M 4e	0.076	11.0	
18	V 37i Ori*	05 31.1	+01 53	12.9	d M 3e	0.062	11.9	1, 2
19	Ross 614*	06 26.9	- 02 45	11.1	d M 4.5e	0.248	13.1	4
20	BD - 01°1522*	05 45.8	+01 17	9.0	d K 2e	0.032	6.5	5
21	BD + 38°23516	07 06.7	+38 38	11.7	d M 5e	0.154	12.6	
22	BD + 35°1638A	07 28.7	+35 20	10.6	d M 3.5e	0.085	10.2	
23	BD + 35°1638B	07 28.7	+36 20	11.8	d M 4.5e	0.085	11.4	
24	YY Gem	07 31.4	+31 59	9.8	d M 1e	0.066	8.9	
25	YZ CMi*	07 42.1	+03 41	11.3	d M 4.5e	0.163	12.4	1, 2
26	BD - 33°1646A	08 05.8	+32 53	9.6	d M 0e	0.033	7.2	
27	BD - 33°1646B*	08 05.8	+32 58	11	d Me	0.033	8.6	2
28	AC + 22°214 - 129	10 11.4	+21 22	9.5	d M 0e	0.032	7.0	
29	AD Leo*	10 16.9	+20 07	9.4	d M 4e	0.213	11.0	1, 2
30	LFT 725	10 33.5	+05 23	12.5	d M 4e	0.071	11.8	
31	Wolf 359 Leo*	10 54.1	+07 19	13.7	d M 6e	0.425	16.8	1, 2
32	BD - 22°2302	11 00.0	+22 14	9.5	d M 2e	0.086	9.2	
33	WX UMa*	11 03.0	+43 47	14.8	d M 5.5e	0.173	16.0	1, 2
34	DH Car*	11 12.7	-61 44	14.9				1
35	SZ UMi*	11 17.5	+66 07	9.3	d M 1e	0.118	9.7	2
36	BD + 48°1958 (Sp)	11 34.6	+47 44	10.3	d M 0e	0.044	8.5	
37	Wolf 424A*	12 30.8	+09 18	12.7	d M 5.5e	0.227	14.5	4
38	Wolf 424B	12 30.8	+09 18	12.7	d M 5.5e	0.227	14.5	

Таблица 1 (продолжение)

1	2	3	4	5	6	7	8	9
39	BD-36 2322A	12 ^h 55 ^m 3	+35 30'	10 ^m 6	d M 0e	0.038	8 ^m 5	
40	BD-35 2322B	12 55.3	-35 30	13	d M 4e	0.038	11.5	
41	Wolf 461	12 58.1	-05 57	13.2	d M 5e	0.120	13.6	
42	BD+13 2613*	12 58.3	+12 39	9.8	d M 2e	0.096	9.7	2
43	AC+18 1204-96(A)*	13 30.3	-17 04	11.2	d M 4e	0.064	10.2	2
44	AC+18 1204-96(B)	13 30.3	+17 04	11.7	d M 4.5e	0.064	10.7	
45	BD-07 3646	13 32.1	-08 05	9.3	d K 8e	0.059	8.2	
46	Ross 845	14 10.2	-11 47	13.5	d M 5.5e	0.200	15.0	
47	V 645 Cen*	14 26.3	-62 28	10.7	d M 5e	0.762	15.1	1
48	BD+16 2703	14 52.1	+16 18	10.5	d M 0e	0.094	10.3	
49	L 1130-30(A)	16 04.0	+08 30	12.0	d M 3e	0.050	10.5	
50	BD-55 1823*	16 16.0	+55 25	10.1	d M 1.5e	0.047	8.5	1,2
51	BD-08 4352A*	16 52.8	-08 15	9.7	d M 3e	0.152	10.6	4
52	CD-27 11363	16 57.5	-27 34	9.7	d K 0e	0.020	6.2	
53	Ross 867*	17 17.9	+26 33	13.4	d M 5e	0.093	13.2	2
54	Ross 868	17 17.9	+26 33	11.2	d M 4e	0.093	11.0	
55	HD 319139	18 09.5	-32 50	9.7	d K 5e	0.038	7.6	
56	Furj 1-41	18 09.6	-16 12	12.5	d M 1e	0.020	9.0	
57	BD+51 2402	18 32.8	+51 41	8.6	d M 1e	0.120	9.0	1,2
58	V 1216 Sgr*	18 46.8	-23 54	10.6	d M 4.5e	0.340	13.3	1
59	AC+08 142-393	18 53.0	+08 20	10.1	d M 2e	0.090	9.9	
60	BD+75 7157	19 01.9	+75 14	10.1	d M 0e	0.048	8.5	
61	BD+04 4048B*	19 14.5	+05 05	18.0	d M 5e	0.172	19.2	1
62	Anon*	19 36.9	+27 29		Me			6
63	BD+03 4138B	19 43.5	+04 08	11.4	d M 2e	0.046	9.7	
64	Ross 165A	19 43.7	+27 01	12.6	d M 4.5e	0.097	12.5	
65	Wolf 1130-Cyg*	20 03.9	+54 18	11.9	d M 3e	0.056	10.6	1,2
66	CD-32 16135A	20 38.7	-32 37	10.7	d M 4e	0.117	11.0	
67	CD-32 16135B*	20 38.7	-32 37	10.9	d M 4.5e	0.117	11.2	1
68	Wolf 1084	20 41.9	+55 09	15.1	d M 5e	0.069	14.3	
69	HD 197481	20 42.1	-31 33	8.6	d M 2e	0.103	8.7	
70	AC+39 1214-608*	20 58.2	+39 53	10.3	d M 3e	0.072	9.6	1
71	Anon*	21 06.8	-40 02	16.5				7
72	Wolf 922	21 28.6	-10 01	11.5	d M 4.5e	0.130	12.1	
73	Wolf 1561A	22 14.7	-09 03	13.5	d M 4.5e	0.100	13.5	
74	Wolf 1561B	22 14.7	-09 03	14.5	d M 5e	0.100	14.5	
75	BD+31 68384	22 21.2	+32 12	10.7	d M 0e	0.036	8.5	
76	DO Cep*	22 26.2	+57 27	11.4	d M 4.5e	0.248	13.4	1,2

Таблица 1 (продолжение)

1	2	3	4	5	6	7	8	9
77	LFT 1739	22 ^h 35 ^m 8	-15°36'	12 ^m 6	d M 5.5e	0.300	15 ^m 0	
78	BD-21°6267A	22 36.0	-20 53	9.3	d M 2e	0.160	9.7	
79	BD-21°6267B	22 36.0	-20 53	11.0	d M 4.5e	0.160	12.5	
80	EV Lac*	22 44.7	+44 05	10.0	d M 4.5e	0.197	11.5	1,2
81	AC+31°70565	22 49.6	+31 29	11.2	d M 3.5e	0.042	9.3	
82	BD+19°5116A*	23 29.3	+19 40	10.5	d M 4e	0.153	11.4	2
83	EQ Peg*	23 29.3	+19 40	12.5	d M 5.5e	0.153	13.4	1
84	Ross 248	23 39.5	+43 55	12.2	d M 5.5e	0.316	14.7	
85	BD+01°4774	23 46.6	+02 08	9.0	d M 2e	0.170	10.1	

Примечания к табл. 1.

а) Для звезд BD-21°6267 А, В приведено среднее по обеим компонентам значение спектрального параллакса.

б) Литература о вспыхивающих звездах:

1. А. Джой, сб. „Звездные атмосферы“, стр. 644, М., ИЛ, 1963.
2. M. Petit, DOB, No 9, Sept., 1955.
3. C. Hoffmeister, Inform. Bull. Variable Stars, No 126, 1, 1966.
4. W. E. Kunkel, Thesis, unpublished, 1967.
5. L. Münch, G. Münch, Bol. Obs. Tonantzintla y Takubaya, No 13, 36, 1955.
6. J. Vinter Hansen, Circ. Union Astr. Int., No 1692, 21 Sept., 1959.
7. C. Hoffmeister, Mitt. Veränd. Sterne, Sonneberg, No 490, 22 Jul., 1960.

Крестиками на диаграмме отмечены звезды, у которых фиксировались вспышки. Как видно из рисунка, заметного отклонения вспыхивавших звезд от остальных карликов с эмиссионными линиями водорода на диаграмме спектр—светимость нет. Правда, возможна некоторая тенденция вспыхивавших звезд к несколько меньшим светимостям, чем среднее значение для соответствующего подкласса, однако, если такая тенденция и имеется, то она крайне незначительна. Поэтому мы вычислили фотометрические параллаксы всех звезд, для которых не известны тригонометрические, исходя из следующей таблицы абсолютных величин звезд различных спектральных подклассов, безотносительно к тому, наблюдались ли у них вспышки.

Таблица 2

K0	K2	K5	K8	M0	M0.5	M1	M1.5	M2	M2.5	M3	M3.5	M4	M4.5	M5	M5.5	M6
6.2	6.5	7.6	8.3	8.5	8.7	9.0	9.4	9.7	10.0	10.5	11.0	11.5	12.4	13.6	15.0	16.7

2. Зависимость относительного числа вспыхивавших звезд от светимости. Представляет интерес доля вспыхивавших звезд среди звезд с эмиссионными линиями в зависимости от спектральных подклас-

сов. К сожалению, ввиду немногочисленности карликов с эмиссионными линиями водорода, а тем более звезд, у которых зафиксированы вспышки, для исследования этого распределения приходится производить довольно широкие усреднения. Соответствующие данные приведены в табл. 3.

Таблица 3

Sp	$\overline{Sp}$	N	n	n/N
K0—K8	K4	4	1	0.25
M0—M2	M1	22	4	0.18
M2.5—M4	M3.5	21	9	0.43
M4.5—M6	M5	31	14	0.45
Сумма		78	28	

Здесь и далее N — число карликов с эмиссионными линиями водорода, n — число вспыхивавших звезд. Как видим, относительное число вспыхивавших звезд заметно возрастает с переходом к более поздним спектральным подклассам, т. е. в среднем к более слабым по абсолютной величине звездам.

Результаты аналогичного усреднения непосредственно по светимостям звезд приведены в табл. 4, из которой следует, что с умень-

Таблица 4

M_V	$\overline{M}_V$	N	n	n/N
6.2—9.0	8.1	18	4	0.22
9.1—11.0	9.9	23	7	0.30
11.1—13.2	12.1	18	8	0.44
13.3—19.2	14.8	20	10	0.50
Сумма		79	29	

шением собственной светимости относительное число звезд, у которых зарегистрированы вспышки, возрастает. Зависимость между n/N и M представляется соотношением

$$\frac{n}{N} = (0.043 \pm 0.008) M - (0.118 \pm 0.090), \quad (1)$$

которое мы позднее используем для оценки парциальной плотности, обусловленной вспыхивавшими звездами*.

* Очевидно, что соотношение (1) может иметь смысл лишь в ограниченном интервале абсолютных величин.

Следует отметить, что аналогичная зависимость между относительным числом вспыхивавших звезд и *видимой* яркостью выражена гораздо слабее. Если, например, разбить 79 звезд табл. 1, для которых известны видимые визуальные звездные величины, на две группы с $m_v \leq 11$ (40 звезд) и $m_v > 11$ (39 звезд), то в каждой из них будет соответственно 14 и 13 звезд, у которых зарегистрированы вспышки (36 процентов).

Таким образом, относительное число вспыхивавших звезд возрастает с уменьшением их собственной светимости. С другой стороны, как отмечалось выше, по своим спектрам и светимостям вспыхивавшие звезды вне вспышки ничем не отличаются от обычных карликов с эмиссионными линиями водорода. Поэтому не исключена возможность, что принципиально вспыхивающими являются все карлики с эмиссионными линиями водорода, и малое относительное число собственно более ярких звезд с зарегистрированными вспышками обусловлено лишь тем, что среднее значение избыточной энергии, излучаемой при вспышке, убывает медленнее, чем собственная светимость звезды [10] и выделение того же количества избыточной энергии в слабых звездах проявляется как вспышка большей амплитуды, чем в более ярких.

3. *Функция светимости карликов с эмиссионными линиями водорода и обусловленная ими звездная плотность.* В другой статье автором [11] показано, что полная функция светимости в окрестности Солнца имеет максимумы при $M_v = 13$ и $M_v = 15$. При этом второй из этих максимумов, а также парциальные плотности, соответствующие $M_v > 15$, почти целиком обусловлены звездами, содержащими в своих спектрах эмиссионные линии водорода. Там же вычислением разностей между парциальными плотностями всех звезд данной светимости и плотностями звезд этой светимости, без учета карликов с эмиссионными линиями водорода, была построена функция светимости для этой группы звезд.

С другой стороны, методом, описанным в [11], можно непосредственно построить функцию светимости по звездам, имеющим эмиссионные линии водорода. Результат такого построения приведен в табл. 5. В первых пяти столбцах таблицы приведены последовательно абсолютная визуальная звездная величина, число звезд, использованных при оценке парциальной плотности, обусловленной звездами этой абсолютной величины, расстояние наиболее удаленной из этих звезд, парциальная плотность и ее среднеквадратичная ошибка.

По данным четвертого столбца табл. 5 и парциальным плотностям, полученным ранее в [11], были вычислены взвешенные средние значения плотностей карликов с эмиссионными линиями водорода, имеющих различные абсолютные величины. При этом, если парциальная плотность основана только на расстоянии одной звезды, то для

оценки веса соответствующая ошибка принята равной самому значению плотности. Полученная таким образом ненормированная функция светимости приведена в шестом столбце табл. 5.

Таблица 5

M_V	n	r_n	D_e (M)	$\pm [D_e$ (M)]	$\overline{D_e}$ (M)	D_f (M)
6	2	50	0.000005	0.000002	0.000005	0.0000007
7	2	31	0.00001	0.000004	0.000009	0.0000016
8	8	28	0.00008	0.00001	0.00007	0.000016
9	4	15	0.0004	0.00005	0.00031	0.000083
10	9	12	0.0014	0.0002	0.0012	0.00037
11	6	8.5	0.0025	0.0003	0.0022	0.00078
12	4	7.7	0.0026	0.0004	0.0022	0.00088
13	4	4.0	0.0114	0.0011	0.0110	0.0048
14	3	4.5	0.0057	0.0013	0.0044	0.0021
15	4	3.3	0.0272	0.0095	0.0278	0.0146
16	2	5.8	0.0032	0.0031	0.0035	0.0020
17	1	2.4	0.0018	—	0.0016	0.0010
18	—	—	—	—	—	—
19	1	5.8	0.0012	—	0.0012	0.0008
Сумма	50		0.058		0.055	0.027

В седьмом столбце таблицы приведены парциальные плотности, обусловленные вспыхивавшими звездами. Они вычислены с помощью данных шестого столбца и соотношения (1) из предыдущего раздела.

Таким образом, для плотности карликов с эмиссионными линиями водорода и плотности звезд, у которых зарегистрированы вспышки, получаем соответственно $0.055/\text{пс}^3$ и $0.027/\text{пс}^3$. Сравнивая эти величины со значением полной звездной плотности, полученной тем же методом [11] и равным $0.118/\text{пс}^3$, мы убеждаемся в том, что карлики с эмиссионными линиями водорода в окрестности Солнца составляют почти половину всех звезд. В свою очередь плотность вспыхивавших звезд составляет около половины плотности карликов с эмиссионными линиями водорода. Выше отмечалось, что наблюдаемое количество вспыхивающих звезд составляет 36 процентов от числа карликов с эмиссионными линиями водорода. Различие между этими двумя оценками, очевидно, обусловлено тем, что наблюдаемое распределение этих карликов по светимости ввиду неполноты данных существенно отличается от истинной функции светимости.

Полученное значение отношения истинных плотностей, равное 0.5, очевидно, должно быть искажено влиянием недостаточной полноты наблюдательных данных о вспыхивающих звездах. Следовательно, при-

веденная величина является нижним пределом отношения плотностей тех и других звезд.

Столь большое относительное число вспыхивающих звезд можно рассматривать как некий аргумент в пользу того, что все карлики с эмиссионными линиями водорода являются звездами, способными вспыхивать, и что с течением времени, а также с увеличением количества и точности наблюдений вспышки могут быть обнаружены почти у всех объектов этого типа.

4. *Заключительные замечания.* Приведенные выше результаты дают веские основания для заключения о том, что плотность вспыхивающих звезд в непосредственной окрестности Солнца значительно превосходит таковую в общем поле (под полем мы подразумеваем пространство, не включающее звездных скоплений и ассоциаций). Для того, чтобы убедиться в этом, вычислим число вспыхивающих звезд до данной видимой величины m , которые будут находиться в пределах телесного угла ω с вершиной в Солнце, в предположении о равномерном распределении этих объектов до достаточно больших расстояний. Пользуясь данными последнего столбца табл. 5, численным интегрированием получаем

$$N(m_v) = \omega \int_0^{\infty} r^2 D_f(M) dr = 7 \times 10^{-7+0.6 m_v} \omega. \quad (2)$$

Сравним эти величины с результатами произведенных в Бюракане фотографических наблюдений с целью поисков вспыхивающих звезд в скоплении NGC 7023 [12]. При подобном сравнении необходимо учесть следующее обстоятельство. Всякая статистика вспышек звезд типа UV Кита вынужденно основывается на результатах фотоэлектрических наблюдений, способных регистрировать вспышки с очень малыми амплитудами. Наблюдения в Бюракане произведены фотографическим способом, применением последовательных пятиминутных экспозиций. Очевидно, что не всякая вспышка, доступная обнаружению при фотоэлектрических наблюдениях, будет зарегистрирована фотографически. Для оценки амплитуды вспышки, доступной фотографической регистрации, допустим, что фотографические наблюдения в состоянии обнаружить вспышку с усредненной по времени предельной амплитудой Δm . Далее, предположим для простоты, что нарастание и падение интенсивности избыточного излучения в окрестности максимума происходит по экспоненциальному закону и с одинаковой скоростью. Тогда количество избыточной энергии, зафиксированной при данной экспозиции, будет равно

$$L = I_{\max} \int_0^5 e^{-x|t-t_0|} dt = \frac{I_{\max}}{x} \left| 2 - e^{-xt_0} - e^{-x(5-t_0)} \right|, \quad (3)$$

где $I_{\max}$ — избыточная интенсивность в максимуме, t — время (в минутах), отсчитанное от начала экспозиции, t_0 — время максимума, x — величина, характеризующая скорость нарастания и падения интенсивности. Полагая далее, что t_0 распределено равномерно на отрезке $[0, 5]$, для среднего значения интегральной избыточной энергии будем иметь

$$\bar{L} = 2I_{\max} \frac{5x - (1 - e^{-5x})}{5x^2}. \quad (4)$$

Поэтому для амплитуды $\Delta m_{\max}$ в максимуме, в случае которой при фотографических наблюдениях будет зафиксирована амплитуда Δm , получим

$$\Delta m_{\max} = \Delta m + 2.5 \lg \frac{25x^2}{5x - (1 - e^{-5x})}. \quad (5)$$

Скорость изменения блеска, как известно, при различных вспышках существенно различна. Однако для наших расчетов достаточно некоторое приближенное среднее значение. Такое среднее было вычислено по данным составленной В. С. Осканияном [13] таблицы, содержащей величины $\Delta m/\Delta t$ (в лучах В) для тридцати вспышек звезд типа UV Кита. Оно оказалось равным 1.7 мин^{-1} . Полагая далее, что эта величина характеризует изменение именно избыточной энергии (что имеет место, если амплитуда достаточно велика), и считая $\Delta m = 0.5$, получим $\Delta m_{\max} = 2.65$.

Далее необходимо оценить среднюю частоту вспышек звезд типа UV Кита с амплитудой, превосходящей приведенную величину. К сожалению, необходимые для этого данные очень скудны и поэтому приходится исходить из следующих косвенных соображений. За 264 часа фотоэлектрического слежения за шестнадцатью звездами типа UV Кита В. Кункель [14] обнаружил 3 вспышки в цвете U с амплитудой, превосходящей $3^m 75$. Поскольку, согласно [14], амплитуда в U в среднем на $1^m 1$ превосходит амплитуду в В, то мы можем считать, что они были бы доступны фотографическим наблюдениям. Таким образом, для средней продолжительности времени между вспышками, доступными фотографической регистрации, можно принять 100 часов.

Произведенные в Бюракане наблюдения показывают, что количество вспыхивающих звезд в направлении скопления NGC 7023 зна-

чительно меньше, чем оно должно быть при равномерном пространственном распределении звезд типа UV Кита. Действительно, за 40 часов фотографических наблюдений с метровой камерой Шмидта обнаружено лишь девять вспыхивающих звезд. Поскольку при пятиминутных экспозициях предельная фотографическая величина $\sim 18^m.5$, то примем, что предельная визуальная величина для звезд типа M равна 17^m . При $\omega = 16$ квадратных градусов имеем $N(17) = 56$. С принятием выше оцененной средней частоты вспышек, доступных фотографической регистрации, для математического ожидания числа вспышек этих 56 звезд за 50 часов получим 22.

Вероятность такого отклонения при пуассоновском распределении числа вспышек во времени $\sim 10^{-3}$. Эта статистика станет еще более убедительной, если принять во внимание то обстоятельство, что обнаруженные вспыхивающие звезды с очень большой вероятностью являются членами скопления, а не звездами поля.

Таким образом, приведенное в предыдущем разделе значение пространственной плотности вспыхивающих звезд может быть отнесено лишь к непосредственной окрестности Солнца. В общем поле на расстояниях порядка тридцати—сорока парсек плотность этих звезд значительно ниже. Это обстоятельство можно рассматривать как свидетельство того, что в ближайшей окрестности Солнца имеется избыток вспыхивающих звезд, которые могут быть членами ранее существовавшей ассоциации.

В связи с этим следует напомнить, что дисперсия скоростей карликов с эмиссионными линиями водорода составляет лишь половину дисперсии скоростей карликов, не имеющих этих линий [15, 16, 17].

В свете изложенной точки зрения полученную в [11] функцию светимости можно рассматривать как результат наложения функции светимости звезд поля и функции светимости членов этой ассоциации.

Автор благодарен В. С. Осканяну, предоставившему данные для опубликования.

20 июля 1968 г.

Մ. Ա. ԱՌԱՔԵԼՅԱՆ

ԱՐԵՎԱԿԻ ԵՐԶԱԿԱՅՔՈՒՄ ԲՈՆԿՎՈՂ ԱՍՏՂԵՐԻ
ՎԻՃԱԿԱԳՐՈՒԹՅԱՆ ԵՈՒՐՋՈՐ

Ա Մ Փ Ո Փ Ո Ւ Մ

Կառուցված են Արեգակի շրջակայքում դանկող ջրածնի առաքման գծերով թզուկների և բռնկվող աստղերի լուսատվության ֆունկցիաները: Ընդունելով, որ բռնկվող աստղերի խտությունը հաստատուն է մինչև բախվածության

չափ մեծ հեռավորությունները, գնահատված է $m = 17^m$ -ից պարձառ այդպիսի աստղերի քանակը ինչ-որ մարմնային անկյունում, որի զազաթում գտնվում է Արեգակը, Այս տվյալների համեմատումը դիտումների արդյունքների հետ ցույց է տալիս, որ Արեգակի շրջակայքում գոյություն ունի բոճնկվող աստղերի ավելցուկ, ենթադրվում է, որ այդ ավելցուկը պայմանավորված է մի աստղասիրյուղով, որը ժամանակին գոյություն է ունեցել այն տիրույթում, որանդ այժմ գտնվում է Արեգակը:

M. A. ARAKELIAN

ON THE STATISTICS OF FLARE STARS IN THE SOLAR VICINITY

S u m m a r y

The luminosity functions of dwarfs with hydrogen emission and flare stars in the Solar vicinity are determined. The number of flare stars brighter than $m_v = 17^m$ in some solid angle with its summit in the Sun is estimated provided that the density of these stars is constant up to sufficiently large distances. The comparison of the data obtained with the results of observations shows that the excess of flare stars exists in the Solar vicinity. The suggestion is made that this excess is due to members of some stellar association which once existed in the region where at present the Sun is located.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. В. А. Амбарцумян, Сообщения Бюраканской обсерватории, 13, 1954.
2. G. Haro, Stars and Stellar Systems, 7. p. 141, Chicago, 1968.
3. В. А. Амбарцумян, Нестационарные звезды, стр. 9, Ереван, 1957.
4. G. Haro, E. Chavira, Vistas in Astronomy, 8. 89, 1966.
5. G. H. Herbig, Symposium on Stellar Evolution, p. 45, La Plata, 1962.
6. W. Bidelman, Ap. J., Supplement series, No 7, 1954.
7. W. Gliese, Astronomisches Rechen-Institut in Heidelberg, Mitteilungen, Serie A., No 8, 1957.
8. В. С. Осканян, не опубликовано.
9. L. F. Jenkins, General Catalogue of Trigonometric Stellar Parallaxes, New Haven, 1952; Supplement to the General Catalogue of Trigonometric Stellar Parallaxes, New Haven, 1963.
10. Z. Svestka, Bull. Astr. Inst. Czechoslovakia, 5, 4, 1954.
11. М. А. Аракелян, Астрофизика, 4, 617, 1958.
12. L. V. Mirzoyan, E. S. Parsamian, Non-Periodic Phenomena in Variable Stars, p. 165, Budapest, 1969.

13. V. S. Oskanian, Non-Periodic Phenomena in Variable Stars, p. 131, Budapest, 1969.
14. W. E. Kunkel, Dissertation, The University of Texas, Austin, Texas, 1967.
15. A. Vyssotski, E. Dyer, Ap. J., 125, 297, 1957.
16. W. Gliese, Zs. f. Ap., 45, 293, 1958.
17. М. А. Аракелян, Известия АН АрмССР (серия физ.-мат. наук), 11, № 5, 70, 1958.

Л. В. МИРЗОЯН, Э. С. КАЗАРЯН, О. С. ЧАВУШЯН

ОЦЕНКИ СРЕДНИХ ВОЗРАСТОВ О-В5 ЗВЕЗД НА ОСНОВЕ ИХ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ В ЗВЕЗДНЫХ АССОЦИАЦИЯХ

Расширение и распад звездных ассоциаций, обусловленные динамической неустойчивостью этих систем [1, 2], приводят к определенному распределению молодых звезд в Галактике относительно центров звездообразования. Вследствие этого пространственное распределение молодых звезд в звездных ассоциациях содержит в себе ценную информацию космогонического характера. Как показано одним из авторов [3], это распределение, в частности, может служить основой для определения темпов развития молодых звезд.

При исследовании этого вопроса для получения более надежных результатов целесообразно использовать статистические данные о совокупности звездных ассоциаций в Галактике. В этом случае оказывается удобным рассмотрение синтетической ассоциации, представляющей собой суперпозицию подсистем вокруг ядер известных ассоциаций [4, 5]. Это позволяет избежать затруднений, связанных с малочисленностью О-В звезд в отдельных ассоциациях и наличием нескольких ядер в некоторых из них.

Именно рассмотрение синтетической ассоциации уже позволило определить закон распределения О-В звезд вокруг ядер звездных ассоциаций и на этой основе получить некоторые предварительные данные о темпах развития этих звезд [3].

Настоящая работа* является продолжением этого исследования, основанном на имеющемся в настоящее время уточненном и более богатом наблюдательном материале.

Данные об использованных звездах взяты из работ Хилтнера [6], Рубин и коллег [7] и из каталога Вильсона [8]**, а об О-ассоциа-

* Основные результаты работы были доложены на Бюраканском симпозиуме по физике звезд и туманностей 17 сентября 1968 г.

** Для звезд из каталога Вильсона расстояния вычислены нами с помощью спектральных параллаксов [9].

циях и их ядрах — из исправленного списка О-ассоциаций Рупрехта [10]*.

Всего было использовано 1954 звезды спектральных классов О-В5, которые по использованным источникам распределяются следующим образом: 927 [6], 836 [7] и 191 [8]. Все звезды были разделены на четыре группы по спектрам: О—В0, В0.5—В1, В1.5—В2, В2.5—В5. При выборе ширины интервалов спектральных классов ставилась цель иметь достаточно большое число звезд в каждой группе. Напомним, что в работе [3] число использованных звезд было 744.

Распределение (n) всех использованных звезд по спектрам (Sp) представлено в табл. 1, где, кроме того, в третьей строке дано N —общее число звезд в каждой из указанных групп, а в четвертой N_0 —число звезд, расположенных в шаре радиусом в 500 пс вокруг центра синтетической ассоциации, вошедших в окончательные вычисления.

При обработке наблюдательных данных мы исходили из допущения, что все О-В5 звезды были выброшены из ядер звездных ассоциаций, которые в настоящее время, расширяясь, распадаются. Имеющиеся данные [3], а также дальнейшее изложение подтверждают справедливость этого допущения.

Для каждой из рассмотренных звезд по ее расположению на небе и по приблизительной оценке ее расстояния было выбрано вероятное ядро, с которым она генетически связана. Затем, используя распределение звезд каждой группы вокруг центра синтетической ассоциации в проекции на небесную сферу, с учетом существующих различий в расстояниях подсистем звезд вокруг отдельных ядер, была вычислена пространственная звездная плотность численным решением уравнения Абея по приближенной формуле Валленквиста для десяти-слойной модели [14].

В табл. 2 приведены исходные данные и результаты вычислений: интервал расстояний r от ядра синтетической ассоциации в проекции на небесную сферу в кпс , N_i —число звезд в данном интервале расстояний, $d(r)$ —пространственная звездная плотность в кпс^3 .

Решения данных табл. 2 способом наименьших квадратов с использованием „гиперболического“ приближения [4]**

$$(\lg d)^2 = (2 \lg r - a)^2 - b^2 \quad (1)$$

приводит к значениям постоянных a и b , представленных в табл. 3.

* Использование данных об О-ассоциациях и их ядрах других авторов [11—13] привело к результатам, качественно согласующимся с изложенными выше. Поэтому мы здесь их не приводим.

** Применение „гиперболического“ приближения не является ограничением. Вычисления с использованием „параболического“ приближения: $\lg d(r) = a(\lg r)^2 + b \lg r + c$ приводят в итоге к аналогичным результатам.

Таблица 1

Распределение использованных O-B5 звезд по спектрам

Sp	O5	O5.5	O6	O6.5	O7	O7.5	O8	O8.5	O9	O9.5	B0	B0.5	B1	B1.5	B2	B2.5	B3	B3.5	B4	B5	O5-B5
n	17	1	35	3	41	5	69	2	68	41	233	202	355	17	314	13	310	7	25	196	1954
N	515											557		331		551				1954	
N ₀	499											549		327		537				1912	

Таблица 2

Пространственные плотности O-B5 звезд в синтетической ассоциации

ρ (кпс)	N_i				$d(r)$			
	O-B0	B0.5-B1	B1.5-B2	B2.5-B5	O-B0	B0.5-B1	B1.5-B2	B2.5-B5
0-0.05	244	235	68	125	$4.13 \cdot 10^5$	$3.89 \cdot 10^5$	$9.45 \cdot 10^4$	$1.87 \cdot 10^5$
0.05-0.10	96	102	61	79	$2.38 \cdot 10^4$	$1.83 \cdot 10^4$	$9.20 \cdot 10^3$	$8.30 \cdot 10^3$
0.10-0.15	60	100	69	102	$6.22 \cdot 10^3$	$1.09 \cdot 10^4$	$6.86 \cdot 10^3$	$9.11 \cdot 10^3$
0.15-0.20	38	58	48	74	$2.86 \cdot 10^3$	$4.51 \cdot 10^3$	$2.94 \cdot 10^3$	$4.64 \cdot 10^3$
0.20-0.25	15	23	29	46	$6.14 \cdot 10^3$	$7.47 \cdot 10^3$	$1.44 \cdot 10^3$	$1.24 \cdot 10^3$
0.25-0.30	10	18	13	42	$2.51 \cdot 10^3$	$7.49 \cdot 10^3$	$1.99 \cdot 10^3$	$1.25 \cdot 10^3$
0.30-0.35	14	6	14	27	$2.87 \cdot 10^3$	$1.30 \cdot 10^3$	$2.18 \cdot 10^3$	$4.92 \cdot 10^3$
0.35-0.40	10	4	12	21	$1.92 \cdot 10^3$	8.60.10	$2.87 \cdot 10^3$	$4.29 \cdot 10^3$
0.40-0.45	6	2	9	12	$1.01 \cdot 10^3$	3.37.10	5.32.10	$1.40 \cdot 10^3$
0.45-0.50	3	1	4	9	6.91.10	2.31.10	9.22.10	$2.07 \cdot 10^3$

Вычисленные плотности (табл. 2) и их решения (табл. 3) графически представлены на рис. 1. Они вновь подтверждают полученный ранее вывод [5, 15] о том, что вследствие старения звезд с удалением от ядра синтетической ассоциации падение пространственной плотности значительно отклоняется от закона $\sim r^{-2}$, справедливого в случае ее стационарности.

Таблица 3
Величины постоянных в
уравнениях (1)

Группа	a	b
O—B0.5	3.78	4.15
B0.5—B1	3.89	4.27
B1.5—B2	2.38	2.25
B2.5—B5	2.46	2.04

Полученные сглаженные значения звездной плотности могут служить основой для исследования процесса старения звезд в ассоциациях с удалением от порождающих их ядер и для оценки их средних возрастов. Для этой цели удобно использовать функцию старения звезд [16]:

$$F(r) = r^2 d(r). \quad (2)$$

Функция старения звезд, представляющая собой зависимость от расстояния потока расширяющихся из одного центра звезд, фактически характеризует темпы старения звезд с удалением от ядра ассоциации.

Очевидно, что для всей расширяющейся совокупности звезд этот поток должен быть постоянен на разных расстояниях от центра синтетической ассоциации. Однако для звезд, принадлежащих узким интервалам спектральных классов, функция $F(r)$ должна убывать с расстоянием от центра синтетической ассоциации вследствие их старения с удалением от соответствующих ядер. Это позволяет по скорости убывания $F(r)$ оценить темпы развития или скорость старения звезд, а также их средний возраст.

Наблюдательные данные показывают [3, 16], что процесс старения молодых О-В звезд в первом приближении обладает свойствами статистического процесса. Поэтому функция старения звезд может быть представлена экспоненциальной функцией:

$$F(r) = C e^{-\alpha(t-t_0)}, \quad (3)$$

где C и α — постоянные, t — время, истекшее с момента рождения и выброса первых звезд потока, а t_0 — фиксированный момент. Очевидно, что

$$t - t_0 = \frac{r - r_0}{V} \quad \text{и} \quad F(r_0) = C,$$

где r и r_0 — расстояния от центра в моменты t и t_0 , а V — скорость расширения ассоциации.

Нетрудно показать, что постоянная α однозначно определяет период полустарения или средний возраст рассматриваемых звезд: $T = \alpha^{-1}$.

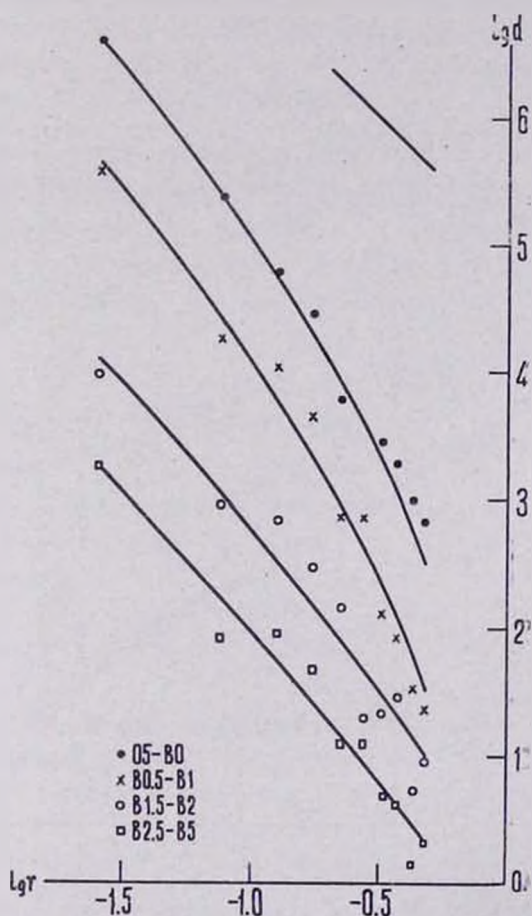


Рис. 1. Распределение пространственной плотности О-В5 звезд вокруг ядра синтетической ассоциации. Кривые проведены по решениям способом наименьших квадратов результатов вычислений $d(r)$, в „гиперболическом“ приближении.

Полученные сглаженные значения $d(r)$, представленные уравнениями (1) и табл. 3, нами использованы для вычисления функции.

старения $F(r)$ по формуле (2). Результаты вычислений графически представлены на рис. 2 (в логарифмической шкале). Почти прямолинейная зависимость $\lg F(r)$ от r во всех рассмотренных случаях, то есть возможность представления функции старения звезд экспоненциальным выражением, показывает, что доля стареющих О-В звезд в потоке в среднем одинакова на разных расстояниях от порождающих их ядер. Это и дает возможность оценить средние возрасты рассматриваемых нами звезд. Действительно, при справедливости представления (3) угловой коэффициент зависимостей на рис. 2 выражается формулой

$$p = \frac{\alpha}{V} \text{Mod}, \quad (4)$$

где Mod — десятичный логарифм основания натуральных логарифмов. Следовательно, определение p равносильно определению α или среднего возраста звезд T .

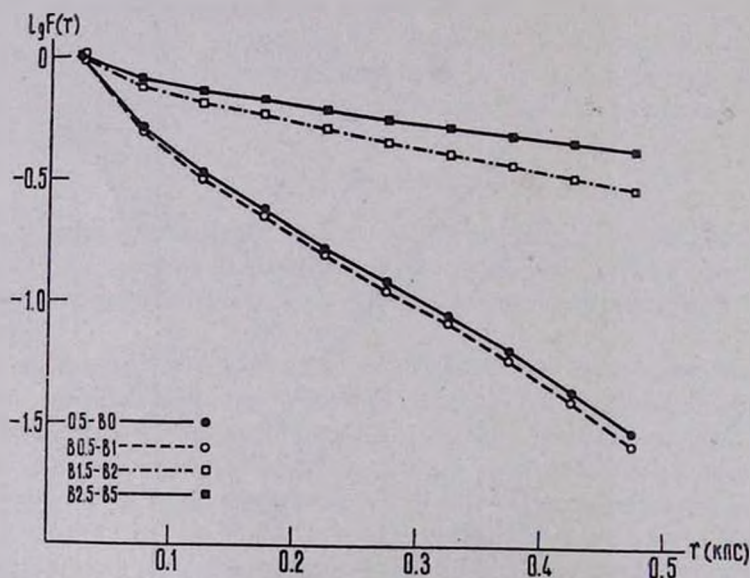


Рис. 2. Функция старения звезд, вычисленная по формуле (2), на основе сглаженных значений звездной плотности („гиперболическое“ приближение).

Вычисление среднего возраста звезд с использованием наших данных может привести к недооценке этой величины из-за неучета влияния градиента средней скорости расширения по радиусу синтетической ассоциации. Дело в том, что неодновременный выход звезд из порождающих их ядер и существующая дисперсия в скоро-

стях вылета приводят к тому, что средняя скорость расширения ассоциации оказывается возрастающей функцией от расстояния до ее ядра [3, 15]. Поэтому наблюдаемое уменьшение потока О-В5 звезд с удалением от ядра синтетической ассоциации обусловлено не только процессом старения этих звезд, но также наличием градиента средней скорости расширения в синтетической ассоциации.

Влияние этого фактора на вычисленные средние позрасты звезд мы оценили, считая, что средняя скорость расширения в синтетической ассоциации линейно растет в k раз от ближайших окрестностей ядра ($r=0$) до расстояния $r=500$ пс. Вычислив средние возрасты звезд для различных значений k , можно затем оценить влияние фактора k . При этом для истинного звездного потока вместо $F(r)$ следует использовать выражение $F(r) \cdot V(r)$, где $V(r)$ — средняя скорость расширения синтетической ассоциации на расстоянии r от ее ядра.

В табл. 4 приводятся оценки средних возрастов звезд для всех исследованных групп для двух значений k : 1 (градиент средней скорости расширения отсутствует) и 2. Последние оценки, по-видимому, ближе к действительности, так как наблюдения указывают на величину $k \approx 2$ [4].

Таблица 4
Средние возрасты О-В5 звезд

Группа	ρ (кпс ⁻¹)	$\tau \cdot 10^{15}$ (сек ⁻¹)	$T \cdot 10^{-7}$ (лет)	
			$k=1$	$k=2$
О5—В0	3.22	2.41	1.3	1.6
В0.5—В1	3.32	2.48	1.3	1.6
В1.5—В2	1.12	0.84	3.8	8.2
В2.5—В5	0.78	0.58	5.5	23.6

Данные табл. 4 полностью подтверждают и заметно расширяют оценки средних возрастов О-В звезд, полученные в работе [3] несколько иным путем и на основе менее богатого статистического материала.

Если допустить, что развитие звезд идет в направлении к более поздним спектральным классам, то следует учесть также влияние этого явления на полученные выше оценки. Дело в том, что вследствие этого с удалением от ядра синтетической ассоциации все рассмотренные группы, кроме первой, вместе с потерей своих стареющих членов приобретают новые члены за счет стареющих членов предшествующих групп.

Для учета этого фактора требуется знание абсолютных величин $F(r)$ для всех групп. Между тем, в наших данных с этой точки зрения имеется некоторая неопределенность, связанная с избиратель-

ностью наблюдений: относительный процент известных звезд различен для разных спектральных классов.

Следует думать, однако, что влияние этого фактора на приведенные оценки средних возрастов звезд должно быть, по-видимому, небольшим. Так, например, если считать, что относительный процент известных звезд среди первой и второй групп примерно одинаков, то приведенный в табл. 4 средний возраст для звезд второй группы, исправленный за влияние указанного фактора, оказывается разным $1.40 \cdot 10^7$ лет (для $k=1$). В действительности же эта оценка несколько завышена, так как относительный процент известных звезд для второй группы должен быть меньше, чем тот же процент для первой группы.

Представленные в табл. 4 оценки средних возрастов звезд на самом деле относятся к среднему времени пребывания звезд в соответствующих интервалах спектральных классов. Они зависят не только от скорости старения звезд на единичном отрезке спектральной последовательности, но и от длины рассматриваемого интервала. Этим, вероятно, можно объяснить близость оценок для первой и второй групп.

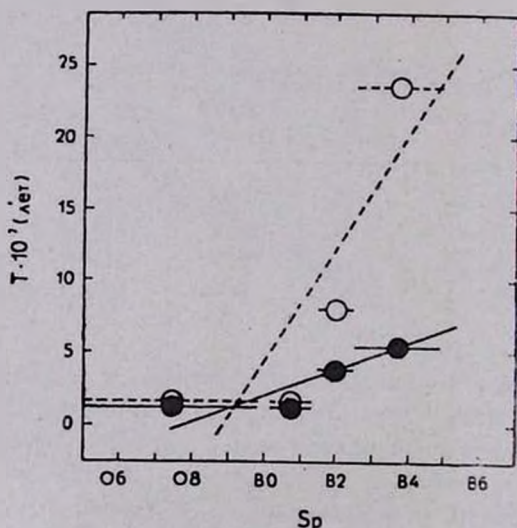


Рис. 3. Средние возрасты O-B5 звезд при: $k=1$ (темные кружки) и $k=2$ (светлые кружки). Длина отрезков соответствует ширине соответствующих спектральных интервалов.

Вместе с тем полученный ход среднего возраста соответствует существующим оценкам возрастов звезд, полученным другими методами, и свидетельствует о законности использованного нами метода. Сказанное иллюстрируется рис. 3, где длина отрезков соответствует

ширине соответствующих интервалов спектральных классов, а высота — среднему возрасту звезд рассматриваемой группы.

10 септября 1968 г.

Լ. Վ. ՄԻՐԶՈՅԱՆ, Է. Ս. ՂԱԶԱՐՅԱՆ, Հ. Ս. ԶԱՎՈՒՇՅԱՆ

О—В5 ԱՍՏՂԵՐԻ ՄԻՋԻՆ ՏԱՐԻՔՆԵՐԻ ԳՆԱՀԱՏԱԿԱՆՆԵՐ ԱՍՏՂԱՍՓՅՈՒՆՆԵՐՈՒՄ ՆՐԱՆՑ ԲԱՇԽՄԱՆ ՀԻՄԱՆ ՎՐԱ

Ա. մ. փ. ո. փ. ո. լ. մ.

Դիտողական նյութի (աղյուսակ 1) հիման վրա որոշվել են О—В0, В0.5—В1, В1—В2 և В2.5—В5 աստղերի տարածական բաշխումները սինթետիկ աստղասփյուռում (աղյուսակ 2); Ստացված տվյալները կլորացվել են «հիպերոլական» մոտավորությամբ (1) (աղյուսակ 3): Այդ տվյալների միջոցով գնահատվել են սպեկտրալ դասերի հիշյալ ինտերվալներից լուսաքանցչության աստղերի միջին տարիքները ընդունելով, որ բոլոր աստղերը դուրս են շարտվել լայնացող աստղասփյուռների միջուկներից, իսկ աստղառաջացման երևույթի նկատմամբ սինթետիկ աստղասփյուռը գտնվում է ստացիոնար վիճակում: Այդ նպատակով օգտագործված է աստղերի ծերացման $F(r)$ ֆունկցիան [16], որն իրենից փաստորեն ներկայացնում է տվյալ սպեկտրալ դասի աստղերի մի կենտրոնից լայնացող հոսքի կախումը հեռավորությունից (2) և ընդունում է աստղերի ծերացման տեմպերը սինթետիկ աստղասփյուռի կենտրոնից հեռանալիս: Հաշվի առնելով, որ փաստական տվյալների համաձայն О—В աստղերի ծերացման պրոցեսը առաջին մոտավորությամբ օժտրված է վիճակադրական պրոցեսի հատկություններով [3, 16] աստղերի ծերացման ֆունկցիան ներկայացված է (3) արտահայտությամբ: Եթե աստղասփյուռի լայնացման արագությունը հաստատուն է, ապա դիտողական տվյալների հիման վրա կառուցված $[lg F(r), r]$ ուղղագիծ կախման (նկ. 2) անկյունային գործակցի որոշումը համարժեք է աստղերի միջին տարիքի գնահատմանը: Իրականում լայնացման միջին արագությունը աճում է աստղասփյուռի կենտրոնից հեռանալիս: Բերված են О—В5 աստղերի հասակների գնահատականները (աղյուսակ 2) լայնացման հաստատուն ($k=1$) և հեռավորությունից քժայնորեն կախված ($k=2$) արագությունների դեպքում: О—В5 աստղերի միջին տարիքի դիտվող կախումը՝ սպեկտրալ դասից (նկ. 3) համապատասխանում է այդ աստղերի տարիքի այլ մեթոդներով ստացված գնահատականներին և վկայում է օգտագործված մեթոդի օրինականությունը:

EVALUATIONS OF THE MEAN AGES OF O-B5 STARS BASED ON THEIR DISTRIBUTION IN STELLAR ASSOCIATIONS

Summary

On the basis of the observational material (Table 1) the space distributions of O—B0, B0.5—B1, B1.5—B2 and B2.5—B5 stars in the synthetic stellar association (Table 2) have been determined. By means of the obtained data taken with the „hyperbolic“ approximation (1) (Table 3) the mean ages of the stars for each of the mentioned intervals of spectral types have been evaluated. It has been supposed that all stars have been ejected from the nuclei of the expanding stellar associations and that the synthetic association regarding to the phenomenon of stellar formation is in a stationary state. The stellar ageing function $F(r)$ [16] is used, which actually presents the dependence of the flow of expanding stars of a given spectral type from the distance (2) and determines their aging rates. Taking into account that, according to the observational data, the process of O-B stars aging has, in a first approximation, the properties of a statistical process [3, 16], $F(r)$ is presented by an exponential function (3). If the velocity of expansion in the association is constant, then the determination of the slope of the linear relation $[\lg F(r), r]$ (Fig. 2), obtained on the basis of the observational data, is equivalent to the evaluation of the mean ages of stars. In fact the mean velocity of expansion increases with the distance from the centre of the synthetic association. The evaluations of O—B5 stars ages for two cases—of a constant velocity of expansion ($k=1$) and of a velocity, increasing linearly with the distance ($k=2$)—are presented (Table 2). The observed dependence of the mean ages of O—B5 stars from the spectral type (Fig. 3) corresponds to the known evaluations of ages obtained by other methods and testifies the validity of the used method.

ЛИТЕРАТУРА

1. В. А. Амбарцумян, Астрон. ж., 26, 3, 1949.
2. В. А. Амбарцумян, Вводный доклад на симпозиуме по эволюции звезд, АН СССР, М., 1952.
3. Л. В. Мирзоян, Астрофизика, 1, 109, 1965.
4. Л. В. Мирзоян, Сообщения Бюраканской обсерватории, 29, 81, 1961.
5. Л. В. Мирзоян, Сообщения Бюраканской обсерватории, 33, 41, 1963.
6. W. A. Hiltner, Ap. J., Suppl. series, 2, 389, 1955.
7. V. C. Rubin et al., A. J., 67, 491, 1962.
8. R. E. Wilson, General Catalogue of Stellar Radial Velocities, Washington, 1953.
9. Л. В. Мирзоян, Изв. АН АрмССР, серия физ.-мат. наук, 11, № 5, 71, 1958.
10. J. Ruprecht, Transactions of the IAU, XIII B, 350, 1966.

11. Б. Е. Маркарян, ДАН АрмССР, 15, 11, 1952.
12. W. W. Morgan, A. D. Code, A. E. Whitford, Ap. J., 118, 318, 1953.
13. K. H. Schmidt, Astr. Nachr., 284, 76, 1958.
14. A. Wallenquist, Uppsala astr. obs. Medd., No. 127, 1960.
15. Л. В. Мирзоян, ДАН СССР, 150, 68, 1963.
16. Л. В. Мирзоян, Диссертация, ГАО АН СССР, 1967.

В. Ю. ТЕРЕБИЖ

ИОНИЗАЦИЯ В ДВИЖУЩИХСЯ ОБОЛОЧКАХ БОЛЬШОЙ ОПТИЧЕСКОЙ ТОЛЩИНЫ

В настоящее время теория ионизационного равновесия оболочек, окружающих звезды, достаточно подробно разработана для наиболее часто встречающегося на практике случая, когда оптическая толщина среды в частотах субординатных континуумов τ_{ic}^0 не превосходит единицы [1—3]. Так обстоит дело, например, в планетарных туманностях, оболочках звезд типа WR и ряда других нестационарных звезд. Как показал впервые В. А. Амбарцумян [1], в случае $\tau_{ic}^0 \ll 1$ проблема сводится к рассмотрению отдельно диффузии L_c -излучения и излучения в спектральных линиях.

Задача сильно усложняется, когда ионизациями из возбужденных состояний нельзя пренебречь. Тогда степень ионизации зависит не только от величины падающего на оболочку потока от внешних источников излучения, но и от характера движения оболочки, поскольку от этого фактора зависит населенность возбужденных уровней [2]. При этом даже в случае $\tau_{ic}^0 \lesssim 1$ роль ионизаций из возбужденных состояний может быть значительной [2, 3]. Теория ионизации в оболочках большой оптической толщины ($\tau_{ic}^0 > 1$) важна при изучении ранних стадий эволюции планетарных туманностей и новых звезд.

В данной работе рассматривается диффузия излучения в движущейся плоскопараллельной среде, состоящей из атомов с тремя уровнями, причем третий уровень соответствует ионизованному состоянию. Согласно [3], такой подход возможен, если под статистическим весом третьего уровня понимать величину

$$g_3 = g^+ \frac{(2\pi mk T_e)^{3/2}}{n_e h^3}, \quad (1)$$

а также ввести эффективные ширины $\Delta\nu_{12}$ и $\Delta\nu_{23}$. Считается далее, что электронная концентрация n_e постоянна в среде и настолько мала, что переходами под действием электронных ударов можно пре-

небречь. Оптическая толщина среды в частотах ν_{12} , ν_{13} и ν_{23} может быть произвольной.

I

Пусть на единицу площади одной из границ слоя падает πS_{ik} квантов за 1 сек в частоте ν_{ik} от внешних источников излучения. Если пренебречь отрицательным поглощением, то уравнения переноса излучения в частотах ν_{12} и ν_{23} , соответствующих континууму, имеют вид

$$\eta \frac{dI_{12}}{dz} = -\alpha_{12}(1+x) I_{12} + n_2 \frac{A_{21} h \nu_{12}}{4\pi \Delta \nu_{12}}, \quad (2)$$

$$\eta \frac{dI_{23}}{dz} = -\alpha_{23} I_{23} + n_3 \frac{A_{32} h \nu_{23}}{4\pi \Delta \nu_{23}}, \quad (3)$$

где I_{ik} — интенсивность полного излучения (прямого и диффузного), идущего на глубине z под углом $\arccos \eta$ к нормали; α_{ik} — объемный коэффициент поглощения

$$\alpha_{ik} = n_i \frac{B_{ik} h \nu_{ik}}{c \Delta \nu_{ik}}, \quad (4)$$

а величина x в уравнении (2) учитывает общее поглощение

$$x = \frac{\alpha'_{12}}{\alpha_{12}}, \quad (5)$$

где α'_{12} — коэффициент общего поглощения за границей основной серии.

При рассмотрении излучения в спектральной линии следует учитывать характер движения среды. Если оболочка движется с градиентом скорости, то часть квантов, излучаемых данным объемом в линии, выходит из среды вследствие эффекта Доплера. Согласно теории движущихся оболочек звезд В. В. Соболева [2], можно при-

$$n_1 A_{11} - (1+x_1) n_1 B_{12} \rho_{12} \approx n_1 A_{11} \frac{\beta}{3}, \quad (6)$$

где

$$x_1 = \frac{\alpha'_{12}}{\alpha_{12}}, \quad (7)$$

α'_{12} — коэффициент общего поглощения в спектральной линии;

ρ_{12} — плотность излучения в линии

$$\rho_{12} = \frac{1}{c} \int I_{12} d\omega, \quad (8)$$

а величина β следующим образом выражается через градиент скорости $\frac{dv}{dz}$ и среднюю тепловую скорость атомов u в среде

$$\beta = \frac{1}{2ua_{12}} \frac{dv}{dz} \quad (9)$$

Вводя оптическую глубину за границей основной серии

$$\tau = \int_0^s a_{12} dz \quad (10)$$

и обозначая $q = a_{12}/a_{11}$, получаем

$$\beta = \frac{q}{2u} \frac{dv}{d\tau} \quad (11)$$

Обычно величина $\beta \ll 1$. Мы будем считать в дальнейшем, что β не меняется в оболочке.

Обратимся теперь к условиям стационарности. Для 1-го и 2-го уровня эти условия имеют вид

$$\begin{aligned} n_1 B_{12} \rho_{12} + n_1 B_{13} \rho_{13} &= n_1 A_{21} + n_2 A_{31}, \\ n_2 A_{31} + n_2 B_{23} \rho_{23} &= n_1 B_{12} \rho_{12} + n_2 A_{32}. \end{aligned} \quad (12)$$

Вводя здесь величины

$$K_{ik} = I_{ik} \frac{\Delta \nu_{ik}}{h \nu_{ik}}, \quad C_{ik} = \frac{n_k A_{ki}}{4\pi a_{ik}} \quad (13)$$

получаем

$$\begin{aligned} C_{12} - \bar{K}_{12} &= -q (C_{13} - \bar{K}_{13}), \\ C_{13} - \bar{K}_{12} &= s C_{12} (C_{23} - \bar{K}_{23}), \end{aligned} \quad (14)$$

где

$$\bar{K}_{ik} = \int K_{ik} \frac{d\omega}{4\pi} \quad (15)$$

При выводе второго из уравнений (14) мы воспользовались соотношением

$$\frac{a_{23}}{a_{12}} = s C_{12}, \quad (16)$$

где постоянная

$$s = \frac{4\pi B_{23} h \nu_{23}}{c A_{21} \Delta \nu_{23}} \quad (17)$$

Пусть далее p обозначает вероятность рекомбинации на первый уровень

$$p = \frac{A_{21}}{A_{21} + A_{32}}. \quad (18)$$

Тогда

$$\frac{a_{12}C_{12}}{x_{22}C_{22}} = \frac{p}{1-p} \quad (19)$$

и из соотношений (16) и (19) находим

$$C_{12} = \frac{ps}{q(1-p)} C_{12}C_{22}. \quad (20)$$

Перепишем еще уравнения переноса излучения, вводя величины C_{ik} и K_{ik} . Подставляя выражения (13) в (2), (3) и (6), получаем

$$\begin{aligned} \eta \frac{dK_{12}}{d\tau} &= C_{12} - (1+x) K_{12}, \\ \eta \frac{dK_{22}}{d\tau} &= \frac{s}{q} C_{12} (C_{22} - K_{22}), \end{aligned} \quad (21)$$

$$C_{12} = \left(1 + x_1 + \frac{\beta}{3} \right) \bar{K}_{12}.$$

Уравнения (14), (20) и (21) представляют собой систему шести уравнений, служащих для нахождения функций $K_{ik}(\tau)$ и $C_{ik}(\tau)$. Для решения этой системы воспользуемся методом Эддингтона. Из первых двух уравнений (21) имеем

$$\frac{d^2 \bar{K}_{12}}{d\tau^2} = -3(1+x) [C_{12} - (1+x) \bar{K}_{12}], \quad (22)$$

$$\frac{d}{d\tau} \left[\frac{1}{C_{12}} \frac{d\bar{K}_{22}}{d\tau} \right] = -\frac{3s^2}{q^2} C_{12} (C_{22} - \bar{K}_{22}). \quad (23)$$

Исключая из уравнений (14) и (20)–(23) величины C_{ik} , находим

$$\left. \begin{aligned} \frac{d^2 \bar{K}_{12}}{d\tau^2} &= \frac{3}{q} (1+x) \left(x_1 + \frac{\beta}{3} \right) \bar{K}_{12} + 3x(1+x) \bar{K}_{12} \\ \frac{d}{d\tau} \left[\frac{1}{\bar{K}_{12}} \frac{d\bar{K}_{22}}{d\tau} \right] &= -\frac{3s}{q^2} \left(x_1 + \frac{\beta}{3} \right) \bar{K}_{12} \\ \bar{K}_{22} &= \frac{q(1-p)}{ps} \frac{\bar{K}_{12}}{\bar{K}_{12}} - \frac{x_1 + \frac{\beta}{3}}{ps} \end{aligned} \right\} \quad (24)$$

Таким образом, мы получили систему трех уравнений, в которые входят только $\bar{K}_{ik}$. Из (24) нетрудно получить одно уравнение для функции $\bar{K}_{13}(\tau)$. Введем следующие обозначения:

$$\bar{K}_{13}(\tau) = S_{13} y(\tau), \quad (25)$$

$$a = \frac{1-p}{p} (1+x)^2 \left(\frac{\beta + 3x_1}{s S_{13}} \right)^2, \quad (26)$$

$$b = 3x(1+x). \quad (27)$$

Тогда искомое уравнение имеет вид

$$a \frac{d}{d\tau} \left[\frac{1}{y'' - by} \frac{d}{d\tau} \left(\frac{y}{y'' - by} \right) \right] = -y'' + by. \quad (28)$$

Вид граничных условий для уравнения (28) зависит от конкретной задачи, которую необходимо решить.

Знание функции $y(\tau)$ позволяет определить степень возбуждения и ионизации атомов в среде. Из (13) имеем:

$$\frac{n_k}{n_1} = \frac{4\pi B_{1k} h\nu_{1k}}{c A_{k1} \Delta\nu_{1k}} C_{1k}, \quad (k = 2, 3). \quad (29)$$

Полагая здесь $k = 3$ и подставляя C_{13} из уравнения (22), находим, что степень ионизации равна

$$\frac{n_2}{n_1}(\tau) = \frac{4\pi B_{13} h\nu_{13}}{c A_{31} \Delta\nu_{13}} S_{13} (1+x) \left[y(\tau) - \frac{1}{3(1+x)^2} y''(\tau) \right]. \quad (30)$$

Следует отметить, что в случае неподвижной оболочки (если не учитывать общее поглощение) из соотношений (26), (28) и (30) следует, что степень ионизации линейно зависит от оптической глубины τ . Этот вывод был сделан впервые В. А. Амбарцумяном [3].

II

Перейдем теперь к решению основного уравнения (28). Домножая его на выражение, стоящее в (28) в квадратных скобках, получаем

$$\frac{a}{2} \left[\frac{1}{y'' - by} \frac{d}{d\tau} \left(\frac{y}{y'' - by} \right) \right]^2 = -\frac{y}{y'' - by} + A, \quad (31)$$

где A — произвольная постоянная. Введем в (31) функцию $\xi(y)$ согласно формуле

$$\frac{dy}{d\tau} = \xi(y). \quad (32)$$

Тогда получим следующее дифференциальное уравнение второго порядка для $\xi(y)$

$$\frac{a}{2} \left[\frac{\xi}{\xi\xi' - by} \frac{d}{dy} \left(\frac{y}{\xi\xi' - by} \right) \right]^2 = - \frac{y}{\xi\xi' - by} + A. \quad (33)$$

Если в (33) обозначить

$$V(\xi) = \frac{y}{\xi\xi' - by}, \quad (34)$$

то для $V(\xi)$ получается уравнение с разделяющимися переменными

$$\frac{a}{2} \left[(1 + bV) \frac{dV}{d\xi} \right]^2 = A - V, \quad (35)$$

откуда

$$-2\sqrt{A - V} \left(1 + \frac{2Ab}{3} + \frac{b}{3} V \right) = D \pm \sqrt{\frac{2}{a}} \xi. \quad (36)$$

Таким образом, функция $V(\xi)$ может считаться известной. Перепишем (34) в виде

$$y dy = \frac{V(\xi) \xi d\xi}{1 + bV(\xi)}. \quad (37)$$

Отсюда следует

$$y^2 = 2 \int \frac{V(\xi) \xi d\xi}{1 + bV(\xi)} + C. \quad (38)$$

Находя из соотношения (38) функцию $\xi(y)$ и подставляя ее в (32), можно найти $y(\tau)$. Однако удобнее представить решение в параметрическом виде. Пусть

$$g(\xi) = \sqrt{2 \int \frac{V(\xi) \xi d\xi}{1 + bV(\xi)} + C}, \quad (39)$$

так что

$$y = g(\xi). \quad (40)$$

Дифференцируя (40) по τ , получаем

$$\frac{dy}{d\tau} = g'(\xi) \frac{d\xi}{d\tau} \quad \text{или} \quad \xi = g'(\xi) \frac{d\xi}{d\tau}, \quad (41)$$

что дает

$$\tau = \int g'(\xi) \frac{d\xi}{\xi} + B. \quad (42)$$

Итак, общее решение уравнения (28) представлено формулами (40) и (42), причем функции $g(\xi)$ и $V(\xi)$ должны находиться из соотношений (36) и (39).

III

Применим найденные формулы к случаю, когда среда представляет собой сферически-симметричную оболочку, толщина которой мала по сравнению с расстоянием от центральной звезды (модель Милна). Предположим, что общим поглощением за границей основной серии можно пренебречь. Тогда

$$a = \frac{1-p}{p} \left(\frac{\beta + 3x_1}{s S_{13}} \right)^2 \quad (43)$$

и $b = 0$. Находя из (36) функцию $V(\xi)$ и подставляя ее в (39), получаем

$$g(\xi) = \sqrt{\frac{2}{a} \left(-\frac{1}{8} \xi^4 + \frac{A}{3} \xi^3 + \frac{D}{2} \xi^2 + C \right)}. \quad (44)$$

Рассмотрим случай, когда оптическая толщина оболочки за границей основной серии τ_{13}^0 велика. Принимая, что степень ионизации на внешней границе оболочки приближенно равна нулю, запишем граничные условия в виде

$$\left. \begin{aligned} H_{13}(0) &= \frac{1}{4} S_{13}, & H_{23}(0) &= \frac{1}{4} S_{23}, \\ \bar{K}_{13}(\tau_{13}^0) &= 0, & H_{23}(\tau_{13}^0) &= \frac{1}{2} \bar{K}_{23}(\tau_{13}^0), \end{aligned} \right\} \quad (45)$$

где

$$H_{ik} = \int \eta K_{ik} \frac{d\omega}{4\pi}. \quad (46)$$

Определение постоянных интегрирования приводит к следующим выражениям:

$$\left. \begin{aligned} A &= -\frac{3}{4} \left(1 + \frac{S_{23}}{S_{13}} \right), & B &= - \left[\int g'(\xi) \frac{d\xi}{\xi} \right]_{\xi=-\frac{3}{4}} \\ C &= 0, & D &= \frac{a}{3(1-p)} \left(1 + \frac{\gamma}{\beta + 3x_1} \right), \end{aligned} \right\} \quad (47)$$

где

$$\gamma = \frac{3ps}{2} \left(S_{13} + S_{23} \right). \quad (48)$$

Подставляя эти значения в формулы (40), (42) и (44), получаем решение в следующем окончательном виде:

$$\left. \begin{aligned} y &= G(x), \\ \tau &= H\left(\frac{3}{4}\right) - H(x), \quad 0 \leq x \leq \frac{3}{4}, \end{aligned} \right\} \quad (49)$$

где функции $G(x)$ и $H(x)$ равны

$$G(x) = x \sqrt{-\sigma x^2 + \rho x + \frac{1}{\lambda^2}}, \quad (50)$$

$$\begin{aligned} H(x) = \frac{2}{x} G(x) - \frac{\rho}{2\sqrt{\sigma}} \arcsin \frac{\rho - 2\sigma x}{\sqrt{\rho^2 + \frac{4\sigma}{\lambda^2}}} - \\ - \frac{1}{\lambda} \ln \left[\rho + \frac{2}{\lambda^2 x} + \frac{2}{\lambda x^2} G(x) \right], \end{aligned} \quad (51)$$

а постоянные

$$\sigma = \frac{1}{4a}, \quad \rho = \frac{1}{2a} \left(1 + \frac{S_{23}}{S_{13}} \right), \quad \lambda = \sqrt{3(1-p) \frac{\beta + 3x_1}{\beta + 3x_1 + \gamma}}. \quad (52)$$

Найдем теперь оптическую толщину оболочки в частоте ν_{23} . Обозначая ее посредством τ_{23}^0 , получаем из (16) и первого из уравнений (24)

$$\tau_{23}^0 \approx \frac{s}{q} \int_0^{\frac{3}{4}} C_{12}(\tau) d\tau = \frac{3}{4} \frac{s S_{13}}{\beta + 3x_1}. \quad (53)$$

Если $\tau_{23}^0 \ll 1$, то, как это видно из (43), величина $a \gg 1$, так что σ и ρ малы по сравнению с λ^{-2} . При этих условиях функции G и H равны

$$\begin{aligned} G(x) &\approx \frac{x}{\lambda}, \\ H(x) &\approx \text{const} + \frac{\ln x}{\lambda}, \end{aligned} \quad (54)$$

Из (49) и (54) следует

$$y(\tau) \approx \frac{3}{4\lambda} e^{-\lambda\tau}. \quad (55)$$

Подставляя (55) в (30), находим следующее выражение для степени ионизации в случае, когда оптическая толщина оболочки в субординатном континууме меньше 1:

$$\frac{n_2}{n_1} = \frac{4\pi B_{12} h\nu_{12}}{c A_{31} \Delta\nu_{12}} \frac{(3 - \lambda^2)}{4\lambda} S_{12} e^{-\lambda\tau}, \quad (56)$$

где λ определяется формулой (52). Выражение (56) было получено ранее В. В. Соболевым [2].

В качестве примера по формулам (49)–(51) были вычислены значения функции $f(\tau) \equiv y(\tau) - \frac{1}{3} y''(\tau)$, определяющей, согласно (30), характер изменения степени ионизации в оболочке. При этом считалось, что центральная звезда излучает как абсолютно черное тело с температурой $T_* = 5 \cdot 10^4$ К; температура оболочки принималась равной 10^4 К. Результаты вычислений, проведенных для значений $\tau_{23}^0 = 0.01; 1.0$ и 10.0 , представлены на рис. 1.

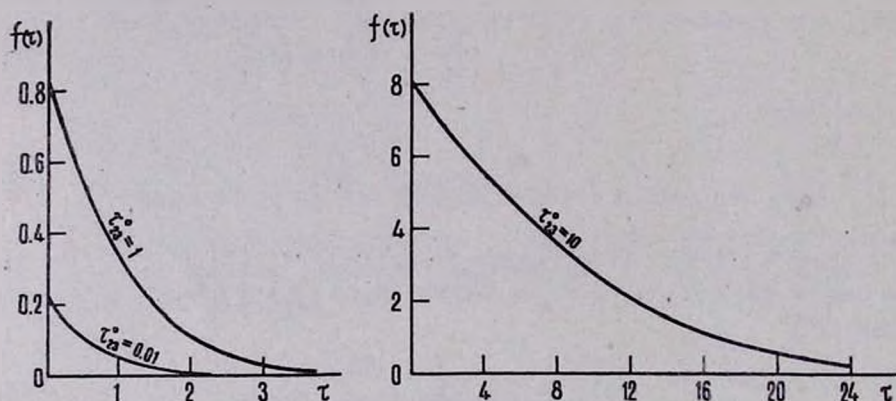


Рис. 1.

Ч. 1.

Заметим, что при $\tau \gg 1$ (что соответствует малым значениям параметра x) независимо от величины τ_{23}^0 для $y(\tau)$ получается выражение (55). Таким образом, в достаточно глубоких слоях среды степень ионизации экспоненциально падает с ростом τ .

IV

Приведенные выше формулы определяют зависимость степени ионизации от оптической глубины за границей основной серии τ . Для того чтобы связать степень ионизации с геометрической глубиной в оболочке, введем, следуя [4], предельную оптическую глубину в частоте ν_{12} , когда все атомы находятся в основном состоянии

$$\tau^* = \int_0^{\infty} \left(1 + \frac{n_2}{n_1} + \frac{n_3}{n_1} \right) \alpha_{12} dz = \int_0^{\infty} \left(1 + \frac{n_2}{n_1} + \frac{n_3}{n_1} \right) d\tau. \quad (57)$$

Воспользовавшись для нахождения функции $\frac{n_2}{n_1}(\tau)$ формулами (29), (21) и (24), а также учитывая выражение (30) для $\frac{n_2}{n_1}(\tau)$, из (57) получаем

$$\tau^* = \tau + \int_0^{\tau} (\delta y - \delta_1 y'') d\tau, \quad (58)$$

где постоянные

$$\begin{aligned} \delta &= \frac{4\pi B_{12} h \nu_{12}}{c \Delta \nu_{12} A_{21}} S_{12} (1 + \kappa) \left[1 - \frac{A_{21}}{A_{21}} \frac{3\kappa}{(1 + \kappa)(\beta + 3\kappa_1)} \right], \\ \delta_1 &= \frac{4\pi B_{12} h \nu_{12}}{c \Delta \nu_{12} A_{21}} \frac{S_{12}}{3(1 + \kappa)} \left[1 - \frac{A_{21}}{A_{21}} \frac{3}{\beta + 3\kappa_1} \right]. \end{aligned} \quad (59)$$

Поскольку функция $y(\tau)$ известна, соотношение (58) определяет искомую зависимость $\tau = \tau(\tau^*)$, так что изменение степени ионизации с геометрической глубиной в оболочке может считаться известным. После нахождения температуры оболочки может быть также сделан расчет непрерывного спектра.

Следует отметить, что задача, подобная рассмотренной в данной статье, возникает и при изучении обычных звездных атмосфер, если не предполагать наличие в них локального термодинамического равновесия. В этом случае величина β означает долю фотонов, выходящих из атмосферы вследствие перераспределения по частотам.

23 марта 1968 г.

Վ. ՅՈՒ. ՏԵՐԵՐՈՒԺ

ԻՌՆԱՅՈՒՄԸ ՄԵԾ ՕՊՏԻԿԱԿԱՆ ՀԱՍՏՈՒԹՅՈՒՆ ՈՒՆԵՑՈՂ
ՇԱՐԺՎՈՂ ԹԱՂԱՆԹՆԵՐՈՒՄ

Ա մ փ ո փ ու մ

Պենարկվում է աստղերի և արողի նախալին կոնսինումների հաճախականությունների տիրույթում անթափանցելի՝ չարժվող թաղանթների իոնացման աստիճանը, Այդ նպատակով դիտարկվում է երեք մակարդակների աստիճաններից բաղկացած միջավայրում տեղի ունեցող ճառագայթման դիֆուզիան, ընդ որում երրորդ մակարդակը համապատասխանում է իոնաբեմբված վիճակին: Միջավայրի շարժումը հաշվի է առնվում Վ. Վ. Սորոկինի առաջարկած պայմանի օգնությամբ [2], խնդրի լուծումը ստացված է այն ենթադրությամբ, որ բացասական կլանումը և էլեկտրոնային հարվածներով պայմանավորված անցումները կարելի է անտեսել:

THE IONISATION IN MOVING ENVELOPES OF LARGE
OPTICAL THICKNESS

S u m m a r y

The question of the degree of ionisation in the moving star's envelopes, opaque for the frequencies of subordinate continuums, is studied. For this purpose the diffusion of the radiation in a medium, consisting of atoms having three levels, — the third level corresponding to the ionised state, — is considered. The movement of the medium is taken into account by applying the condition given by V. V. Sobolev [2]. The solution of the problem is obtained under the assumption that the stimulated emission and transitions, caused by electron encounters, may be neglected.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. В. А. Амбарцумян, Изв. Пулк. обс., 13, № 114, 1, 1933.
2. В. В. Соболев, Движущиеся оболочки звезд, Изд. АГУ, 1947.
3. V. A. Ambartsumian, M. N., 95, 469, 1935.
4. В. А. Амбарцумян, ДАН АрмССР, 39, 159, 1964.

Р. С. ВАРДАНЫН, Н. Б. ЕНГИБАРЯН

ОБ ОДНОЙ НЕЛИНЕЙНОЙ ЗАДАЧЕ ПЕРЕНОСА ИЗЛУЧЕНИЯ В НЕПРЕРЫВНОМ СПЕКТРЕ

Применение метода самосогласованных оптических глубин, введенного в теорию переноса излучения В. А. Амбарцумяном [1, 2], дало возможность строго рассмотреть ряд нелинейных задач [3—5].

Следует отметить, что можно расширить круг применимости идеи о самосогласовании, связанном также с разными другими параметрами, характеризующими оптические свойства среды и состояние поля излучения.

Рассмотрим следующую задачу.

Пусть плоско-параллельный слой равномерно заполнен атомами, которые могут находиться в двух состояниях—основном и ионизованном. Обозначим через $E_0 = h\nu_0$ энергию активации отдельного атома, через z_0 полную геометрическую толщину слоя, а через n —число атомов в 1 см^3 . Последнее постоянно в среде.

Пусть среда сверху освещена излучением, распределение которого по направлениям и частотам описывается интенсивностью $I(r)$. Тогда в каждой точке среды с геометрической глубиной z создается определенное поле излучения $I(z, r)$, распределение атомов по состояниям и распределение свободных электронов по энергиям.

Обозначим через $n_1 = n_1(z)$ и $n^+ = n^+(z)$ концентрацию неионизованных и ионизованных атомов соответственно на глубине z .

При этом

$$n_1(z) + n^+(z) = n. \quad (1)$$

Обозначим также через $n_e(\nu, z) d\nu$ число свободных электронов в 1 см^3 на глубине z с энергиями $E - h(\nu - \nu_0) \leq E \leq h(\nu - \nu_0) + h_0 d\nu$.

Ввиду предположения об отсутствии дважды и более ионизованных атомов имеем

$$\int_{\nu_0}^{\infty} n_e(\nu, z) d\nu = n^+(z). \quad (2)$$

Будем предполагать, что имеет место максвелловское распределение свободных электронов по энергиям с некоторой температурой T_e , постоянной для всей среды и зависящей от интегральных характеристик состояния поля излучения.

Такое предположение обусловлено большей подвижностью свободных электронов по сравнению с ионами.

Согласно сделанному предположению,

$$n_e(\nu, z) = n^+(z) f(\nu, T_e), \quad (3)$$

где

$$f(\nu, T_e) = \frac{8\pi m^2 h}{(2\pi m k T_e)^3} e^{-\frac{h(\nu - \nu_0)}{k T_e}} (\nu - \nu_0). \quad (4)$$

Уравнение переноса имеет следующий вид:

$$\eta \frac{\partial I_r}{\partial r} = -I_r k [n_1 - \varphi(\nu, T_e) (n^+)^2] + \frac{1}{2} \varphi_4(\nu, T_e) (n^+)^2; \quad (5)$$

с условиями

$$I_r(0, \eta) = I_r^0(\eta), \text{ при } \eta > 0 \text{ и } I_r(z_0, \eta) = 0, \text{ при } \eta < 0. \quad (6)$$

Условие стационарности дает

$$\begin{aligned} & - \int_{\nu_0}^{\infty} \frac{k_\nu}{h\nu} S_\nu [n_1 - \varphi_1(\nu, T_e) n^{+2}] d\nu + \int_{\nu_0}^{\infty} \frac{\varphi_4(\nu, T_e)}{h\nu} n^{+2} d\nu - \\ & - n_1 n^+ \psi_1(T_e) + n^{+2} \psi_3(T_e), \end{aligned} \quad (7)$$

где

$$S_\nu = \int_{-1}^1 I_r dr; \quad \psi_3(T_e) = \psi_2(T_e) + \int_{\nu_0}^{\infty} \frac{\varphi_4(\nu, T_e)}{h\nu} d\nu,$$

k_ν — коэффициент поглощения, приходящийся на один неионизованный атом;

$$\varphi(\nu, T_e) = \varphi_1(\nu, T_e) + \varphi_2(\nu, T_e) + \varphi_3(\nu, T_e), \text{ притом:}$$

$\varphi_1(\nu, T_e) n^{+2}$ — учитывает отрицательное поглощение,

$\varphi_2(\nu, T_e) n^{+2}$ — учитывает поглощение свободными электронами,

$\varphi_3(\nu, T_e) n^{+2}$ — учитывает вынужденные свободно-свободные переходы с излучением,

$\psi_1(T_e) n_1 n^+$ — учитывает электронные удары первого рода,

$\psi_2(T_e) n^{+2}$ — учитывает электронные удары второго рода,

$\varphi_4(\nu, T_e) n^{+2}$ — учитывает рекомбинации электронов на ионах.

$\varphi_4(\nu, T_e)$ можно представить в виде $\varphi_4(\nu, T_e) = \beta_1(\nu) f(\nu, T_e)$, где $\beta_1(\nu)$ — эффективное поперечное сечение захвата электрона с энергией $h\nu$ на основной уровень.

При решении задачи значение электронной температуры T_e будем считать заданным. После решения задачи (при всех значениях этого параметра T_e) его можно определить из условия баланса энергии свободных электронов.

Займемся формальным решением уравнений (5), (7) при произвольных функциях $\varphi_1, \varphi_2, \varphi_3, \varphi_4, \psi_1, \psi_2$.

Представим функции $\varphi(\nu, T_e)$ и $\psi(\nu, T_e)$ в виде

$$\varphi(\nu, T_e) = \bar{\varphi}(T_e) + [\varphi(\nu, T_e) - \bar{\varphi}(T_e)], \quad (8)$$

$$\varphi_1(\nu, T_e) = \bar{\varphi}_1(T_e) + [\varphi_1(\nu, T_e) - \bar{\varphi}_1(T_e)], \quad (9)$$

где функции $\varphi - \bar{\varphi}$ и $\varphi_1 - \bar{\varphi}_1$ должны удовлетворять требованию

$$\|\varphi - \bar{\varphi}\|_{C_0(0 < \nu < \infty)} = \min, \quad (10)$$

$$\|\varphi_1 - \bar{\varphi}_1\|_{C_0(0 < \nu < \infty)} = \min. \quad (11)$$

Из условий (10) и (11) следует

$$\bar{\varphi}(T_e) = \frac{1}{2} [\min_{\nu \in (0, \infty)} \varphi(\nu, T_e) + \max_{\nu \in (0, \infty)} \varphi(\nu, T_e)], \quad (12)$$

$$\bar{\varphi}_1(T_e) = \frac{1}{2} [\min_{\nu \in (0, \infty)} \varphi_1(\nu, T_e) + \max_{\nu \in (0, \infty)} \varphi_1(\nu, T_e)]. \quad (13)$$

Целесообразность представления функций φ и φ_1 в виде (8) и (9) будет ясна из дальнейшего изложения.

Рассмотрим следующее уравнение относительно функции $F(\nu, z, \eta, \varepsilon, T_e)$:

$$\eta \frac{\partial F}{\partial r} = -Fk, [n_1 - \bar{\varphi}(T_e) n^{+2}] + \varepsilon F[\varphi - \bar{\varphi}]k, n^{+2} + \frac{1}{2} \varphi_4(\nu, T_e) n^{+2}; \quad (14)$$

с условиями

$$F(\nu, 0, \eta, \varepsilon, T_e) = I_\nu^\eta(\eta) \text{ при } \eta > 0 \text{ и } F(\nu, z_0, \eta, \varepsilon, T_e) = 0 \text{ при } \eta < 0. \quad (15)$$

Связь между n_1, n^+ и F дается соотношениями

$$-U[n_1 - \bar{\varphi}_1 n^{+2}] + \varepsilon V n^{+2} - \psi_1 n_1 n^{+2} + \psi_2 n^{+2}; \quad (16)$$

и

$$n_1 + n^+ = n, \quad (17)$$

где

$$U = \int_{\nu_0}^{\infty} \frac{k_\nu}{h\nu} d\nu \int_{-1}^1 F d\gamma_i; \quad (18)$$

$$V = \int_{\nu_0}^{\infty} \frac{k_{\nu}}{h\nu} d\nu. \quad (19)$$

Очевидно, что

$$F(\nu, z, \eta, 1, T_*) = I(z, \eta, T_*). \quad (20)$$

Представим функции F, U, V, n_1, n^+ в виде разложения по степеням ε :

$$F = \sum_{k=0}^{\infty} F_k \varepsilon^k, \quad (21)$$

$$U = \sum_{k=0}^{\infty} U_k \varepsilon^k, \quad (22)$$

$$V = \sum_{k=0}^{\infty} V_k \varepsilon^k, \quad (23)$$

$$n_1 = \sum_{k=0}^{\infty} n_{1k} \varepsilon^k, \quad (24)$$

$$n^+ = \sum_{k=0}^{\infty} n_k^+ \varepsilon^k. \quad (25)$$

Для функции F_0 получаем

$$\eta \frac{\partial F_0}{\partial z} = -k_0 F_0 [n_{10} - \bar{\varphi} n_0^{+2}] + \frac{1}{2} \varphi_4 n_0^{+2}, \quad (26)$$

$$-U_0 [n_{10} - \bar{\varphi}_1 n_0^{+2}] + n_0^{+2} \psi_3 - n_{10} n_0^+ \psi_1 = 0, \quad (27)$$

где

$$U_0 = U(z, 0, T_*) = \int_{\nu_0}^{\infty} \frac{k_{\nu}}{h\nu} d\nu \int_{-1}^1 F dr. \quad (28)$$

Займемся определением функции F_0 .

Следуя методу самосогласованных оптических глубин, введем y посредством соотношения

$$dy = k_0 [n_{10} - \bar{\varphi}(T_*) n_0^{+2}] dz, \quad (29)$$

$$y = k_0 \int_0^z [n_{10} - \bar{\varphi}(T_*) n_0^{+2}] dz, \quad (30)$$

$$u_0 = k_0 \int_0^{z_0} [n_{10} - \bar{\varphi}(T_e) n_0^{+2}] dz, \quad (31)$$

где $k_0 = k_{\nu_0}$.

y_0 пока не определено.

Обозначив $F_0(\nu, z, \tau_1, T_e) = F_0^*(\nu, y, \tau_1, T_e)$, а $U_0(z, \tau_1, T_e) = U_0^*(y, \tau_1, T_e)$, вместо (26) получим

$$\tau_1 \frac{\partial F_0^*}{\partial y} = -\bar{k}_\nu F_0^* + \frac{1}{2} \varphi_4 \frac{n_0^{+2}}{k_0 [n_{10} - \bar{\varphi} n_0^{+2}]}, \quad (32)$$

где $\bar{k}_\nu = \frac{k_\nu}{k_0}$.

Решение уравнения (32) с условиями (15) (при $\varepsilon = 0$) сводится к решению следующего интегрального уравнения относительно функции

$$U_0^*(y, T_e) = \int_0^\infty \frac{k_\nu}{h\nu} d\nu \int_0^1 I_0^0(\tau_1) e^{-\frac{\bar{k}_\nu y}{\tau_1}} d\tau_1 + \int_0^{y_0} \frac{n_0^{+2}}{k_0 [n_{10} - \bar{\varphi} n_0^{+2}]} K_0(|y - y_1|) dy_1, \quad (33)$$

где ядро $K_0(x)$ имеет следующий вид

$$K_0(x) = \int_0^\infty \frac{k_\nu \varphi_4(\nu, T_e)}{h\nu} E_1(\bar{k}_\nu x) d\nu. \quad (34)$$

Из (17) и (27) n_{10} и n_0 выражается через U_0

$$n_0 = \frac{-U_0 + n\psi_1 - \sqrt{D}}{2[\tau_1 U_0 + \psi_1 + \psi_3]}, \quad (35)$$

$$n_{10} = n - \frac{-U_0 + n\psi_1 - \sqrt{D}}{2[\tau_1 U_0 + \psi_1 + \psi_3]}, \quad (36)$$

где $D = (U_0 - n\psi_1)^2 - 4U_0 n[\tau_1 U_0 + \psi_1 + \psi_3]$.

Подставляя их выражения в (33), получим интегральное уравнение существенно гаммерштейнова типа относительно функции

$$U_0^*(y, y_0, T_e) = \int_0^\infty \frac{k_\nu}{h\nu} d\nu \int_0^1 I_0^0(\tau_1) e^{-\frac{\bar{k}_\nu y}{\tau_1}} d\tau_1 + \int_0^{y_0} \Phi(U_0^*) K_0(|y - y_1|) dy_1. \quad (37)$$

В случае $\psi_1 = 0$ выражение для $\Phi(U_0^*)$ принимает следующий простой вид:

$$\Phi(U_0^*) = \frac{U_0^*}{[\bar{\varphi} - \bar{\varphi}_1] U_0^* + \psi_2}. \quad (38)$$

Для определения значения параметра y_0 нужно пользоваться соотношением

$$z_0 = \int_0^{y_0} \frac{dy}{k_0 [n_{10} - \bar{\varphi}(T_*) n_0^{+2}]}, \quad (39)$$

где вместо n_{10} и n_0^+ нужно подставить их выражения из (35) и (36) через U_0^* , причем $U_0^* = U_0^*(y, y_0, T_*)$ — решение уравнения (38).

Воспользовавшись соотношениями (21), (24), (25) и уравнениями (14), (17), относительно функции $F_1(v, z, \eta, T_*)$ получаем следующее уравнение

$$\eta \frac{\partial F_1}{\partial z} = -k_* F_1 [n_{10} - n_0^{+2} \bar{\varphi}] + n_1^+ [k_* F_0 (1 + 2\bar{\varphi} n_0^+) + \varphi_4 n_0^+] \quad (40)$$

с условиями

$$F_1(v, 0, \eta, T_*) = 0 \text{ при } \eta > 0 \text{ и } F_1(v, z_0, \eta, T_*) = 0 \text{ при } \eta < 0. \quad (41)$$

Используя соотношения (22), (24), (25), (17) и уравнение (16), получим

$$n_1^+ = \frac{U_1 [n_{10} - 2n_0^{+2} \bar{\varphi}_1] - V_0 n_0^{+2}}{2n_0^+ \psi_2 + n_0^+ \psi_1 - n_{10} \psi_1 - 2\bar{\varphi}_1 U_0 n_0^+}. \quad (42)$$

Переходя в уравнении (40) к аргументу y посредством соотношения (29) и подставляя вместо n_1^+ его выражение через $U_1^*(y, T_*)$ (причем $U_1^*(y, T_*) = U_1(z, T_*)$), получаем следующее линейное интегро-дифференциальное уравнение относительно функции $F_1^*(y, T_*) = F_1(z, T_*)$

$$\eta \frac{\partial F_1^*}{\partial y} = -\bar{k}_* F_1^* + W_1 U_1^* + W_2 \quad (43)$$

с условиями

$$F_1^*(v, 0, \eta, T_*) = 0 \text{ при } \eta > 0 \text{ и } F_1^*(v, y_0, \eta, T_*) = 0 \text{ при } \eta < 0, \quad (44)$$

где

$$W_1(y, v, \eta, T_*) = \frac{[n_{10} - n_0^{+2} \bar{\varphi}_1] [\bar{k}_* F_0 (1 + 2\bar{\varphi} n_0^+) + \varphi_4 n_0^+]}{k_0 [n_{10} - n_0^{+2} \bar{\varphi}] [2n_0^+ \psi_2 + n_0^+ \psi_1 - n_{10} \psi_1 + 2\bar{\varphi}_1 n_0^+ U_0^+]}, \quad (45)$$

$$W_2(y, \nu, \eta, T_e) = \frac{[\varphi - \bar{\varphi}] \bar{k}_\nu F_0 n^{+2}}{k_0 [n_{10} - n_0^{-2} \bar{\varphi}]} - \frac{V_0 n_0^{+2} [k_\nu F_0 (1 + 2\bar{\varphi} n_0^+) + \varphi_4 n_0^+]}{k_0 [n_{10} - n_0^{-2} \bar{\varphi}] [2\psi_3 n_0^+ + n_0^+ \psi_1 - n_{10} \psi_1 - 2\bar{\varphi}_1 n_0^+ U_0^+]}. \quad (46)$$

Уравнение (43) с условиями (44) эквивалентно следующему линейному интегральному уравнению Фредгольма второго рода

$$U_1^*(y, T_e) = g_1(y, T_e) + \int_0^{y_0} U_1^*(y, T_e) K_1(y, |y - y_1|) dy_1, \quad (47)$$

где

$$K_1(x, y) = \int_0^{\infty} \frac{k_\nu}{h\nu} d\nu \int_0^1 W_1(x, \nu, \eta, T_e) e^{-\frac{\bar{k}_\nu y}{\eta}} \frac{d\eta}{\eta}, \quad (48)$$

$$g_1(y, T_e) = \int_0^{y_0} dy_1 \int_0^{\infty} \frac{k_\nu}{h\nu} d\nu \int_0^1 W_2(y, \nu, \eta, T_e) e^{-\frac{\bar{k}_\nu |y - y_1|}{\eta}} \frac{d\eta}{\eta}. \quad (49)$$

Отметим, что определение функций $F_k(y, T_e) = F_k(z, T_e)$ $k \geq 2$ также сводится к решению линейных уравнений Фредгольма второго рода.

Из (20) и (21) следует

$$I_\nu(z, \eta, T_e) = \sum_{k=0}^{\infty} F_k(\nu, z, \eta, 1, T_e) \approx F_0 + F_1, \quad (50)$$

или, переходя к аргументу y , имеем

$$I_\nu^*(y, \eta, T_e) \approx F_0^*(\nu, y, \eta, T_e) + F_1^*(\nu, y, \eta, T_e). \quad (51)$$

Напомним, что при решении задачи значение электронной температуры T_e считалось неизвестным. Для определения T_e можно пользоваться следующим соотношением, выражающим условие баланса энергии свободных электронов во всей среде

$$\int_0^{y_0} \frac{dy}{n_{10} - \bar{\varphi} n_0^{+2}} \left\{ \int_{\nu_0}^{\infty} k_\nu S_\nu \left[\left(1 - \frac{\nu_0}{\nu} \right) (n_1 - \bar{\varphi}_1 n^{+2}) + n^{+2} (\varphi_1 - \varphi_2) \right] d\nu + \right. \\ \left. + [n^{+2} \psi_3 - n_1 n^{+2} \psi_1] h\nu_0 \right\} = 0. \quad (52)$$

В заключение авторы выражают благодарность академику В. А. Амбарцумяну за обсуждение и ценные замечания.

Институт физических исследований
АН АрмССР

Институт математики и механики
АН АрмССР

15 апреля 1968 г.

Ռ. Ս. ՎԱՐԴԱՆԻԱՆ, Ն. Բ. ԵՆԳԻԲԱՐԻԱՆ

ԱՆԸՆԴՀԱՏ ՍՊԵԿՏՐՈՒՄ ՃԱՌԱԳԱՅԹՄԱՆ ՏԵՂԱՓՈԽՄԱՆ ՄԻ ՈՉ
ԳԾԱՅԻՆ ԽՆԴՐԻ ՄԱՍԻՆ

Ա մ փ ո փ ո լ մ

Դիտարկվում է հարթ-զուգահեռ շերտում անընդհատ սպեկտրում ճառագայթման տեղափոխման ոչ գծային խնդիրը, եթե միջավայրը կազմող ատոմները ունեն երկու՝ հիմնական և իոնացված վիճակներ: Խնդրի լուծման համար կիրառվում է Համբարձումյանի՝ ինքնահամաձայնեցված օպտիկական խորութիւնների մեթոդը:

R. S. VARDANIAN, N. B. YENGIBARIAN

ON ONE PROBLEM OF THE RADIATION TRANSFER IN CONTINUUM

S u m m a r y

The non-linear problem of the radiation transfer in the plane-parallel layers, when the layers consist of atoms with two energetic levels—basic and ionisation, is considered.

For solution of the problem Ambarzumian's method of self-coordinated optical depths is applied.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. В. А. Амбарцумян, ДАН АрмССР, 39, 159, 1964.
2. В. А. Амбарцумян, Сб. Теория звездных спектров, М., 1966.
3. Н. Б. Енибарян, Астрофизика, 1, 297, 1965.
4. Н. Б. Енибарян, Астрофизика, 2, 31, 1966.
5. В. Ю. Терзибид, Астрофизика, 3, 281, 1967.

И. Д. КАРАЧЕНЦЕВ, В. Ю. ТЕРЕБИЖ

ПРОЦЕССЫ ДЕЛЕНИЯ И НЕСТАЦИОНАРНОСТЬ СИСТЕМ ГАЛАКТИК

1. ВВЕДЕНИЕ

Одной из важнейших проблем внегалактической астрономии является выяснение вопроса о характере динамического состояния систем галактик. В настоящее время существует два принципиально различных подхода к решению этого вопроса. Согласно мнению, разделяемому многими исследователями (см., например, [1, 2]), большинство систем галактик имеет отрицательную полную энергию и находится в стационарном состоянии. Наиболее убедительные аргументы в пользу этого мнения приводятся для богатых скоплений галактик и формулируются обычно следующим образом:

а) высокая степень симметрии сферических скоплений указывает на стационарность их;

б) распределение плотности в скоплениях соответствует изотермическому;

в) распределение скоростей в некоторых скоплениях близко к максвелловскому;

г) в скоплениях заметна сегрегация ярких и слабых галактик;

д) положительный знак энергии у скоплений противоречит тому факту, что большинство галактик входит в скопления.

С другой стороны, результаты исследований В. А. Амбарцумяна [3—5] и Б. Е. Маркаряна [6, 7] определенно показали, что часть систем галактик находится в нестационарном состоянии и, следовательно, образовалась сравнительно недавно. Следующие факты свидетельствуют о нестационарности ряда конкретных групп и скоплений галактик:

а) сильные отклонения в числе кратных систем от ожидаемого при диссоциативном равновесии;

б) существенная часть кратных систем галактик является системами типа Трапедии;

в) значительное число образований типа „цепочек“ галактик как в скоплениях, так и между ними;

г) дисперсия скоростей во многих группах и скоплениях галактик слишком велика для того, чтобы они представляли собой устойчивые системы (большие значения так называемых вириальных масс).

Возможно, что решению проблемы стационарности систем галактик может помочь рассмотрение вопросов их образования и эволюции. Существует две точки зрения на процессы, которые привели к наблюдаемому теперь распределению галактик; обе они основаны на рассмотрении последовательной фрагментации вещества, однако начальное состояние этого вещества предполагается различным. Согласно первой, исторически более ранней точке зрения, галактики образуются путем фрагментации непрерывной разреженной среды и последующего сгущения получающихся фрагментов после каждой стадии фрагментации. Другая концепция, согласно которой образование галактик происходит путем деления их ядер, была выдвинута и обоснована В. А. Амбарцумяном [8]. В ней предполагается фрагментация плотных образований с последующей экспансией фрагментов после каждой стадии фрагментации.

Вообще говоря, обе эти гипотезы способны объяснить наблюдаемую тенденцию галактик образовывать скопления и группы. Однако более подробное сравнение каждой из этих гипотез с наблюдениями может дать определенные указания на степень близости их к истинному механизму образования галактик.

В данной работе рассматривается одна из возможных конкретизаций гипотезы В. А. Амбарцумяна. Предполагается, что роль процессов деления в динамической эволюции систем галактик является определяющей. Основанием для этого предположения служит тот факт, что имеется относительно большое число тесных систем с положительной полной энергией и время их существования мало.

Далее, предположим, что каждая из существующих в некоторый момент времени галактик (ядер) может с некоторой вероятностью разделиться на две галактики (два ядра), причем вероятность деления данной галактики не зависит от уже имеющегося их числа. Существует некоторая функция распределения скоростей образующихся галактик, так что через определенный промежуток времени изменяется как число галактик в рассматриваемой системе, так и распределение их по координатам и скоростям. Задача состоит в том, чтобы определить характеристики такой системы в произвольный момент времени.

Разумеется, приведенная выше схема является чрезвычайно упрощенной. В действительности галактики могут делиться не только на две, вероятность деления у различных типов галактик может быть различной и меняющейся в зависимости от числа уже испытанных

данной галактикой делений и т. д. Кроме того, не рассматривается природа самих процессов деления. Исследование возможности существования сверхмассивных тел и их свойств, широко обсуждающихся в физической литературе, выходит за рамки данной статьи.

II. ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ

Рассмотрим следующую общую задачу. Пусть в начале координат трехмерной системы отсчета в момент времени $t=0$ находится частица, скорость которой равна 0. Эта частица в произвольный момент времени может разделиться на две частицы, приобретающие некоторые скорости относительно родительницы. Каждая из получившихся частиц также может разделиться на две и процесс продолжается. Относительно характера процесса сделаем следующие основные предположения:

а) частицы делятся независимо друг от друга. Таким образом, мы рассматриваем ветвящийся точечный случайный процесс;

б) между частицами нет гравитационного взаимодействия;

в) вероятность того, что частица, существующая в момент времени t , разделится в интервале времени между t и $t + dt$, равна λdt где λ — некоторая постоянная;

г) частицы, образующиеся при каждом делении, получают равные по величине и противоположно направленные скорости относительно родительницы, причем эти скорости распределены изотропно.

§ 1. Основные уравнения. Обозначим через $f(r, v, t | v_0) \times \times dr dv$ математическое ожидание числа частиц в объеме $[r, r + dr]$ со скоростями из объема $[v, v + dv]$ в момент времени t при условии, что исходная частица находилась в начале координат и имела скорость v_0 в момент времени $t = 0$. Для дальнейшего существенна также следующая интерпретация функции $f(r, v, t | v_0)$, которую мы будем называть функцией распределения. Поскольку вероятность обнаружить более чем 1 частицу в элементарном фазовом объеме пропорциональна величине этого объема в степени более высокой, чем первая, то $f(r, v, t | v_0) dr dv$ является также условной вероятностью обнаружить в момент времени t одну частицу в соответствующем объеме.

Далее, пусть $g(|v|) dv$ обозначает вероятность того, что скорость одной из образующихся частиц относительно ее непосредственной родительницы попадает в интервал между v и $v + dv$. Функция $g(|v|)$ нормирована следующим образом:

$$\int g(|v|) dv = 1. \quad (1)$$

Здесь и в дальнейшем для упрощения записи у интегралов, взятых по всему пространству, пределы интегрирования не указываются.

Как легко видеть, применение принципа инвариантности к рассматриваемому процессу приводит к следующему интегральному уравнению для функции распределения:

$$f(r, v, t|0) = e^{-\lambda t} \delta(r) \delta(v) + \int_0^t e^{-\lambda t'} dt' \int g(|v'|) [f(r, v, t-t'|v') + f(r, v, t-t'|-v')] dv', \quad (2)$$

где δ означает δ -функцию Дирака. Здесь первое слагаемое в правой части учитывает возможность того, что исходная частица может дожить до момента t . Второе слагаемое дает плотность вероятности обнаружить одну частицу в объеме $[r, r+dr]$ со скоростью в интервале между v и $v+dv$ при условии, что исходная частица разделилась на две до момента времени t . Пользуясь симметрией $g(|v|)$ и делая замену $\tau = t-t'$, перепишем уравнение (2) в виде

$$f(r, v, t|0) = e^{-\lambda t} \delta(r) \delta(v) + 2\lambda \int_0^t e^{-\lambda(t-\tau)} d\tau \int f(r, v, \tau|v') g(|v'|) dv'. \quad (3)$$

Рассмотрим подробнее функцию $f(r, v, t|v_0)$. Очевидно, что в системе координат, связанной с движущейся со скоростью v_0 исходной частицей, математическое ожидание числа частиц в объеме $[r, r+dr]$ и со скоростями в $[v, v+dv]$ в момент времени t равно $f(r', v', t|0) \times \times dr' dv'$, где

$$\begin{aligned} r' &= r - v_0 t, \\ v' &= v - v_0. \end{aligned} \quad (4)$$

Таким образом,

$$f(r, v, t|v_0) = f(r - v_0 t, v - v_0, t|0). \quad (5)$$

Пользуясь соотношением (5) и обозначая $f(r, v, t|0)$ просто через $f(r, v, t)$, находим из (3):

$$f(r, v, t) = e^{-\lambda t} \delta(r) \delta(v) + 2\lambda \int_0^t e^{-\lambda(t-\tau)} d\tau \int f(r - v'\tau, v - v', \tau) g(|v'|) dv'. \quad (6)$$

Дифференцируя это уравнение по t , получаем также

$$\frac{\partial f(r, v, t)}{\partial t} = -\lambda f(r, v, t) + 2\lambda \int f(r - v'\tau, v - v', \tau) g(|v'|) dv'. \quad (7)$$

Уравнения (6) и (7) являются искомыми. Каждое из них может служить для нахождения функции распределения $f(r, v, t)$.

§ 2. Характеристическая функция. Применим к уравнению (6) преобразование Фурье по r . Обозначая

$$\omega(s, v, t) = \int e^{isr} f(r, v, t) dr, \quad (8)$$

имеем

$$\omega(s, v, t) = e^{-\lambda t} \delta(v) + 2\lambda \int_0^t e^{-\lambda(t-\tau)} d\tau \int \omega(s, v - v', \tau) e^{isv'\tau} g(|v'|) dv'. \quad (9)$$

Введем далее функцию $H(s, u, t)$ согласно формуле

$$H(s, u, t) = \int e^{isu} \omega(s, v, t) dv. \quad (10)$$

Несмотря на то, что $H(0, 0, t) \neq 1$, будем для удобства называть функцию $H(s, u, t)$ характеристической. Применяя к (9) преобразование Фурье по v , получаем следующее уравнение для характеристической функции:

$$H(s, u, t) = e^{-\lambda t} + 2\lambda \int_0^t e^{-\lambda(t-\tau)} \varphi(|u + s\tau|) H(s, u, \tau) d\tau, \quad (11)$$

где

$$\varphi(|p|) = \int e^{ipv} g(|v|) dv \quad (12)$$

есть преобразование Фурье от функции распределения относительных скоростей частиц при рождении (нетрудно показать, что φ зависит только от $|p|$).

Дифференцирование уравнения (11) по t дает

$$\frac{\partial H(s, u, t)}{\partial t} = -\lambda [2\varphi(|u + st|) - 1] H(s, u, t), \quad (13)$$

причем

$$H(s, u, 0) = 1. \quad (14)$$

Разумеется, уравнение (13) можно получить прямо из (7). Решение уравнения (13) при начальном условии (14) имеет вид

$$H(s, u, t) = e^{-\lambda t + 2\lambda \int_0^t \varphi(|u + s\tau|) d\tau} \quad (15)$$

Таким образом, мы нашли характеристическую функцию. Функция распределения $f(r, v, t)$ получается из (15) путем двукратного применения обратного преобразования Фурье. Однако чаще всего достаточно знать в отдельности распределения координат и скоростей в системе частиц, поэтому в дальнейшем мы получим выражения именно для этих функций.

Следует отметить, что ряд интегральных характеристик системы частиц может быть получен без применения обратного преобразования Фурье. Так, например, математическое ожидание числа частиц в системе в момент времени t равно

$$H(0, 0, t) = e^{\lambda t}. \quad (16)$$

Здесь мы воспользовались равенством

$$\varphi(0) = 1, \quad (17)$$

следующим из условия нормировки функции $g(|v|)$. Ниже мы подобным образом найдем в общем виде дисперсии координат и скоростей в системе.

§ 3. Распределение скоростей и плотности в системе частиц. Число частиц, скорости которых в момент времени t заключены в интервале между v и $v + dv$, определяется функцией

$$\omega(0, v, t) = \int f(r, v, t) dr. \quad (18)$$

Полагая в соотношении (10) $s = 0$, обращая преобразование Фурье и учитывая, что, согласно (15),

$$H(0, u, t) = e^{-\lambda t + 2\lambda t \varphi(|u|)}, \quad (19)$$

находим

$$\begin{aligned} \omega(0, v, t) &= \frac{1}{8\pi^3} \int e^{-iuv} H(0, u, t) du = \frac{e^{-\lambda t}}{8\pi^3} \int e^{-iuv} [e^{2\lambda t \varphi(|u|)} - 1 + 1] du = \\ &= e^{-\lambda t} \delta(v) + \frac{e^{-\lambda t}}{8\pi^3} \int e^{-iuv} [e^{2\lambda t \varphi(|u|)} - 1] du, \end{aligned} \quad (20)$$

где мы вычли и добавили единицу для того, чтобы выделить особенность. Воспользуемся теперь сферическими координатами с полярной осью, направленной вдоль вектора v . Тогда

$$\omega(0, v, t) = e^{-\lambda t} \delta(v) + \frac{e^{-\lambda t}}{8\pi^3} \int_0^\infty [e^{2\lambda t \varphi(|u|)} - 1] |u|^2 d|u| \times$$

$$\begin{aligned}
 & \times \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{\pi} e^{-t|u| \cdot |v| \cos \vartheta} \sin \vartheta d\vartheta = \\
 & = e^{-\lambda t} \delta(v) + \frac{e^{-\lambda t}}{2\pi^2 |v|} \int_0^{\infty} [e^{2\lambda t(|u|)} - 1] |u| \sin(|u| \cdot |v|) d|u|. \quad (21)
 \end{aligned}$$

Аналогично находится распределение пространственной плотности в системе частиц. Соотношение (10) при $u = 0$ имеет вид

$$H(s, 0, t) = \int \omega(s, v, t) dv = \int e^{isr} f(r, t) dr, \quad (22)$$

где

$$f(r, t) = \int f(r, v, t) dv. \quad (23)$$

Учитывая, что

$$H(s, 0, t) = e^{-\lambda t + 2\lambda \int_0^t \varphi(|s|\tau) d\tau}, \quad (24)$$

получаем из (22)

$$\begin{aligned}
 f(r, t) &= \frac{1}{8\pi^3} \int e^{-isr - \lambda t + 2\lambda \int_0^t \varphi(|s|\tau) d\tau} ds = \\
 &= e^{-\lambda t} \delta(r) + \frac{e^{-\lambda t}}{2\pi^2 |r|} \int_0^{\infty} e^{2\lambda \int_0^t \varphi(|s|\tau) d\tau} - 1 \Big| |s| \sin(|s| \cdot |r|) d|s|. \quad (25)
 \end{aligned}$$

При сравнении теории с наблюдениями необходимо знать функцию распределения плотности в проекции на картинную плоскость. Введем цилиндрические координаты ρ, l, φ (см. рис. 1) и обозначим через $f_\rho(\rho, t)$ число частиц на единицу площади на расстоянии ρ от центра. Очевидно,

$$f_\rho(\rho, t) \rho d\rho d\varphi = \int_l f(r, t) dr, \quad (26)$$

где интегрирование ведется по прямой, проходящей на расстоянии ρ от центра. Подставляя выражение (25) в (26), получаем

$$f_p(\rho, t) = e^{-\lambda t} \delta(\rho) + \frac{e^{-\lambda t}}{\pi^2} \int_0^\infty \left[e^{\frac{2\lambda}{\delta} \int_0^t \varphi(y\tau) d\tau} - 1 \right] y dy \int_0^\infty \frac{\sin(y \sqrt{\rho^2 + l^2})}{\sqrt{\rho^2 + l^2}} dl. \quad (27)$$

Сделаем во внутреннем интеграле замену $z = \sqrt{1 + \frac{l^2}{\rho^2}}$ и воспользуемся известным равенством

$$\int_1^\infty \frac{\sin(tz)}{\sqrt{z^2 - 1}} dz = -\frac{\pi}{2} J_0(t), \quad (t > 0), \quad (28)$$

где $J_0(t)$ — бesselова функция I рода. Тогда выражение для $f_p(\rho, t)$ принимает вид

$$f_p(\rho, t) = e^{-\lambda t} \delta(\rho) + \frac{e^{-\lambda t}}{2\pi} \int_0^\infty \left[e^{\frac{2\lambda}{\delta} \int_0^t \varphi(y\tau) d\tau} - 1 \right] y J_0(\rho y) dy. \quad (29)$$

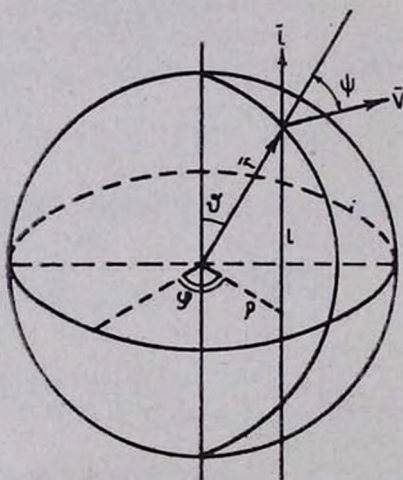


Рис. 1.
Уг. 1.

Точно так же находится и функция распределения лучевых скоростей в системе, которая оказывается равной

$$\omega_p(0, v_r, t) = e^{-\lambda t} \delta(v_r) + \frac{e^{-\lambda t}}{\pi} \int_0^\infty [e^{2\lambda t \varphi(\eta)} - 1] \cos(y v_r) dy. \quad (30)$$

Здесь $\omega_p(0, v_r, t) dv_r$ — число частиц, у которых проекции скоростей на луч зрения лежат в интервале между v_r и $v_r + dv_r$.

§ 4. Дисперсия скоростей и координат в системе. Формулы (21) и (25) в принципе позволяют получить дисперсии скоростей и координат в системе частиц. Однако, как указывалось выше, эти величины проще найти непосредственно из выражения (15) для характеристической функции.

Определим сначала дисперсию скоростей

$$D_v(t) = \frac{\int \int f(r, v, t) v^2 dr dv}{\int \int f(r, v, t) dr dv} \quad (31)$$

Из соотношения (10) при $s = 0$ нетрудно найти, что

$$D_v(t) = - \frac{\nabla^2 H(0, u, t)|_{u=0}}{H(0, 0, t)}, \quad (32)$$

где ∇^2 — оператор Лапласа. Подставляя выражение (19) для функции $H(0, u, t)$ в (32) и учитывая, что

$$\text{grad } \varphi(|u|)|_{u=0} = 0, \quad (33)$$

получаем

$$D_v(t) = - 2it [\nabla^2 \varphi(|u|)]_{u=0}. \quad (34)$$

Аналогично из (22) следует

$$D_r(t) = \frac{\int \int f(r, v, t) r^2 dr dv}{\int \int f(r, v, t) dr dv} = - \frac{\nabla^2 H(s, 0, t)|_{s=0}}{H(0, 0, t)}. \quad (35)$$

Если подставить сюда $H(s, 0, t)$ из (24) и учесть соотношение (33), то получим

$$D_r(t) = - \frac{2}{3} i t^3 [\nabla^2 \varphi(|u|)]_{u=0}. \quad (36)$$

Величина

$$- \nabla^2 \varphi(|u|)|_{u=0} = \int v^2 g(|v|) dv \quad (37)$$

есть среднее значение квадрата относительной скорости частицы, полученной ею при делении. Обозначая это среднее значение через $\bar{v}^2$, перепишем формулы (34) и (37) в окончательном виде

$$\begin{aligned} D_v(t) &= 2i\bar{v}^2 t, \\ D_r(t) &= \frac{2}{3} i \bar{v}^2 t^3. \end{aligned} \quad (38)$$

Мы видим, что дисперсия скоростей частиц в системе растет пропорционально t , а дисперсия координат — пропорционально t^2 . Кроме того, независимо от λ и вида функции $g(|v|)$ выполняется соотношение

$$D_r(t) = \frac{1}{3} t^2 D_v(t). \quad (39)$$

Эта зависимость представляет большой интерес, так как она связывает наблюдаемые величины с возрастом системы.

§ 5. Средняя скорость и дисперсия скоростей на расстоянии r от центра. Весьма важными характеристиками системы частиц являются средняя скорость и дисперсия скоростей на расстоянии r от центра, определяемые, соответственно, формулами

$$\langle v(r, t) \rangle = \frac{A(r, t)}{f(r, t)}, \quad (40)$$

$$D_v(r, t) = \frac{B(r, t)}{f(r, t)} - \langle v(r, t) \rangle^2, \quad (41)$$

где

$$A(r, t) = \int v f(r, v, t) dv, \quad (42)$$

$$B(r, t) = \int v^2 f(r, v, t) dv. \quad (43)$$

Применяя к обеим частям (10) grad_u , полагая затем $u = 0$ и обращая преобразование Фурье, находим

$$A(r, t) = -\frac{i}{8\pi^2} \int e^{-isr} [\text{grad}_u H(s, u, t)]_{u=0} ds, \quad (44)$$

$$B(r, t) = -\frac{1}{8\pi^2} \int e^{-isr} [\nabla_u^2 H(s, u, t)]_{u=0} ds. \quad (45)$$

Полученные формулы решают задачу, однако удобнее выразить величину $A(r, t)$ через распределение плотности в системе частиц — $f(r, t)$. С этой целью найдем еще одно дифференциальное уравнение, которому удовлетворяет характеристическая функция. Из (11) следует

$$\begin{aligned} & \frac{\partial H(s, u, t)}{\partial t} - s \text{grad}_u H(s, u, t) = \lambda e^{-\lambda t} [2\varphi(|u|) - 1] + \\ & + 2\lambda \int_0^t e^{-\lambda(t-\tau)} \varphi(|u + s\tau|) \left[\frac{\partial H(s, u, \tau)}{\partial \tau} - s \text{grad}_u H(s, u, \tau) \right] d\tau. \end{aligned} \quad (46)$$

Сравнивая (46) и (11), находим искомое уравнение

$$\frac{\partial H(s, u, t)}{\partial t} - s \operatorname{grad}_u H(s, u, t) = \lambda [2\gamma(|u|) - 1] H(s, u, t). \quad (47)$$

Положим теперь в (47) $u = 0$. Имеем

$$-s [\operatorname{grad}_u H(s, u, t)]_{u=0} = \lambda H(s, 0, t) - \frac{\partial H(s, 0, t)}{\partial t}, \quad (48)$$

откуда, применяя обратное преобразование Фурье, получаем

$$\operatorname{div} A(r, t) = \lambda f(r, t) - \frac{\partial f(r, t)}{\partial t}. \quad (49)$$

Очевидно, что вследствие сферической симметрии задачи вектор $A(r, t)$ направлен вдоль r . Обозначая величину вектора $A(r, t)$ через $A(r, t)$, перепишем соотношение (49) в виде

$$\frac{1}{|r|^2} \frac{d}{d|r|} [|r|^2 A(r, t)] = \lambda f(r, t) - \frac{\partial f(r, t)}{\partial t}. \quad (50)$$

Таким образом, в данном случае распределение плотности в системе и распределение средней скорости однозначно связаны друг с другом.

§ 6. Дисперсия лучевых скоростей. Обратимся к нахождению еще одной важной кинематической характеристики системы частиц — изменению дисперсии лучевых скоростей от центра системы к краю. Если обозначить угол между направлением скорости частицы и вектором l через α (см. рис. 1), то выражение для дисперсии лучевых скоростей имеет вид

$$D_{v_r}(\rho, t) = \frac{\int dr \int f(r, v, t) |v|^2 \cos^2 \alpha dv}{\int dr \int f(r, v, t) dv} \equiv \frac{C(\rho, t)}{f_\rho(\rho, t)}. \quad (51)$$

Выберем в каждой точке сферическую систему координат с полярной осью, направленной вдоль r . Координаты вектора v в этой системе обозначим через $|v|$, ψ , φ . Тогда

$$\cos \alpha = \cos \vartheta \cos \psi + \sin \vartheta \sin \psi \cos \varphi, \quad (52)$$

где ϑ — полярный угол вектора r . Учитывая, что функция распределения не зависит от φ , и переходя к цилиндрическим координатам, находим

$$C(\rho, t) = \int_{-\infty}^{\infty} K(r, t) \frac{l^2 dl}{\rho^2 + l^2}, \quad (53)$$

где

$$K(r, t) = \int f(r, v, t) |v|^3 \cos^2 \psi dv. \quad (54)$$

Подобно тому, как это делалось выше, можно показать, что $K(r, t)$ следующим образом выражается через характеристическую функцию:

$$K(r, t) = -\frac{1}{8\pi^3} \int e^{-i s r} \left[\frac{\partial^2 H(s, u, t)}{\partial |u|^2} \right]_{u=0} ds. \quad (55)$$

Итак, дисперсия лучевых скоростей определяется формулами (51), (53) и (55). Однако при подстановке в них формулы (15) для характеристической функции получаются чрезвычайно громоздкие выражения. Между тем, если интересоваться лишь характером изменения $D_{v_r}(r, t)$, то можно найти приближенную формулу, справедливую, по крайней мере, для внешних частей системы.

В самом деле, предположим, что в системе частиц происходят чисто радиальные движения. Тогда $\psi = 0$ и из (51) следует

$$D_{v_r}(r, t) = \frac{\int_0^\infty \frac{l^2 dl}{r^2 + l^2} \int f(r, v, t) |v|^2 dv}{\int_0^\infty f(r, t) dl}, \quad (56)$$

где $|r| = \sqrt{r^2 + l^2}$. Но

$$\begin{aligned} \int f(r, v, t) |v|^2 dv &= \int f(r, v, t) [|v|^2 - |\langle v(r, t) \rangle|^2 + \\ &+ |\langle v_r(r, t) \rangle|^2] dv = [D_v(r, t) + |\langle v(r, t) \rangle|^2] f(r, t), \end{aligned} \quad (57)$$

так что

$$D_{v_r}(r, t) = \frac{\int_0^\infty f(r, t) [D_v(r, t) + |\langle v(r, t) \rangle|^2] \frac{l^2 dl}{r^2 + l^2}}{\int_0^\infty f(r, t) dl}. \quad (58)$$

Мы видим, что в системе с чисто радиальными движениями дисперсия лучевых скоростей определяется лишь функциями $f(r, t)$, $\langle v(r, t) \rangle$ и $D_v(r, t)$.

§ 7. Доля двойных систем. Как известно, относительное число кратных систем в скоплениях галактик очень велико; оно гораздо больше того значения, которое имело бы место в случае дис

социативного равновесия [8]. В рамках рассматриваемой модели мы можем найти число пар частиц, расстояние между которыми в данный момент времени не превышает некоторого фиксированного значения r_* . При этом считается, что число таких пар, получающихся при случайном сближении частиц, пренебрежимо мало.

Обозначим через $N(t)$ математическое ожидание числа частиц в системе в момент времени t . Очевидно, число распадов в промежутке времени между t и $t + dt$ равно $dN(t)$. Далее, если распад произошел в момент t' и скорость образовавшихся частиц не превышает $\frac{r_*}{2(t-t')}$, то к моменту времени t расстояние между частицами не превышает r_* . Таким образом, доля частиц, расстояние между которыми в момент t не превосходит r_* , равна

$$Q(r_*, t) = \frac{1}{N(t)} \int_0^t dN(t') 4\pi e^{-\Delta(t-t')} \int_0^{\frac{r_*}{2(t-t')}} g(|v|) |v|^3 d|v|. \quad (59)$$

Подставляя сюда $N(t) = e^{at}$ и делая замену $\tau = t - t'$, получаем

$$Q(r_*, t) = 4\pi i \int_0^t e^{-3\tau} d\tau \int_0^{\frac{r_*}{2\tau}} g(x) x^2 dx. \quad (60)$$

Отметим, что учет гравитационного взаимодействия может существенно изменить приведенную выше оценку доли двойных систем, так что формула (60) дает представление лишь о порядке ожидаемой величины.

§ 8. Асимптотические формулы. Выше мы нашли для различных характеристик системы частиц общие выражения, которые имеют довольно сложный вид. Поэтому большой интерес должны представлять упрощения, возникающие в общих формулах при некоторых значениях входящих в них параметров. В настоящем параграфе мы рассмотрим случай, когда $at \rightarrow \infty$. Поскольку математическое ожидание числа частиц в системе в момент времени t равно e^{at} , условие $at \gg 1$ означает, что рассматриваются системы с большим числом частиц.

Прежде всего, запишем в более удобной форме выражение для функции $\varphi(u)$. Переходя в (12) к сферическим координатам с полярной осью, направленной вдоль p , имеем

$$\varphi(u) = \frac{4\pi}{u} \int_0^{\infty} g(x) x \sin(ux) dx. \quad (61)$$

Поскольку $\frac{\sin(ux)}{ux} \leq 1$, отсюда следует, что

$$\varphi(u) \leq 4\pi \int_0^{\infty} g(x) x^2 dx = \varphi(0) = 1. \quad (62)$$

Кроме того, известно, что при $u \rightarrow \infty$ функция $\varphi(u) \rightarrow 0$.

Обратимся теперь к нахождению асимптотических формул. Рассмотрим сначала выражение (21) для $\omega(0, v, t)$, переписав его в виде

$$\omega(0, v, t) = e^{-\lambda t} \varphi(v) + \frac{e^{-\lambda t}}{2\pi^2 |v|^3} \int_0^{\infty} \left[e^{2\lambda t \varphi\left(\frac{x}{|v|}\right)} - 1 \right] x \sin x dx. \quad (63)$$

Как уже отмечалось, функция $\varphi(u)$ убывает от 1 при $u=0$ до 0 при $u=\infty$. Поэтому при $\lambda t \rightarrow \infty$ функция

$$e^{2\lambda t \varphi\left(\frac{x}{|v|}\right)} - 1 \quad (64)$$

имеет острый максимум в точке $x=0$, так что значение интеграла будет определяться поведением подынтегрального выражения в окрестности этой точки. Подставляя в (63) разложение $\varphi(u)$ при $u \ll 1$ (см. (17), (33) и (37))

$$\varphi(u) = 1 - \frac{\sigma^2}{6} u^2 + \dots \quad (65)$$

и учитывая два первых члена, получаем при $\lambda t \rightarrow \infty$

$$\omega(0, v, t) \simeq \frac{e^{\lambda t}}{2\pi^2 |v|^3} \int_0^{\infty} e^{-\frac{\lambda t \sigma^2}{3|v|^2} x^2} x \sin x dx = e^{\lambda t} \left[\frac{3}{2\pi D_v(t)} \right]^{3/2} e^{-\frac{3|v|^2}{2D_v(t)}}, \quad (66)$$

где $D_v(t)$ — дисперсия скоростей частиц в момент времени t , определяемая формулой (38). Аналогично для $f(r, t)$ при $\lambda t \rightarrow \infty$ получаем следующее выражение:

$$f(r, t) \simeq e^{\lambda t} \left[\frac{3}{2\pi D_r(t)} \right]^{3/2} e^{-\frac{3|r|^2}{2D_r(t)}}. \quad (67)$$

Таким образом, в системах, состоящих из большого числа частиц, распределение плотности и скоростей описывается нормальным законом.

Обратимся к нахождению асимптотического выражения для средней скорости частиц, расположенных на расстоянии $|r|$ от центра. Величина $A(r, t)$ связана с $f(r, t)$ соотношением (50). Подставляя в (50) асимптотическую формулу (67), находим

$$A(r, t) \simeq \frac{3|r|}{2t} f(r, t), \quad (68)$$

так что

$$\langle v(r, t) \rangle \simeq \frac{3}{2t} r. \quad (69)$$

Мы видим, что средняя скорость пропорциональна r , причем коэффициент пропорциональности приблизительно равен величине, обратной возрасту системы. Понимается, ввиду линейности (69), аналогичное соотношение справедливо для произвольных двух точек системы.

Полезно также найти асимптотические формулы для функций $f_p(p, t)$ и $\omega_p(0, v_r, t)$. Поступая подобно тому, как это делалось выше, получаем

$$f_p(p, t) \simeq e^{\lambda t} \frac{3}{2\pi D_r(t)} e^{-\frac{3p^2}{2D_r(t)}}, \quad (70)$$

$$\omega_p(0, v_r, t) \simeq e^{\lambda t} \left[\frac{3}{2\pi D_v(t)} \right]^{1/2} e^{-\frac{3v_r^2}{2D_v(t)}}. \quad (71)$$

Отметим, что гауссова форма полученных выше асимптотических выражений связана с теоремой о предельных функциях распределения для сумм независимых случайных величин.

§ 9. Пример. Гауссово распределение скоростей частиц при рождении. Рассмотрим в качестве примера случай, когда

$$g(|v|) = \left(\frac{3}{2\pi\sigma^2} \right)^{3/2} e^{-\frac{3|v|^2}{2\sigma^2}}, \quad (72)$$

так что

$$\varphi(|p|) = e^{-\frac{\sigma^2|p|^2}{6}}. \quad (73)$$

Подставляя выражение (73) в формулы (21) и (25), находим, что функции распределения плотности и скоростей имеют вид

$$f(r, t) = e^{-\lambda t} \delta(r) + \frac{3e^{-\lambda t}}{|r|(\pi\sigma t)^3} \int_0^\infty \left[e^{\frac{\lambda\sqrt{\pi}}{z}\Phi(z)} - 1 \right] z \sin(\zeta z) dz, \quad (74)$$

$$\omega(0, v, t) = e^{-\lambda t} \delta(v) + \frac{3e^{-\lambda t}}{|v|(\pi\sigma)^2} \int_0^\infty \left[e^{2\lambda t e^{-z^2}} - 1 \right] z \sin(\tau z) dz, \quad (75)$$

где
$$\zeta = \frac{|r| \sqrt{6}}{\sigma t}, \quad \eta = \frac{|v| \sqrt{6}}{\sigma}, \quad (76)$$

а $\Phi(z)$ — интеграл вероятности:

$$\Phi(z) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^z e^{-x^2} dx. \quad (77)$$

Далее, функция $A(r, t)$, найденная по формуле (44), оказывается равной

$$A(r, t) = \frac{\lambda e^{-\lambda t}}{\pi^2 |r|^3} \int_0^\infty e^{\frac{\lambda t \sqrt{\pi}}{s} \Phi(s)} (1 - e^{-s^2}) [\sin(\zeta z) - \zeta z \cos(\zeta z)] \frac{dz}{z}. \quad (78)$$

Нетрудно проверить, что соотношение (50) тождественно удовлетворяется при подстановке в него выражений (74) и (78) для функций $f(r, t)$ и $A(r, t)$.

Обратимся к нахождению дисперсии скоростей частиц в данной точке системы. Непосредственно из формулы (45) можно найти, что

$$B(r, t) = \frac{2\lambda e^{-\lambda t}}{\pi^2 |r|^3 t} \int_0^\infty e^{\frac{\lambda t \sqrt{\pi}}{s} \Phi(s)} W(z, \lambda t) z \sin(\zeta z) dz, \quad (79)$$

где

$$W(z, \lambda t) = e^{-s^2} + \frac{\sqrt{\pi}}{z} \Phi(z) - \frac{\lambda t}{z^2} (1 - e^{-s^2})^2. \quad (80)$$

Сравнивая формулы (78)–(80), получаем

$$\frac{\partial B}{\partial |r|} = \lambda A - \frac{\partial A}{\partial t} - \frac{2\lambda \sqrt{\pi}}{\pi^2 |r|^2 t} \int_0^\infty e^{\frac{\lambda t \sqrt{\pi}}{s} \Phi(s)} \Phi(z) [\sin(\zeta z) - \zeta z \cos(\zeta z)] dz. \quad (81)$$

Как уже отмечалось выше, при $\lambda t \rightarrow \infty$ важно поведение подынтегральной функции вблизи $z = 0$. Сравнивая интеграл в правой части формулы (81) с выражением (78) для $A(r, t)$, находим, что при $\lambda t \rightarrow \infty$ приближенно выполняется соотношение

$$\frac{\partial B(r, t)}{\partial |r|} \approx \left(\lambda - \frac{4}{t} \right) A(r, t) - \frac{\partial A(r, t)}{\partial t}. \quad (82)$$

Подставим теперь в (82) асимптотические выражения (68) и (67). Тогда получим

$$B(r, t) \approx \left[\frac{9|r|^2}{4t^2} + \frac{1}{2} \lambda s^2 t \right] f(r, t), \quad (83)$$

откуда, с учетом (41) и (69), следует:

$$D_v(r, t) \simeq \frac{1}{2} \lambda \sigma^2 t = \frac{1}{4} D_v(t). \quad (84)$$

Таким образом, в данном случае при $\lambda t \rightarrow \infty$ локальная дисперсия скоростей постоянна вдоль радиуса и приближенно равна 1/4 дисперсии скоростей во всей системе. Есть основания считать, что этот вывод справедлив не только при гауссовой форме $g(|\mathbf{v}|)$.

Далее, подставляя (72) в формулу (60), находим следующее выражение для доли двойных систем в момент времени t :

$$\begin{aligned} Q(r_*, t) &= \frac{4}{V\pi} \int_0^{\lambda t} e^{-3y} dy \int_0^{\frac{c}{y}} e^{-x^2} x^2 dx = \\ &= \lambda t e^{-3\lambda t} \Phi\left(\frac{c}{\lambda t}\right) + 3 \int_0^{\lambda t} e^{-3y} \Phi\left(\frac{c}{y}\right) y dy, \end{aligned} \quad (85)$$

где

$$c = \sqrt{\frac{3}{2}} \frac{\lambda r_*}{2\sigma}. \quad (86)$$

Следует отметить, что $Q(r_*, t)$ возрастает при увеличении t вплоть до значения $t \simeq 3c/\lambda$, а затем остается практически постоянной.

Получим теперь приближенное выражение для дисперсии лучевых скоростей. Подставляя в (58) асимптотические формулы (67), (69) и (84), находим

$$D_{vr}(r, t) \simeq \frac{1}{2} \lambda \sigma^2 t \left\{ 2 - \sqrt{\pi} x e^{x^2} [1 - \Phi(x)] \right\}, \quad (\lambda t \gg 1), \quad (87)$$

где

$$x = \frac{3}{2\sigma t \sqrt{\lambda t}} r. \quad (88)$$

Функция $D_{vr}(r, t)$, определяемая последними двумя формулами, монотонно убывает при увеличении r .

III. СРАВНЕНИЕ С НАБЛЮДЕНИЯМИ

§ 10. Общие соображения. Применение теоремы вириала к 143 системам галактик [9] подтвердило известный факт, что у большинства систем отношение кинетической энергии T к модулю потенциальной $|U|$ существенно превышает ожидаемое для стационарного состояния $\left(\frac{T}{|U|} = \frac{1}{2}\right)$. Попытки согласования этого обстоятельства

с идеей стационарности систем галактик сводятся к предположению о существовании в системах неучтенных масс вещества, увеличивающих потенциальную энергию систем галактик до необходимого стационарного уровня. Там, где это возможно проверить, оказывается, что массы галактик—членов систем имеют нормальные значения. Поэтому чаще всего предполагается существование больших масс скрытого вещества в пространстве между галактиками системы. Однако анализ этого вопроса показывает, что наличие в системах галактик вириальных масс в виде пыли, нейтрального или ионизованного газа в ряде случаев противоречит наблюдательным данным в оптическом, радио- и рентгеновском диапазонах спектра.

Если объяснять наблюдаемый баланс энергий $\frac{T}{|U|} \gg \frac{1}{2}$ избытком кинетической энергии в системах галактик, то получается, что многие системы имеют положительную полную энергию ($\frac{T}{|U|} > 1$) и распадаются. Характерное время расширения у различных систем галактик неодинаковое. По-видимому, системы галактик образовались не одновременно: формирование галактик представляет собой процесс, протяженный во времени (В. А. Амбарцумян [2]). Обратимся к конкретной ситуации в ближайшем скоплении Virgo. Для скопления в целом отношение энергий $\frac{T}{|U|}$ получается порядка 40, для относительно изолированных пар и групп внутри него в среднем $\frac{T}{|U|} \approx 18$. Если подсистемы, как и скопление в целом, нестационарны и распадаются, то время экспансии пар и групп галактик на порядок меньше, чем у скопления. Это согласуется с мнением, что члены скопления образовались в различные эпохи и население Virgo пополняется новыми галактиками. Существование систем галактик с неустойчивой конфигурацией типа Трапеции как между скоплениями, так и в составе скоплений (NGC 6166 в Abell 2199) показывает, что население богатых скоплений галактик со временем увеличивается. Отсутствие этого процесса привело бы к тому, что большинство нестационарных систем давно бы распалось и мы не наблюдали бы ситуации, когда значительная часть галактик входит в состав скоплений.

Таким образом, нестационарное состояние систем галактик с необходимостью приводит к выводу о существовании продолжительного во времени процесса образования галактик.

Естественно, что отказ от предположения о стационарном состоянии систем галактик приводит к увеличению числа основных параметров, входящих в теорию. Однако развитая выше модель обла-

дает достаточной „жесткостью“ и допускает ряд возможностей для численного сопоставления ее с эмпирическими данными.

§ 11. Средние характеристики систем галактик. На основе данных об относительно изученных парах, группах и скоплениях галактик можно определить средние характеристики различных систем [10]. Часть результатов [10] приводится в таблице 1. В первом столбце таблицы указан тип систем галактик, во втором — число систем, по которым вычислены средние параметры, в третьем — среднее значение корня из дисперсии лучевых скоростей в системе $\sqrt{D_v}$, в четвертом — средний радиус системы $R = \sqrt{D_r}$ и в последнем — характерное время экспансии, определяемое как отношение $R/\sqrt{D_v}$. Из таблицы видно, что дисперсия скоростей, радиус и время экспансии в среднем систематически возрастают с увеличением населенности систем галактик.

Таблица 1

Системы	<i>n</i>	$\sqrt{D_v}$ км/сек	<i>R</i> пс	<i>t</i> _{эксп.} лет
Пары	87	189	$4.4 \cdot 10^4$	$2.6 \cdot 10^8$
Триплеты	11	121	$7.2 \cdot 10^4$	$4.5 \cdot 10^8$
Группы	29	287	$3.2 \cdot 10^5$	$1.1 \cdot 10^9$
Бедные скопления	9	354	$0.9 \cdot 10^6$	$2.0 \cdot 10^9$
Богатые скопления	6	827	$2.2 \cdot 10^6$	$1.8 \cdot 10^9$
Сверхскопление	1	1096	$1.3 \cdot 10^7$	$8.7 \cdot 10^9$

Если бы все системы галактик находились в стационарном состоянии, то для каждого типа систем с фиксированным числом членов *N* и известной средней массой галактики существовало бы вполне определенное соотношение между D_v и *R*, а *t*_{эксп.} имело бы фиктивный смысл. В действительности дисперсия скоростей в системах существенно превосходит ожидаемую величину при данных *N* и *R* для стационарного состояния. Поэтому приводимые в табл. 1 зависимости требуют иного теоретического объяснения.

Исходя из концепции нестационарного состояния систем галактик, результаты табл. 1 можно сформулировать еще и таким образом: с увеличением возраста системы галактик происходит увеличение числа ее членов, растет дисперсия скоростей и размеры системы.

Уравнения (38) показывают, что в системе, где происходят деления, дисперсия скоростей $D_v(t)$ увеличивается со временем по линейному закону, а дисперсия координат $D_r(t) \sim t^2$. Населенность системы в данной модели возрастает экспоненциально по закону (16). Следовательно, задавшись значениями всего лишь двух параметров

σ и λ , характеризующих единичный акт деления в данной модели, мы можем вычислить населенность, дисперсию скоростей и радиус системы для любого момента времени t .

Результаты расчетов этих величин по формулам (16), (38) приведены в таблице 2. Вычисления сделаны для $\sigma = 300$ км/сек и двух значений λ^{-1} : $4 \cdot 10^8$ лет и $1.6 \cdot 10^9$ лет. В первом столбце таблицы дана величина безразмерного параметра λt , во втором — математическое ожидание числа членов системы в момент времени t , в третьем — значение квадратного корня из дисперсии лучевых скоростей у частиц системы. При вычислении его использовано равенство $D_{v_r} = \frac{1}{3} D_v$. В четвертом и пятом столбцах приведены радиусы системы при двух значениях параметра λ и в последних столбцах — возраст системы t для тех же значений λ . Заметим, что между временем экспансии системы $t_{\text{экс.}}$ и ее возрастом t существует соотношение $t = \sqrt{3} t_{\text{экс.}}$, следующее из (39).

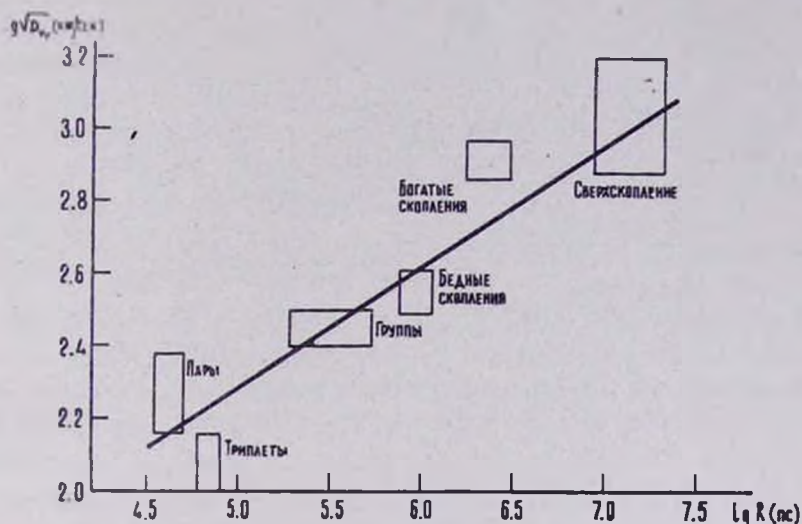
Таблица 2

λt	N	$\sqrt{D_{v_r}}$ км/сек	R пс		t лет	
			$\lambda^{-1} = 4 \cdot 10^8$ лет	$\lambda^{-1} = 1.6 \cdot 10^9$ лет	$\lambda^{-1} = 4 \cdot 10^8$ лет	$\lambda^{-1} = 1.6 \cdot 10^9$ лет
0.69	2.0	173	$4.6 \cdot 10^4$	$1.8 \cdot 10^5$	$2.8 \cdot 10^8$	$1.1 \cdot 10^9$
1.0	2.7	246	$8.1 \cdot 10^4$	$3.3 \cdot 10^5$	$4.0 \cdot 10^8$	$1.6 \cdot 10^9$
2.0	7.4	288	$2.4 \cdot 10^5$	$1.0 \cdot 10^6$	$8.0 \cdot 10^8$	$3.2 \cdot 10^9$
3.0	20.1	354	$4.3 \cdot 10^5$	$1.8 \cdot 10^6$	$1.2 \cdot 10^9$	$4.8 \cdot 10^9$
4.0	55	408	$6.7 \cdot 10^5$	$2.7 \cdot 10^6$	$1.6 \cdot 10^9$	$6.4 \cdot 10^9$
5.0	148	456	$1.0 \cdot 10^6$	$3.9 \cdot 10^6$	$2.0 \cdot 10^9$	$8.0 \cdot 10^9$
7.0	$1.1 \cdot 10^3$	540	$1.5 \cdot 10^6$	$6.3 \cdot 10^6$	$2.8 \cdot 10^9$	$1.1 \cdot 10^{10}$
10.0	$2.2 \cdot 10^4$	645	$2.7 \cdot 10^6$	$1.0 \cdot 10^7$	$4.0 \cdot 10^9$	$1.6 \cdot 10^{10}$

Сравнение данных, приведенных в таблицах 1 и 2 показывает, что вычисленные величины удовлетворительно согласуются с наблюдаемыми. Несмотря на несовершенство модели и наличие в ней всего лишь двух произвольных параметров теория дает правильное представление о трех последовательностях наблюдаемых величин: населенностях, размерах и дисперсии скоростей в различных системах галактик (четвертая величина, например, $t_{\text{экс.}}$ не является величиной независимой).

Из уравнений (38) видно, что между дисперсией скоростей и характерным размером системы должно выполняться соотношение $\lg R = \frac{3}{2} \lg D_{v_r} + \text{const}$, где постоянная зависит от численных значений параметров λ и σ . На рис. 2 приведены средние наблюдаемые

величины R и $\sqrt{D_v}$, с соответствующими погрешностями для пар, триплетов, групп, скоплений и одного сверхскопления галактик. Теоретическая прямая удовлетворительно представляет связь между наблюдаемыми величинами у систем галактик.



Фиг. 2.

ЪЧ. 2.

Полученное согласие теории с эмпирическими данными дает основание рассматривать группы и скопления галактик как реализации последовательных во времени состояний системы галактик, в которой происходят процессы деления.

§ 12. Доля молодых образований. Если в системе галактик происходит образование новых членов путем делений, то будет существовать определенное количество тесных пар галактик, не успевших разойтись на большие взаимные расстояния.

Доля таких пар галактик $Q(r_*, t)$ с расстояниями между компонентами не более r_* в системе с возрастом t дается выражением (85). Как отмечалось выше, величина $Q(r_*, t)$ увеличивается с течением времени и при $\geq 3ct$ уже практически не отличается от предельного значения.

В системе с $t > \lambda^{-1}$ доля разделившихся галактик со взаимными расстояниями не более 50 кпс, что составляет примерно два диаметра средней галактики, получается, соответственно, 0.17 для $\lambda^{-1} = 4 \cdot 10^8$ лет и 0.06 для $\lambda^{-1} = 1.6 \cdot 10^9$ лет. Эмпирически величина $Q(r_*, t)$ в системах галактик не оценивалась. При сравнении теоретической оценки $Q(r_*, t)$ с наблюдательными данными необходимо определять число

оптических пар в системе. Нужно помнить еще, что вычисление $Q(r_*, t)$ сделано без учета гравитационного взаимодействия и, следовательно, существования связанных пар с отрицательной полной энергией.

У образовавшейся пары молодых галактик могут иметься некоторые признаки, свидетельствующие об их недавнем происхождении. Есть основания полагать, что такими объектами являются взаимодействующие галактики. Структурные детали их („хвосты“, „перемычки“ и др.) вряд ли имеют возраст, превосходящий промежуток времени, необходимый для нескольких оборотов средней галактики вокруг своей оси ($\approx 2 \cdot 10^8$ лет). У значительной доли таких пар взаимная скорость превышает параболическую. По данным каталога [11] взаимодействующие галактики составляют около 7% от общего числа галактик, причем относительная доля их примерно одинакова и в скоплениях, и в фоне между ними.

Представляет интерес оценка относительного числа галактик, возраст которых не превышает определенной величины. Поскольку в рассматриваемой модели населенность системы растет по экспоненциальному закону $N(t) = e^{\lambda t}$, то доля галактик с возрастом не более $2 \cdot 10^8$ лет составляет 0.39 при $\lambda^{-1} = 4 \cdot 10^8$ лет и 0.12 при $\lambda^{-1} = 1.6 \cdot 10^9$ лет.

Отметим, что при процессах деления галактик доля молодых образований не зависит от общего числа галактик. Именно такой вывод следует и из наблюдений. С другой стороны, если бы взаимодействующие галактики образовывались при сближениях в результате взаимного возмущения структуры или же формировались из диффузной среды с плотностью, соответствующей виримальным массам систем галактик, то наблюдаемое постоянство их доли среди других галактик было бы трудно объяснить. По-видимому, именно благодаря тому, что приращение числа новых галактик в некотором объеме пропорционально имеющемуся их числу, расширяющиеся группы и скопления не рассеиваются на „окружающем фоне“ и мы наблюдаем такую картину, когда большинство галактик не являются изолированными, а входят в состав систем.

В. А. Амбарцумян [12] полагает, что явление сильной радиомиссии у гигантских галактик типа NGC 1275, Лебедь-А соответствует кратковременной ($\approx 10^6$ лет) начальной стадии разделения ядра галактики. Для принятых значений параметра λ доля галактик в данной стадии с $t \lesssim 10^6$ лет получается $2.5 \cdot 10^{-3}$ и $6.2 \cdot 10^{-4}$, что согласуется по порядку величины с наблюдаемым относительным числом радиогалактик.

§ 13. Распределение плотности и распределение скоростей в системах галактик. Из формулы (67) следует, что после большого числа актов деления в системе устанавливается нормальное распределение пространственной плотности числа частиц

вдоль радиуса. Распределение плотности в проекции на картинную плоскость также описывается нормальным законом (70). Как показывают вычисления по формуле (74), асимптотический закон распределения плотности является хорошим приближением уже при $kt \approx 8-10$.

Наблюдательные данные о распределении плотности в системах галактик немногочисленны. Такие сведения имеются только для богатых скоплений галактик. Это обусловлено трудностью выделения членов системы среди проектирующихся галактик переднего и дальнего фона. Только в достаточно богатых системах можно статистически учесть проектирующиеся галактики. По данным Цвикки [1] распределение числа галактик на единицу площади в богатых скоплениях с правильной сферической формой сходное. На рис. 3а приведено относительное распределение числа галактик ярче 19^m на единицу площади для типичного богатого скопления в Волосах Вероники [1]. Как видно, наблюдаемое распределение существенно отличается от гауссова. На рис. 3б дано распределение числа галактик ярче $15^m.7$ вдоль радиуса для ближайшего скопления в Деве [13]. В этом случае распределение плотности хорошо представляется нормальным законом.

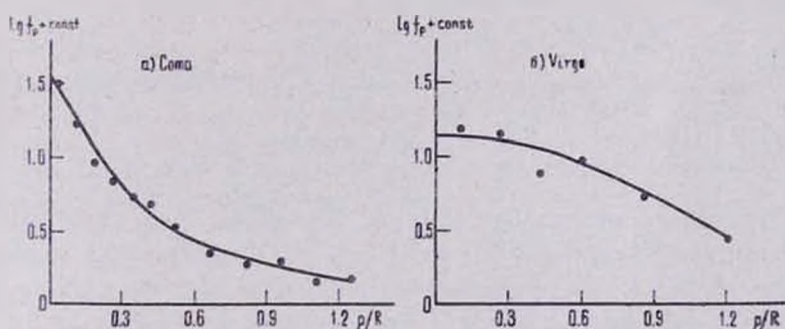


Рис. 3.
24. 3.

Населенность скопления в Деве заметно меньше, чем в Волосах Вероники. Есть основания полагать, что различие между теоретическим распределением плотности и наблюдаемым в богатых скоплениях может быть вызвано неучетом гравитационного взаимодействия в больших совокупностях галактик.

Далее, измерения позволяют определять не полные векторы скоростей у членов системы галактик относительно средней скорости, а лишь проекции их на луч зрения. Цвикки и ван ден Берг отмечали [14, 15], что распределение лучевых скоростей в отдельных скоплениях довольно хорошо описывается нормальным законом. Теоретическое распределение (67), (71) также имеет нормальный характер после боль-

шого числа актов деления. Численные результаты показывают, что асимптотическая формула хорошо представляет распределение скоростей уже при небольшом числе актов деления в системе.

Рисунок 4 воспроизводит распределение числа галактик по модулям относительных лучевых скоростей, общее для 8 скоплений из табл. 5 [9], у членов которых измерено не менее 10 лучевых скоростей (суммарное число галактик — 306). Теоретическая нормальная кривая неплохо представляет наблюдаемое распределение.

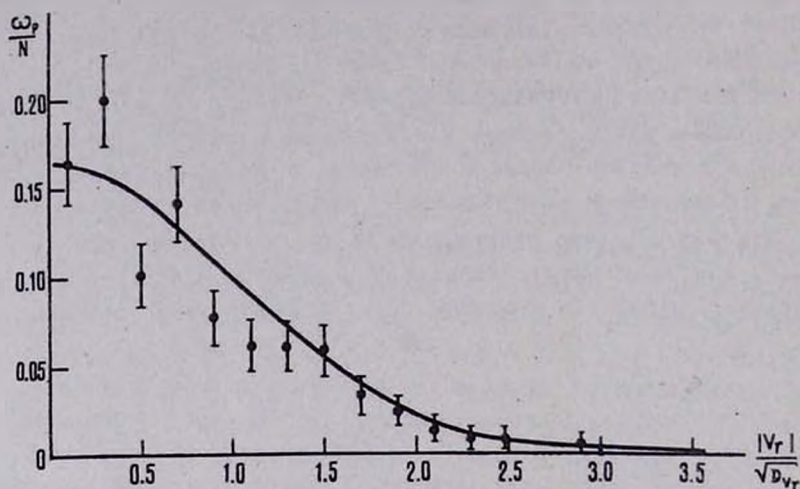


Рис. 4.
в. 4.

Из этого обстоятельства можно заключить, в частности, что нормальное распределение лучевых скоростей в скоплениях галактик не служит указанием на стационарное состояние этих систем.

§ 14. Распределение дисперсии лучевых скоростей галактик вдоль радиуса скопления. Из формул (69), (84) следует, что в системе после большого числа делений устанавливается преимущественно радиальный характер движений, а дисперсия пространственных скоростей одинакова в разных точках системы. Проверить наблюдениями эти выводы не удастся, т. к. в системах галактик для членов их известны только проекции пространственных скоростей на луч зрения. Однако для нескольких скоплений мы знаем характер изменения дисперсии лучевых скоростей галактик от центра скопления к периферии $D_v, (\rho)$. Теоретическая зависимость $D_v, (\rho)$ для частного случая $M \gg 1$ и нормального закона $g(|v|)$ выражается формулами (87) и (88).

На рис. 5 представлено наблюдаемое распределение $D_v, (\rho)$ для пяти скоплений галактик [14, 16—18]. Для удобства сравнения, дисперсия лучевых скоростей на данном расстоянии от центра ρ выра-

жена в каждом скоплении в долях полной дисперсии лучевых скоростей D_{vr} , а радиальное расстояние ρ — в долях R . У четырех скоплений (Coma, Virgo, Ursa Maj и Hercules) дисперсия лучевых скоростей монотонно уменьшается от центра к периферии. Для скопления Цвикки 0123—0138 наблюдается противоположный эффект. Это обусловлено, по-видимому, сильным отклонением формы скопления Цвикки от сферически симметричной (у данного скопления нет даже осевой симметрии, как у Virgo и Hercules).

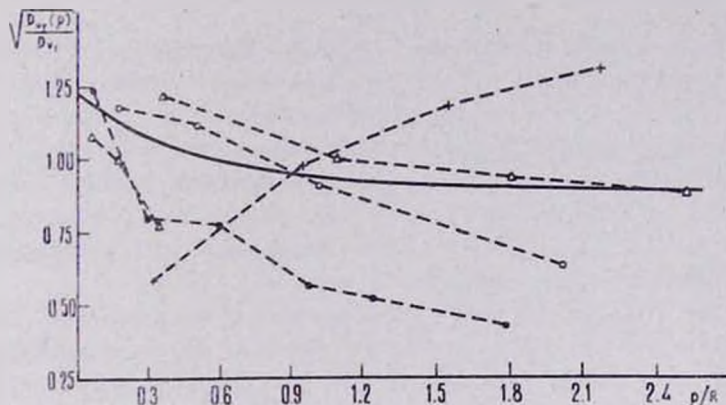


Рис. 5. Изменение дисперсии лучевых скоростей галактик вдоль радиуса скопления. ● — Coma, ○ — Virgo, ▲ — Hercules, △ — Ursa Maj, + — Цвикки 0123—0138.
 նկ. 5. Գալակտիկաների տեսագծային արագությունների դիսպերսիայի փոփոխությունը կոչմերի շառավղի երկայնքով: ● — Coma, ○ — Virgo, ▲ — Hercules, △ — Ursa Maj, + — Ցվիկի 0123—0138:

Теоретическая зависимость $D_{vr}(\rho)$, вычисленная при помощи формулы (87) представлена на рис. 5 сплошной линией. Сравнение ее с наблюдательными данными показывает, что она правильно отражает характер изменения $D_{vr}(\rho)$ у большинства изученных скоплений.

§15. Некоторые другие закономерности в системах галактик. Определение кинетической и потенциальной энергии у многих систем галактик позволило заключить [19, 9], что степень нестационарности систем, выражаемая отношением $\frac{T}{|U|}$, в среднем систематически увеличивается с переходом от пар и тройных систем через группы к скоплениям галактик. Обнаруживается, что построенная для этих систем усредненная зависимость $\frac{T}{|U|}(N)$ плавно переходит к значению $\frac{T}{|U|}$ для нестационарной Метагалактики.

Разумеется, в рамках рассматриваемой модели без учета гравитационного взаимодействия мы не можем дать объяснение отмеченной закономерности. Однако заслуживает внимания следующее обстоятельство. Основываясь на соображениях о нестационарности и расширении систем галактик, В. А. Амбарцумян [20] высказал мысль о том, что причина этого явления может быть сходной с причиной расширения Метагалактики. Непрерывный переход от систем галактик к Метагалактике по динамическому параметру $\frac{T}{|U|}$ подтверждает предположение [20].

Существенным свойством эффекта расширения Метагалактики является его линейный характер, выражаемый хаббловским соотношением $\langle v \rangle = hr$. Из формулы (69) следует, что после большого числа актов деления в системе устанавливается аналогичное линейное соотношение между скоростями и расстояниями частиц. Таким образом, закон Хаббла можно понять не только как результат единого взрыва в прошлом, но и как следствие происходящих в разные моменты времени локальных взрывов.

§ 16. Реализации ветвящегося процесса. Выше мы исследовали только средние характеристики системы частиц. Между тем, ясно, что параметры конкретных реализаций иногда могут сильно отличаться от этих средних значений. Вопрос о флуктуациях в системе размножающихся частиц может быть изучен теоретически; здесь мы ограничимся рассмотрением нескольких реализаций ветвящегося процесса, осуществленных при помощи метода Монте-Карло на ЭВМ „Наири“.

Вычисления велись следующим образом. Выбирался произвольный фиксированный промежуток времени Δt и в каждый момент времени, кратный Δt , над каждой из существующих частиц производился эксперимент, имеющий вероятность успеха $\frac{1}{2}$. В случае, если какой-либо эксперимент оказывался успешным, считалось, что соответствующая частица делится на две, так что среднее время жизни одной частицы равно $\frac{1}{\lambda} = 2\Delta t$. Образовавшиеся частицы разлетаются в противоположные стороны с одной и той же скоростью w относительно своей непосредственной родительницы, причем w подчиняется отраженному нормальному распределению

$$g(z) = \frac{2}{a\sqrt{2\pi}} e^{-\frac{z^2}{2a^2}}, \quad (0 \leq z < \infty). \quad (89)$$

Направление разлета предполагалось изотропно распределенным. Каждая реализация начиналась с одной частицы и доводилась до момента времени $t = 15 \Delta t$.

На рис. 6 представлена для примера одна из получившихся реализаций в проекции на плоскость XY , где $X = \frac{x}{a\Delta t}$ и $Y = \frac{y}{a\Delta t}$ — безразмерные координаты. Число частиц в системе к моменту времени $t = 15 \Delta t$ достигло 517 (математическое ожидание $N = 438$); доля двойных частиц, расстояние между которыми $R \leq 0.25$, равна 0.05.

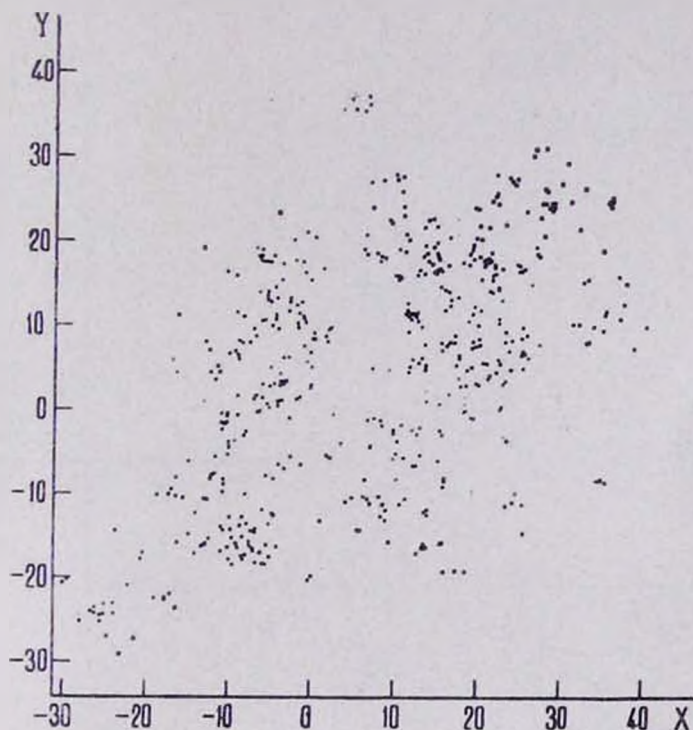
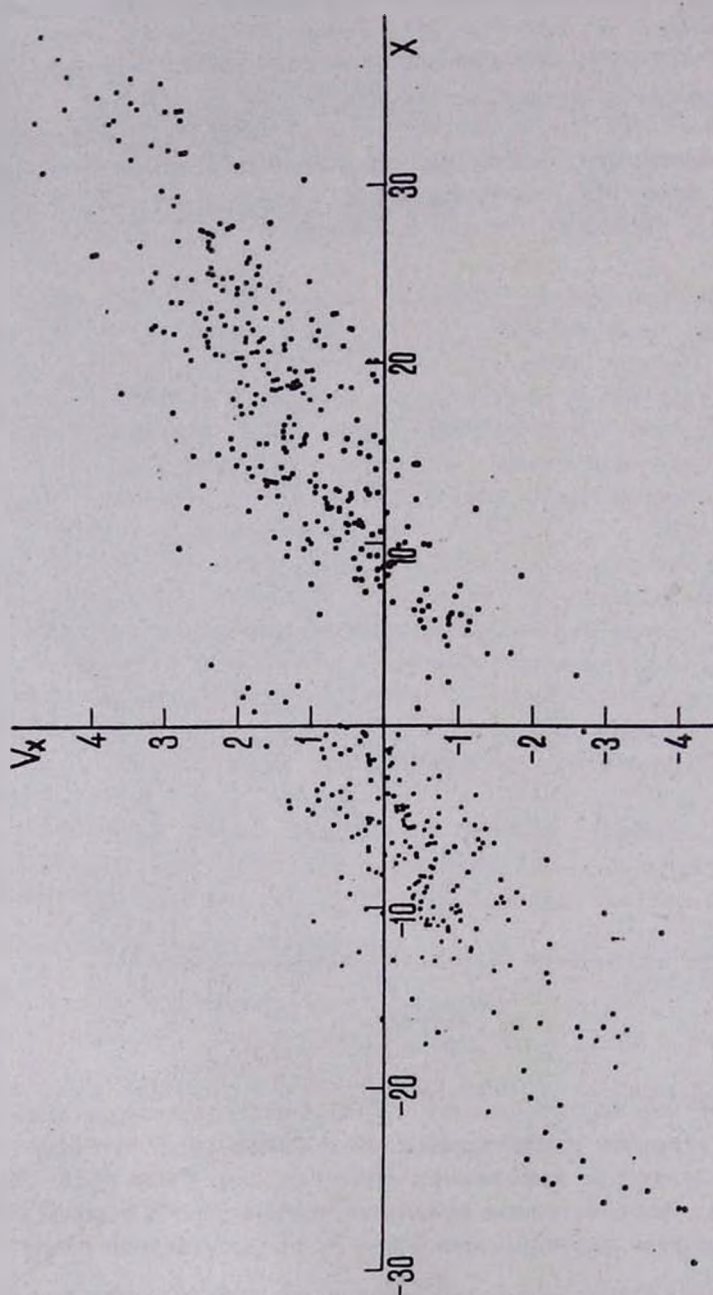


Рис. 6.

т. 6.

Мы видим, что характеристики приведенной реализации заметно отличаются от средних характеристик. Вследствие того, что скорости частиц, образовавшихся при первом акте деления, были выше средней, получилось фактически два скопления, развивавшихся параллельно. Это подтверждается зависимостью $V_X - X$, представленной на рис. 7.

($V = \frac{v}{a}$ — безразмерная скорость). Точки на рис. 7 группируются около двух почти параллельных прямых, соответствующих двум разделенным в пространстве подсистемам. Наклон этих прямых позволяет

Рис. 7.
Чл. 7.

найти коэффициент в зависимости $\langle v \rangle = hr$. В данном случае указанный коэффициент приблизительно равен 0.2, в то время как его ожидаемое значение равно 0.1 в безразмерных единицах.

Значительно реже встречаются случаи, когда получается приблизительно сферическая и компактная система. Для образования такой системы нужно, чтобы скорости нескольких первых поколений частиц были меньше средней. Пример реализации сравнительно правильного скопления приведен на рис. 8.

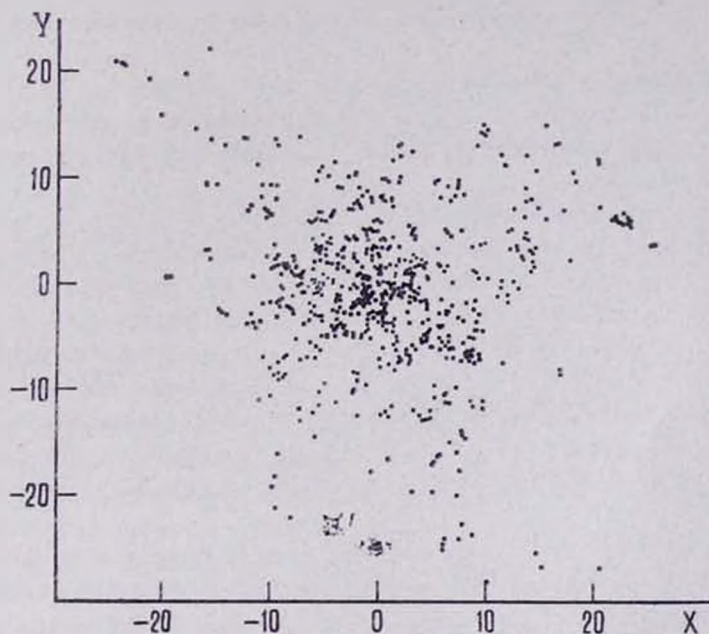


Рис. 8.

таб. 8.

IV. ЗАКЛЮЧИТЕЛЬНЫЕ ЗАМЕЧАНИЯ

Возвратимся к изложенным во введении аргументам в пользу стационарного состояния систем галактик.

Очевидно, сферичность формы систем галактик является довольно слабым указанием на стационарность их. Тем более, что отклонения от симметричной формы нередко встречаются среди систем галактик.

Правильное распределение плотности в скоплениях галактик и близкое к максвелловскому распределение скоростей присущи не только стационарным системам; эти свойства могут быть получены, например, в рассматриваемой нами модели, где системы галактик нестационарны и расширяются (рис. 8).

Для установления в скоплениях сегрегации галактик по яркостям (следовательно, и по массам) в результате обмена энергией при взаимных сближениях требуется время, превышающее возраст Мета-галактики ($\approx 10^{10}$ лет). В теории деления галактик можно указать несколько причин, приводящих к явлению сегрегации, например, деление на галактики с разными массами и существование нескольких исходных центров образования галактик*.

Как мы уже отмечали, противоречие между фактом нахождения большинства галактик в составе систем и относительно быстрым расширением последних объясняется непрерывным образованием новых галактик.

Таким образом, ни один из приведенных аргументов не является убедительным возражением против представления о нестационарном состоянии систем галактик, население которых пополняется со временем новыми членами.

Отметим здесь важное свойство процесса образования галактик путем делений. Если в некотором объеме совокупности случайно получится положительная флуктуация плотности, то она будет иметь тенденцию выжить. Населенность и размеры такой флуктуации со временем будут увеличиваться, а разрушиться она сможет за счет того, что в ней самой возникнут флуктуации. Качественно такая ситуация соответствует картине, когда наблюдаемые в скоплениях (Virgo, Coma) подсистемы увеличиваются со временем по населенности, разделяются и превращаются в систему взаимопроникающих скоплений (Abell 2147, 2151, 2152).

Итак, сравнение выводов рассмотренной модели с наблюдательными данными показывает, что некоторые стороны явлений в системах галактик удастся понять с единой точки зрения. Разумеется, это не означает, что все предположения, сделанные выше при решении задачи, соответствуют действительности. Необходимость в некоторых допущениях была вызвана либо математическими трудностями, либо стремлением вводить минимальное число неизвестных параметров. Все же, несмотря на указанные упрощения, нам кажется, что полученные результаты говорят в пользу того, что процессы деления ядер галактик играют важную роль в эволюции систем галактик.

Следует отметить, что развитая модель имеет феноменологический характер, поскольку не рассматривается механизм деления ядер галактик и физические процессы, приводящие к делению. В рамках такого подхода остается открытым вопрос о различиях между после-

* Как указал нам В. А. Амбарцумян, явление сегрегации может быть также обусловлено тем, что галактики, находящиеся на периферии системы, испытали в среднем относительно большее число делений. Поэтому их массы должны быть в среднем меньше, чем у галактик в центральных областях.

довательно образующимися галактиками по массам, структурным типам, параметрам ядер и другим характеристикам. Кроме того, возникает вопрос, насколько существенным является пренебрежение гравитационным взаимодействием между галактиками. Тот факт, что отношение кинетической энергии к модулю потенциальной во многих системах галактик значительно превосходит 1, позволяет считать, что рассмотрение изложенной модели как первого приближения допустимо.

Авторы глубоко признательны академику В. А. Амбарцумяну за внимание к работе и советы.

10 февраля 1969 г.

Ի. Դ. ԿԱՐԱՉԵՆՏԵՎ, Վ. ՅՈՒ. ՏԵՐԵԲԻԶ

ՏՐՈՇՄԱՆ ՊՐՈՑԵՍՆԵՐԸ ԵՎ ԳԱԼԱԿՏԻԿԱՆԵՐԻ
ՀԱՄԱԿԱՐԳՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ԱՆԿԱՅՈՒՆՈՒԹՅՈՒՆԸ

Ա մ փ ն փ ու մ

Վննարկվում է գալակտիկաների (կորիզների) սրոհման դերի հարցը գալակտիկաների համակարգերի զինամիկական զարգացման մեջ: Որպես առաջին քայլ քննարկվում է կետային ճյուղավորվող պատահական պրոցեսով նկարագրվող բազմացման մոդելը: Գտնված է խնդրի ճշգրիտ լուծումը, իսկ մի շարք հետևություններ համեմատվում են դիտումների հետ: Առաջարկվող մոդելի շրջանակներում դրական լրիվ էներգիա ունեցող գալակտիկաների անկալուն համակարգերի գոյությունն փաստը ստանում է բնական բացատրություն: Ցույց է արված, որ գալակտիկաների համակարգերի համար ստացված ալիպիսի հատկանիշներ, ինչպես շառավիղը, գալակտիկաների թիվը, արագությունների դիսպերսիան, նեղ կրկնակի գալակտիկաների հարաբերական քանակը, և որոշ այլ մեծություններ, բավականին լավ համաձայնություն մեջ են գտնվում դիտողական տվյալների մեջ:

I. D. KARACHENTSEV, V. Yu. TEREbizh

FISSION PROCESSES AND NONSTATIONARITY OF SYSTEMS OF GALAXIES

S u m m a r y

The role of the fission of galactic nuclei in a dynamical evolution of systems of galaxies is investigated. As a first step, the reproduction model described by a point branching stochastic processes is studied. A rigorous solution of the problem is obtained and a number of conse-

quences are compared with observational data. The existence of non-stationarity of systems of galaxies possessing a positive total energy is naturally explained in the framework of the model suggested. It is shown that the calculated characteristics of systems of galaxies such as the radius, the density of population, the velocity dispersion, quota of crowded double galaxies and some others reconcile with observational ones.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. *F. Zwicky*, Morphological Astronomy, Berlin, Springer, 1957.
2. Proceedings of the conference on instability of systems of galaxies, A. J., 66, 1961.
3. *В. А. Амбарцумян*, Сообщ. на симп. МАС в Дублине, Ереван, 1955.
4. *В. А. Амбарцумян*, Изв. АН АрмССР, сер. физ.-мат. наук, 9, 23, 1956.
5. *В. А. Амбарцумян*, ДАН АрмССР, 26, 73, 1958.
6. *В. Е. Маркarian*, A. J., 555, 1961.
7. *В. Е. Маркarian*, Сообщения Бюраканской обсерватории, 33, 29, 1963.
8. *V. A. Ambartsumian*, Solvay Conference Report, Brussels, p. 241, 1958.
9. *И. Д. Караченцев*, Астрофизика, 2, 81, 1966.
10. *И. Д. Караченцев*, Сообщения Бюраканской обсерватории, 39, 76, 1968.
11. *Б. А. Воронцов-Вельяминов*, *А. А. Красногорская*, *Б. П. Архипова*, Морфологический каталог галактик, МГУ, I, 1962; II, 1964; III, 1963.
12. *В. А. Амбарцумян*, ДАН АрмССР, 23, 161, 1956.
13. *F. Zwicky*, *F. Herzog*, *P. Wild*, Catalogue of Galaxies and Clusters of Galaxies, I, II, California Institute of Technology, 1961, 1963.
14. *F. Zwicky*, Problems of extragalactic research, IAU Symp. No 15, The McMillan company, New York, 347, 1962.
15. *Van den Bergh*, M. N., 121, 387, 1960.
16. *E. M. Burbidge*, *G. R. Burbidge*, Ap. J., 130, 629, 1959.
17. *N. U. Mayall*, Ann. d'Ap., 23, 344, 1960.
18. *M. L. Humason*, *N. U. Mayall*, *A. R. Sandage*, A. J., 61, 97, 1956.
19. *T. L. Page*, Smithsonian Astrophys. Obs. Special Report, No. 195, 1965.
20. *В. А. Амбарцумян*, Вопросы космогонии, 8, М., 1962.

В. Г. ПАНАДЖЯН

ОЦЕНКА УГЛОВЫХ РАЗМЕРОВ МЕРЦАЮЩИХ РАДИОИСТОЧНИКОВ ПО СДВИГУ ГИСТОГРАММ КВАЗИПЕРИОДОВ МЕРЦАНИЙ

Оценка угловых размеров радиоисточников является важной задачей. Существует несколько методов оценки угловых размеров по характеристикам мерцаний [1, 2, 3]. Ниже обсуждается возможность оценки угловых размеров мерцающих источников по сдвигу гистограмм средних квазипериодов мерцаний.

Предположим, что возмущение фазы волны, распространяющейся в среде со случайными неоднородностями, происходит на расстоянии L от наблюдателя в слое, толщина которого $\Delta L \ll L$. Предположим дальше, что величина возмущения фазы на неоднородностях $\overline{\Delta\varphi^2} \ll 1$. Если неоднородности просвечиваются неточечным радиоисточником, то дифракционные картины на Земле от разных точек источника сместятся друг относительно друга и в случае, когда угловые размеры источника $2\theta_0$ приблизительно равны угловым размерам неоднородностей $2\varphi_0$, результирующая дифракционная картина на Земле заметно замается, вследствие чего мера мерцаний уменьшится. По той же причине радиус корреляции дифракционной картины увеличится. Как показано в [1], в вышеприведенных предположениях, радиус корреляции дифракционной картины неточечного источника l связан с радиусом корреляции дифракционной картины точечного источника l_0 соотношением

$$l = l_0 \left[1 + 2 \left(\frac{L\theta_0}{l_0} \right)^2 \right]^{1/2}, \quad (1)$$

где $2\theta_0$ — угловые размеры симметричного радиоисточника с гауссовским распределением радиояркости на уровне e^{-1} . В случае когда автокорреляционная функция дифракционной картины на Земле имеет гауссовский вид, среднее расстояние между максимумами дифракционной картины $\bar{T}$ (средний квазипериод мерцаний) связан с радиусом корреляции дифракционной картины l соотношением [4]

$$\bar{T} = \frac{2,6l}{v}, \quad (2)$$

где v — скорость дифракционной картины на Земле.

В случае точечного радиосточника имеем

$$\bar{T}_0 = \frac{2,6l_0}{v}. \quad (3)$$

Соотношения (1), (2) и (3) означают, что квазипериод мерцаний неточечного радиосточника T больше соответствующей величины точечного источника T_0 :

$$\bar{T} = \bar{T}_0 \left[1 + 2 \left(\frac{L\theta_0}{l_0} \right)^2 \right]^{1/2}, \quad (4)$$

т. е. происходит сдвиг гистограммы средних квазипериодов мерцаний в сторону больших значений T для источника с большими угловыми размерами.

Выражения (3) и (4) позволяют оценить угловые размеры мерцающего источника, если имеется гистограмма средних квазипериодов мерцаний точечного источника. Из (3) и (4) получаем

$$2\theta_0 = \frac{\sqrt{2}}{2,6} \frac{v}{l} \sqrt{\bar{T}^2 - \bar{T}_0^2}, \quad (5)$$

где под $\bar{T}$ и $\bar{T}_0$ подразумеваются наиболее вероятные значения средних квазипериодов мерцаний неточечного и точечного радиосточников соответственно.

В случае, когда квазипериоды измерены в секундах, $v = 235 \frac{\text{км}}{\text{сек}}$ [5], $L = 1\text{а. е.}$, для угловых размеров мерцающего источника, выраженных в угловых секундах, получаем

$$2\theta_0 = 0,175 \sqrt{\bar{T}^2 - \bar{T}_0^2}. \quad (6)$$

15 ноября 1968 г.

Վ. Գ. ՓԱՆԱԶՅԱՆ

ԱՌԿԱՅԾՈՂ ՌԱԴԻՈԱՂՔՅՈՒՐՆԵՐԻ ԱՆԿՅՈՒՆԱՅԻՆ ԶԱՓԵՐԻ ԳՆԱՀԱՏՈՒՄԸ
ԱՌԿԱՅԾՈՒՄՆԵՐԻ ՔՎԱԶԻՊԱՐԲԵՐՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ՀԻՍՏՈԳՐԱՄՆԵՐԻ ՇԵՂՈՒՄՈՎ

Ա մ փ ո փ ո լ մ

Ստացված է արտահայտություն առկալծող ռադիոաղբյուրների անկյունային չափերի գնահատման համար այն դեպքում, երբ միջմոլորակային

պլազմայի անհամասեռությունները կարելի է դիտարկել որպես բարակ ֆազային էկրան, ինտենսիվության դաուսյան բաշխումով շրջանային սիմետրիկ ռադիոաղբյուրի անկյունային չափերի համար ստացված է $2\theta_0^* = 0,175 \sqrt{\overline{T^2} - \overline{T_0^2}}$ արտահայտությունը, որտեղ $\overline{T}$ և $\overline{T_0}$ համապատասխանաբար հետազոտվող և կետային ռադիոաղբյուրների միջին քվադրատիկ թվումներն են:

V. G. PANAJIAN

AN ESTIMATION OF THE ANGULAR DIMENTIONS OF SCINTILLATING RADIO SOURCES BY SHIFT OF THE HISTOGRAMMS OF SCINTILLATION QUASIPERIODS

S u m m a r y

An expression for estimation of the angular dimentions of scintillating radio sources is obtained for the case when interplanetary plasma irregularities may be considered as a thin phase screen. For circularly symmetrical Gaussian source model the corresponding expression is $2\theta_0^* = 0,175 \sqrt{\overline{T^2} - \overline{T_0^2}}$, where $\overline{T}$ is the mean quasiperiod of the radio source under investigation and $\overline{T_0}$ —that of the point source.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. L. T. Little, A. Hewish, M. N. 134, 221, 1966.
2. M. N. Cohen, Science, 153, 745, 1966.
3. В. В. Виткевич, Тр. ФИАН, 38, 80, 1967.
4. I. Radcliffe, Rept. Prog. Phys., 19, 188, 1956.
5. В. В. Виткевич, В. И. Власов, АЖ, 46, 851, 1969.

Ж. М. ЛОРЕЦАН

О ВОЗМОЖНОСТИ УКОРОЧЕНИЯ ОПТИЧЕСКОЙ СИСТЕМЫ ШМИДТА

Обладая рядом серьезных достоинств, оптическая система Б. Шмидта [1] сыграла большую роль в развитии астроприборостроения. Однако эта система имеет существенный недостаток—оптическая длина системы в 2 раза превышает фокусное расстояние.

Вопросами теории системы Шмидта занимались Райт [2], Штрёмгрен [3], Смили [4] и другие.

Целью настоящего исследования является изучение возможности укорочения системы Шмидта при изменении формы главного зеркала.

Для исследования была выбрана система с относительным отверстием $A = 1 : 1$ и диаметром входного зрачка $D_{\text{вх}} = 150$ мм. Производился тригонометрический расчет лучей через зоны — $Y = 0, 0.6H, 0.86H$ и H , где H —половина диаметра входного зрачка.

Для исследования хроматических аберраций были взяты лучи с длинами волн $C(656.5 \text{ нмк})$, $F(486.1 \text{ нмк})$, $h(404.7 \text{ нмк})$. Коррекционная пластина рассчитывалась относительно основного луча. Рассчитывались системы с зеркалами, являющимися поверхностями вращения сечений конуса и имеющие квадрат эксцентриситета (e^2): $+0.05, 0, -0.05, -0.1$.

Расстояния между коррекционной пластиной и зеркалом (d) были взяты следующие: $d_{\text{кл}} = 300$ мм—классическая система, $d_{1\text{ук}} = 275$ мм и $d_{2\text{ук}} = 250$ мм—укороченные системы.

Входной зрачок во всех случаях совпадает с вершиной коррекционной пластины.

Камера Шмидта рассчитывалась по общим формулам для ретушированной поверхности по методу Д. Д. Максудова [5].

Окончательная оценка качества системы производилась по размеру кружка рассеяния, получаемой на фокальной поверхности. Путем подбора формы коррекционной пластины при всех вариантах кружков рассеяния на оси для главного луча не превышал в конечном счете 1 микрона. Все варианты системы рассчитывались для двух значений угла поля зрения: 15° и 10° .

Ниже изложены основные результаты исследования по изучению зависимости основных видов aberrаций от расстояния между пластинкой и зеркалом (d), от формы зеркала (e^2) и от угла поля зрения ($2W$). Для краткости табличные цифровые данные опущены.

Астигматизм. Астигматизм систем определен астигматической разностью Δ_{sm} (рис. 1).

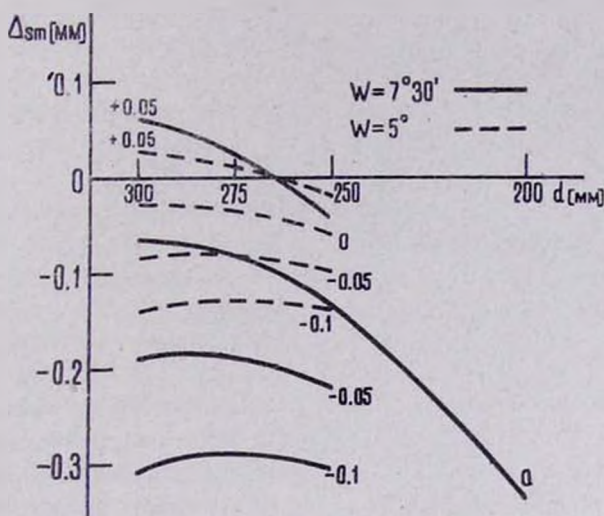


Рис. 1. Астигматизм
 14. 1. Астигматизм

С укорочением длины системы при $e^2 \leq 0$ величина Δ_{sm} абсолютно растет в отрицательную сторону, а при $e^2 > 0$ переходит от положительного значения в отрицательное. Для некоторых расстояний d_{yk} при $e^2 > 0$ астигматизм системы равен нулю. При этом, чем больше величина e^2 , тем меньше расстояние d_{yk} . При укорочении длины камеры Шмидта, для получения минимального астигматизма, желательно применять зеркала с $e^2 > 0$.

Кривизна поля. Кривизна поля характеризуется радиусом кривизны R_k или стрелкой прогиба x_k фокальной поверхности F .

Для проверки отступления поверхности F от сферы для всех вариантов систем рассчитывался радиус R_k для двух углов поля зрения: 15° и 10° . Величины R_k для двух данных углов в каждой системе очень близки друг к другу. Пятно рассеяния, образуемое на сферической фокальной поверхности из-за разности радиусов, не превышало 0.01 мм. Следовательно, во всех случаях фокальная поверхность F имеет форму, очень близкую к сфере.

Результаты исследования зависимости кривизны поля κ_k от значений d и e^2 представлены на рис. 2.

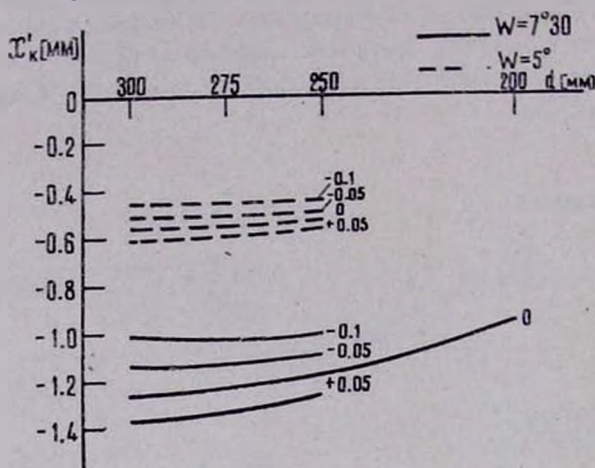


Рис. 2. Кривизна поля
 Դժ. 2. Դաժմի կարկրվաճը

С укорочением длины системы кривизна поля уменьшается. При расположении коррекционной пластины близко к фокусу системы кривизна поля равна нулю. При укорочении камеры Шмидта для получения минимальной кривизны поля желательно применять зеркала с $e^2 < 0$.

Кома. По данным тригонометрического расчета широких наклонных пучков определена меридианальная кома (K_M) для разных значений d , e^2 и $2W$ (рис. 3).

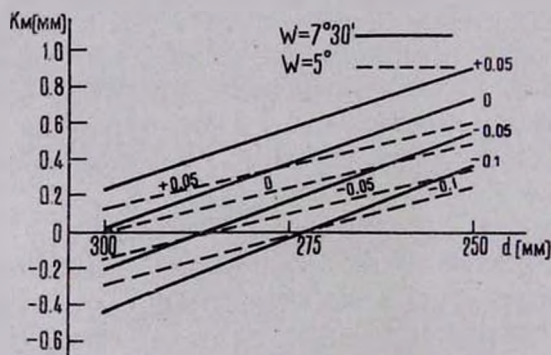


Рис. 3. Кома
 Դժ. 3. Կոմա

Результаты исследования следующие.

С уменьшением расстояния d при любых значениях e^2 кома стремится к положительному значению. При определенных расстояниях

d_{yk} системы с асферическими зеркалами с $e^2 < 0$ будут иметь кому, равную нулю. Для получения минимальной комы при укорочении системы Шмидта желательно применять зеркала, имеющие форму сплюснутого сфероида ($e^2 < 0$).

Хроматическая aberrация. Для изучения зависимости хроматической aberrации от d и e^2 производился тригонометрический расчет для 3 лучей $\bar{Y}h, F, C$.

Исследование дало следующие результаты.

Поперечный хроматизм на оси при укорочении системы на 17% (с 300 до 250 мм) остается практически неизменным. При изменении же формы зеркала (e^2) эти aberrации несколько возрастают. Так например, для системы с $e^2 = -0.1$ хроматическая aberrация на оси возрастает по сравнению с системой $e^2 = 0$ на 5–10%.

Хроматизм увеличения при укорочении системы на 17% для данного e^2 уменьшается, но незначительно ($\approx 1.5\%$). При изменении e^2 хроматизм увеличения остается практически неизменным. Разность хроматических aberrаций наклонных пучков для лучей C и h относительно основного луча F достигает в классической системе больших величин (100–130 мк), но она остается почти неизменной при изменении параметров e^2 и d .

Из вышеуказанного следует, что хроматические aberrации при укорочении системы Шмидта изменяются незначительно по сравнению с классической системой.

Дисторсия. Определена абсолютная дисторсия $\delta y'$ (рис. 4).

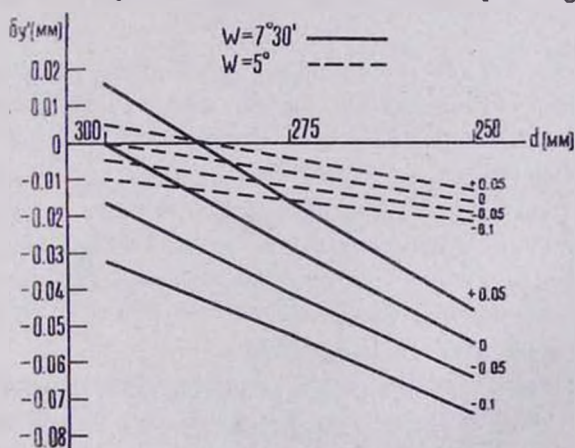


Рис. 4. Дисторсия
в к. 4. Гипотеза

С укорочением системы при любых значениях e^2 дисторсия стремится к отрицательному значению. При $e^2 > 0$ для некоторых значений расстояния d_{yk} дисторсия в системе будет отсутствовать. Это расстояние будет тем меньше, чем больше e^2 .

Асферизация. Для уничтожения сферической аберрации на оси одна из сторон коррекционной пластины деформируется в асферическую поверхность высшего порядка. Уравнение этой поверхности имеет вид

$$x = Ay^2 + By^4 + Cy^6 + Dy^8 + \dots$$

Асферичность пластины определялась как отступление асферической поверхности от огибающей выпуклой сферы.

Анализ изменения асферичности для разных вариантов дал следующие результаты:

1. При укорочении системы происходит незначительное увеличение асферичности. Так например, при укорочении системы на 17% ($\Delta d = 50$ мм) асферичность увеличивается лишь на 1%.

2. Изменение формы зеркала приводит к более значительному изменению величины асферичности. При $e^2 > 0$ происходит уменьшение величины асферичности, а при $e^2 < 0$ — увеличение. Изменение e^2 на 0.05 приводит к изменению асферичности в среднем на 5%.

Асферичность зеркала определялась по формуле Д. Д. Максута [5] как наибольшее отклонение его поверхности от ближайшей сферы сравнения (δ_m). С увеличением e^2 увеличивается и асферичность

В нашем случае имеем:

при $e^2 = 0$,	$\delta_m = 0$
$e^2 = 0.05$,	$\delta_m = 0.00295$
$e^2 = 0.1$,	$\delta_m = 0.0059$

Сферическая аберрация широких наклонных пучков. Были рассчитаны величины несовпадения лучей широких наклонных меридианальных и сагиттальных пучков с главным лучом — $\Delta y'_m$ и G'_s .

Ввиду громоздкости и сложности расчета широкого наклонного сагиттального пучка расчет его был произведен на электронно-вычислительной машине. Одновременно, с ее помощью были проверены расчеты осевого и широкого наклонного меридианального пучков. Значения $\Delta y'_m$ и G'_s изображены графически для $2W = 15^\circ$ на рис. 5.

Анализ данных показал следующее.

С укорочением системы происходит резкое изменение сферической аберрации наклонных пучков. Величина $\Delta y'_m$ для всех значений e^2 алгебраически возрастает. Чем короче система, тем больше $\Delta y'_m$ для систем с $e^2 \geq 0$.

Системы с $e^2 < 0$ при определенных расстояниях d_{yk} имеют значения $\Delta y'_m$, близкие к 0. А при дальнейшем укорочении длины системы $\Delta y'_m$ растет в положительную сторону.

Величина G_s при укорочении системы также возрастает, но сравнительно незначительно. Большие отклонения величины G_s имеют системы с $e^2 > 0$. Следовательно, при укорочении камеры Шмидта для уменьшения сферических aberrаций широких меридианальных пучков

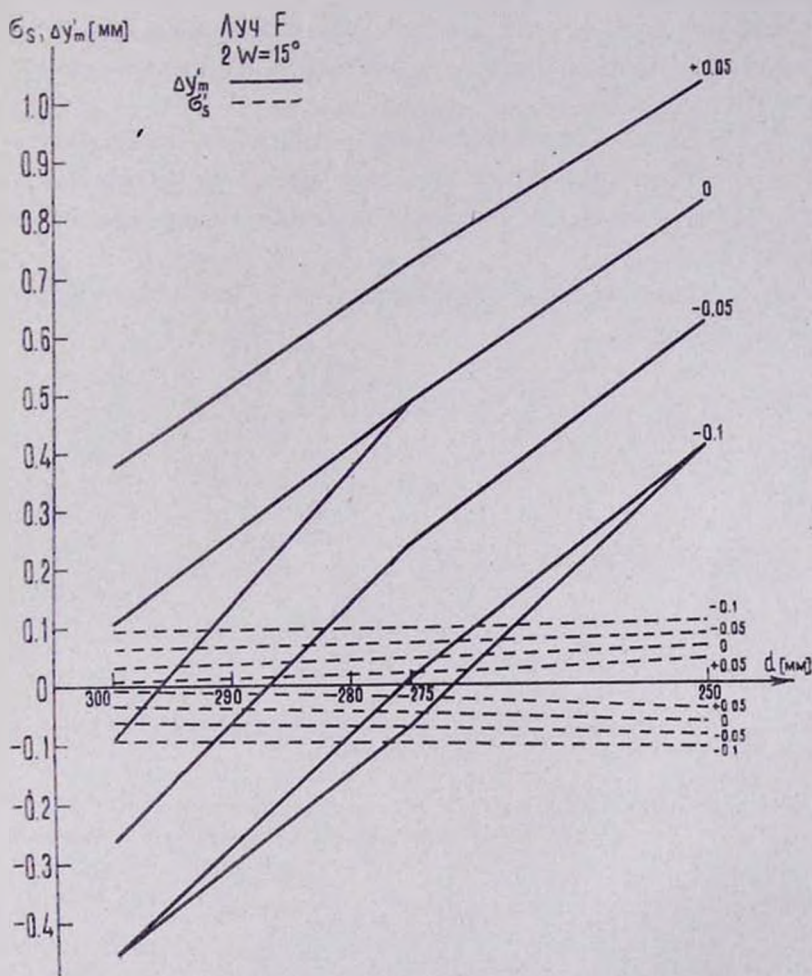


Рис. 5. Зависимость Δy_m и G_s от расстояния d

Նկ. 5. Δy_m և G_s կախումը d տարածությունից

необходимо применять в системе зеркало с $e^2 < 0$, но при этом увеличивается сферическая aberrация широких сагиттальных пучков, которая при определенных значениях расстояния d_{yk} начинает превосходить сферическую aberrацию меридианального пучка.

Анализ системы по пятну рассеяния. За критерий оценки и сравнения систем примем величину пятна рассеяния, получаемую на фокальной поверхности.

Величина пятна рассеяния в меридианальной плоскости определяется из выражения

$$\delta y'_m = \Delta y'_{+m} - \Delta y'_{-m}. \quad (1)$$

Для пояснения обратимся к рисунку б, на котором изображено следующее:

L_{+m} , L_{-m} — точки пересечения лучей с фокальной поверхностью F ,

L'_0 — точка пересечения главного луча с поверхностью F ,

$\Delta y'_{+m}$ — максимальное верхнее отклонение точки пересечения луча пучка от точки L'_0 ,

$\Delta y'_{-m}$ — максимальное нижнее отклонение точки пересечения луча пучка от точки L'_0 .

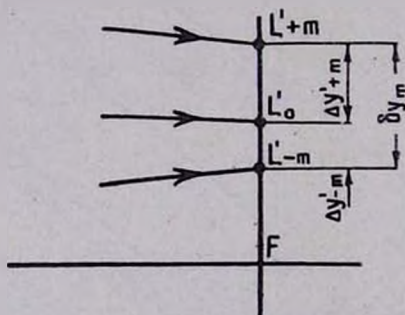


Рис. 6. Пятно рассеяния

Նկ. 6. Ցրման բիծ

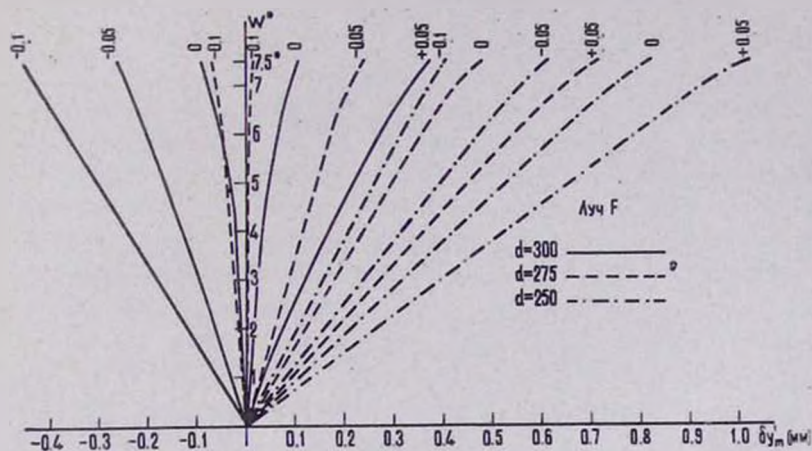
Вычисленные значения $\delta y'_m$ для разных значений W , d и e^2 даны в табл. 1.

Таблица 1

Пятно рассеяния

W°	$d, \text{ мм}$	300		275		250	
	e^2	$\delta y'_m$	$\delta y'_s$	$\delta y'_m$	$\delta y'_s$	$\delta y'_m$	$\delta y'_s$
$7^\circ 30'$	+0.05	+0.3767	0.0076	0.7200	0.0420	1.0305	0.0858
	0	± 0.1939	0.0670	0.4804	0.0914	0.8277	0.1306
	-0.05	-0.2607	0.1264	0.2403	0.1428	0.6198	0.1730
	-0.1	-0.4530	0.1856	± 0.0874	0.1934	0.4091	0.2166
$5^\circ 00'$	+0.05	0.2160	0.0034	0.4500	0.0200	0.6623	0.0382
	0	± 0.0856	0.0300	0.2961	0.0406	0.5321	0.0580
	-0.05	-0.1656	0.0560	0.1432	0.0630	0.3985	0.0770
	-0.1	-0.3016	0.0820	± 0.0540	0.0856	0.2639	0.0960

Величины $\delta y'_m$ представлены положительными и отрицательными знаками. Если пятно рассеяния располагается выше точки L_0 , то $\delta y'_m$ положительно и $\delta y'_m = \Delta y'_{+m}$; если ниже — отрицательно и $\delta y'_m = -\Delta y'_{-m}$; если точка L_0 находится внутри пятна рассеяния, то перед величиной $\delta y'_m$ ставится знак $\pm$ и $|\delta y'_m| = |\Delta y'_{+m}| + |\Delta y'_{-m}|$. Определение знаков помогло графическому выявлению величины $\delta y'_m$ при разных значениях W , d , e^2 (рис. 5, 7, 8). Если точка L_0 находится внутри пятна рассеяния ($\pm \delta y'_m$), то на графиках даются величины $\Delta y'_{+m}$ и $\Delta y'_{-m}$.

Рис. 7. Зависимость $\delta y'_m$ от угла W Таб. 7. $\delta y'_m$ в зависимости от W и d

В сагиттальной плоскости пятно рассеяния равно

$$\delta y'_s = 2G'_s. \quad (2)$$

Величины $\delta y'_s$ даны в табл. 1 и на рис. 8.

Рассчитанные варианты систем со сферическими и асферическими зеркалами помогли нам выявить некоторые закономерности изменения оптических aberrаций при разных значениях e^2 , d , $2W$.

Наиболее совершенной в отношении aberrаций является классический вариант ($e^2 = 0$; $d = 300$ мм), дающий отличное изображение на оси, ничтожно малую кому, нулевую дисторсию, но имеющий кривизну поля и остаточную aberrацию широкого наклонного пучка. Попытка укорочения классической системы только за счет приближения пластины к зеркалу дает отрицательный результат. Из-за потери симметрии лучей в пучке относительно главного луча резко увеличиваются остаточные aberrации широкого наклонного пучка. Так например, при укорочении системы с $e^2 = 0$ лишь на 8% ($d = 275$ мм) раз-

мер пятна рассеяния увеличивается более чем в 8 раз, а меридианальная кома — в 40 раз, появляется дисторсия.

Применение в укороченных системах асферического зеркала дает в некоторых случаях более положительный результат.

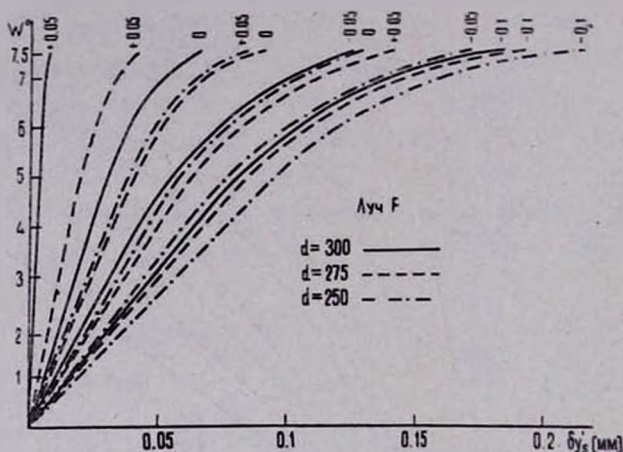


Рис. 8. Зависимость $\delta y'_s$ от угла W

Рис. 8. $\delta y'_s$ в зависимости от W для различных d

Введение в систему зеркала с $e^2 < 0$ по сравнению с другими вариантами укороченных систем выглядит более перспективным в смысле уменьшения пятна рассеяния. Из рис. 5 следует, что для каждого значения $e^2 < 0$ имеется определенное расстояние $d_{\min}$, где пятно рассеяния имеет минимальное значение — $\delta y'_{\min}$. Так, например, система с $e^2 = -0.05$ при $d_{\min} = 287$ мм имеет $\delta y'_m = 0$, $\delta y'_s = 0.1300$ мм, т. е. $\delta y'_{\min} = 0.1300$ мм. Из рис. 5 также видно, что дальнейшее укорочение системы за счет применения зеркал с меньшими значениями e^2 (-0.2 ; -0.3 и т. д.) приводит к еще большему увеличению величины $\delta y'_{\min}$. Следовательно, при данной светосиле и данном угле $2W$ имеется предел возможности укорочения системы. Больше укорочение систем возможно при уменьшении поля зрения системы. Так например, для рассматриваемой выше системы ($e^2 = -0.05$, $d = 287$ мм) при угле $2W = 10^\circ$ величина пятна рассеяния имеет следующие значения: $\delta y'_m = 0$, $\delta y'_s = 0.060$ мм, т. е. $\delta y'_{\min} = 0.060$ мм. Это показывает, что уменьшив угол $2W$ на одну треть, мы снизили величину пятна рассеяния более чем в два раза. Практически возможно для каждого варианта подобрать такой угол $2W$, который дает допусковую величину пятна рассеяния — 0.030 мм. Для этого построены графики зависимости величин $\delta y'_m$ и $\delta y'_s$ от угла W для всех вариантов систем (рис. 7 и 8).

Из графиков видно, что для получения качественного изображения по полю необходимо для всех вариантов брать угол $2W < 15^\circ$. Так, для классической системы $\delta y_m' = \pm 0.03$ мм при $2W = 11.5^\circ$, а $\delta y_s' = 0.03$ мм при $2W = 10^\circ$. Т. е. практически допустимый угол поля зрения $2W_s = 10^\circ$. При укорочении системы на 17% ($d_{yk} = 250$ мм) допустимые углы имеют следующие значения:

$$\begin{aligned} e^2 &= +0.05, & 2W_s &= 20', \\ e^2 &= 0, & 2W_s &= 30', \\ e^2 &= -0.05, & 2W_s &= 40', \\ e^2 &= -0.1, & 2W_s &= 1^\circ 15'. \end{aligned}$$

Эти результаты говорят о том, что стремление к более эффективным укорочениям сводит на нет одно из важных достоинств камеры Шмидта — ее широкоугольность. Следовательно, система Шмидта при данном относительном отверстии имеет предел укорочения.

Анализ наших расчетов показал, что при укорочении системы Шмидта для получения минимального пятна рассеяния следует брать в системе зеркало с поверхностью сплюснутого сфероида ($e^2 < 0$). Зеркало такой формы лучше, чем другое, компенсирует аберрации широких наклонных лучей, вышедших из коррекционной пластины укороченной системы. Зеркало с $e^2 < 0$ в укороченных системах более благоприятствует уменьшению комы, но способствует росту астигматизма, дисторсии и величины асферизации коррекционной пластины. Следует отметить, что укорочением можно уменьшить или совершенно исключить один из основных недостатков системы Шмидта — кривизну поля. В укороченных системах возникает дополнительная технологическая задача по изготовлению сплюснутого сфероида, у которой величина отступления от сферы зависит от диаметра, относительного отверстия и эксцентриситета поверхности зеркала.

В заключение следует сказать, что вопрос исследования возможности укорочения системы Шмидта за счет применения асферического зеркала не исчерпан. Данное исследование выявило, что для широкоугольных и светосильных систем возможности укорочения малы. С уменьшением относительного отверстия (1:2; 1:3) возможны более значительные укорочения с допустимой величиной пятна рассеяния.

10 марта 1968 г.

ՇՄԻԴՏԻ ՕՊՏԻԿԱԿԱՆ ՍԻՍՏԵՄԻ ԿԱՐՃԱՑՄԱՆ ՀՆԱՐԱՎՈՐՈՒԹՅԱՆ ՄԱՍԻՆ

Ա մ փ ո փ ո լ մ

Հետազոտված է Շմիդտի կլասիկ սիստեմի կարճացման հնարավորությունը նրա հայելու ձևը փոխելու միջոցով: Նորմալ և կարճացրած սիստեմների որակի հետազոտման համար կատարված են բազմաթիվ եռանկյունաչափական հաշվումներ: Քննարկված են սֆերիկ, էլիպսոիդալ և տափակացված սֆերոիդալ ձևերի հայելիներով սիստեմներ:

Հաշվումների վերլուծումը ցույց է տալիս հետևյալը՝

ա) կարճացված սիստեմների համար հայելին պետք է ունենա սալիակացված սֆերոիդալ ձև:

բ) Աբերացիաների փոքրացման համար կարճացված սիստեմը պետք է ունենա ավելի փոքր անկյունային դաշտ, քան նույն լուսաուժ ունեցող կլասիկ Շմիդտի սիստեմը:

G. M. LORETSIAN

ON THE POSSIBILITY OF SHORTENING OF THE OPTICAL SCHMIDT SYSTEM

S u m m a r y

The possibility of shortening of the classical Schmidt system by changing of the form of its mirror has been investigated. Many trigonometric calculations have been made in order to investigate the qualities of normal and shortened systems. Systems with spherical, ellipsoidal and flattened spheroidal mirrors have been considered. The results of these calculations have showed:

a) for a shortened system the mirror should be a flattened spheroid.

b) in order to diminish the aberrations, the shortened system should have a smaller angular field than a classical Schmidt system of the same light-gathering power.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. B. Schmidt, Mitteilungen der Hamburger Sternwarte, 7, 36, 1932.
2. F. Wright, Theory and Design of Aplanatic Reflectors Employing a Correcting lens, Amateur Telescope, 401—409, 1937.
3. B. Stromgren, Das Schmidtische Spiegelteleskop, Vierteljahrsschrift der Astronomischen Gesellschaft, p. 70, 1935.
4. C. Smiley, The Schmidt camera, Popular Astronomy, 47, 4, 1940.
5. А. А. Максудов, Астрономическая оптика, 1946, М.—Л., ОГИЗ.

СПИСОК СТАТЕЙ, ОПУБЛИКОВАННЫХ В ВЫПУСКАХ I—XI

I. ЗВЕЗДЫ, ТУМАННОСТИ И МЕЖЗВЕЗДНАЯ СРЕДА

1. Спектрофотометрическое исследование ряда звезд ранних спектральных классов, 7, 3, 1951 Л. В. Мирзоян
2. Показатели цвета долгопериодических цефеид, 8, 3, 1951 Г. С. Бадалян
3. Явление непрерывной эмиссии и источники звездной энергии, 13, 3, 1954
В. А. Амбарцумян
4. Спектрофотометрическое исследование непрерывного спектра 59 Лебеда, 14, 26, 1954 Н. Л. Иванова
5. Спектрофотометрия туманности Ориона, 16, 3, 1955 Г. А. Гурзadyн
6. О некоторых В-звездах ассоциации Ориона, 16, 53, 1955 Н. Л. Иванова
7. Фотометрическое исследование непрерывного спектра десяти горячих звезд, 16, 41, 1955 Л. В. Мирзоян
8. Определение показателей и избытков цвета галактических цефеид, 17, 3, 1956
Г. С. Бадалян
9. Бальмеровский декремент некоторых диффузных туманностей, 18, 3, 1956
Г. А. Гурзadyн
10. О температуре ядер планетарных туманностей, 18, 13, 1956 Г. А. Гурзadyн
11. Спектрофотометрическое исследование AG Дракона, 19, 43, 1956 Л. В. Мирзоян
12. Спектрофотометрическое исследование L Возничего, 20, 11, 1956 Н. Л. Иванова
13. Опыт поляризационной спектрофотометрии туманности Ориона, 20, 23, 1956
Г. А. Гурзadyн
14. Спектрофотометрическое исследование Алголя, 21, 3, 1957 М. А. Аракелян
15. Электрофотометрия и электроколориметрия звезд ассоциаций Цефей II и Персей II, 22, 34, 1957 К. А. Григорян
16. Поляризационные наблюдения звезд ассоциаций Цефей II и Персей II, 22, 49, 1957 К. А. Григорян
17. К вопросу о поляризации излучения Крабовидной туманности, 23, 19, 1957
Э. Е. Хачикян
18. Наблюдения 59 Лебеда в 1954—1956 гг., 23, 25, 1957 Н. Л. Иванова
19. К вопросу о непрерывной эмиссии в спектре AG Дракона, 24, 19, 1958
М. А. Аракелян, Н. Л. Иванова
20. О природе магнитных полей планетарных туманностей, 24, 33, 1958 Г. А. Гурзadyн
21. Об электромагнитной природе спиралевидных планетарных туманностей, 24, 59, 1958 Г. А. Гурзadyн
22. Поляризационные наблюдения μ Цефея 25, 45, 1958 К. А. Григорян
23. Об изменении цвета звезд типа Т Тельца, 25, 49, 1958 Г. С. Бадалян
24. Спектрофотометрическое наблюдение X Пегаса, 25, 63, 1958 Н. Л. Иванова
25. Поляриметрическое исследование кометообразной туманности NGC 2261, 25, 67, 1958 Э. Е. Хачикян
26. К вопросу о молодости ядер планетарных туманностей, 25, 101, 1958 Г. А. Гурзadyн
27. Поляриметрическое изучение планетарной туманности NGC 7026, 26, 19, 1959
Г. А. Гурзadyн, Н. А. Размадзе

28. Магнитное торможение в планетарных туманностях, 26, 59, 1959 . . . Г. А. Гурздян
29. Белые карлики, обнаруженные в созвездии Лебедя, 27, 3, 1959 . . . К. А. Саакян
30. Поляризационные наблюдения μ Цефея, 27, 43, 1959 . . . К. А. Григорян
31. Фотоэлектрические наблюдения μ Цефея, 27, 47, 1959
К. А. Григорян, Р. А. Варданян
32. Поляризационные наблюдения некоторых холодных сверхгигантов ассоциации Цефея II, 27, 55, 1959 . . . К. А. Григорян
33. Электроколориметрия и электрополяриметрия группы звезд λ Орiona, 27, 69, 1959
К. А. Григорян
34. О свечении кометарных туманностей 27, 73, 1959 . . . Г. А. Гурздян
35. Поляризационные наблюдения звезд в скоплениях NGC 2244 и NGC 2264 28, 3, 1960 . . . К. А. Григорян, Ю. М. Смак
36. Поляриметрические наблюдения магнитных звезд, 28, 9, 1960 . . . Р. А. Варданян
37. О необычном распределении энергии в спектре нестационарной звезды AG Пегаса, 28, 17, 1960 . . . Н. Л. Иванова
38. Наблюдения сверхновой (1959) в скоплении Сота в период до ее открытия, 28, 33, 1960 . . . Р. К. Шахбазян
39. Электрополяриметрическое исследование скоплений NGC 2422, 6530, 6531, 6514, 7092, IC 1590 и 4665, 29, 7, 1961 . . . К. А. Григорян, Р. А. Варданян
40. Фотометрическое, колориметрическое и поляриметрическое исследование Новой Геркулеса 1960, 29, 39, 1961 . . . К. А. Григорян, Р. А. Варданян
41. Спектральное наблюдение Новой Геркулеса 1960, 29, 25, 1961
Н. Л. Иванова, М. А. Казарян, Р. Х. Оганесян
42. Электрофотометрические и электрополяриметрические наблюдения β Лирь, 29, 51, 1961 . . . К. А. Григорян
43. К вопросу о поляризации кометарной туманности NGC 2261, 30, 45, 1962
Э. Е. Хачикян, Н. Л. Каллогли
44. Колориметрия кометарной туманности NGC 2261, 30, 51, 1962 . . . Э. С. Парсамян
45. Поляризационные наблюдения β Северной Короны, 30, 67, 1962 Р. А. Варданян
46. Исследование переменных звезд в темном облаке Тельца, 31, 57, 1962
Г. С. Бадалян
47. Поляриметрия и колориметрия туманности NGC 2245, 32, 3, 1963 Э. С. Парсамян
48. Спектрофотометрическое исследование некоторых звезд типа Вc, 32, 25, 1963
Р. Х. Оганесян
49. Поляриметрия и колориметрия туманности NGC 2247, 32, 17, 1963 Э. С. Парсамян
50. Фотометрическое исследование планетарной туманности NGC 7293, 34, 59, 1963
Г. А. Гурздян
51. Бальмеровский декремент AG Пегаса, 34, 93, 1963 . . . Н. Л. Иванова
52. Поляризация света T и RY Тельца, 35, 3, 1964 . . . Р. А. Варданян
53. О поляризации туманности Омега (NGC 6618), 35, 25, 1964 . . . Э. Е. Хачикян
54. Спектрофотометрические измерения АО Кассиопеи, 35, 37, 1964 . . . Р. Х. Оганесян
55. Спектрофотометрические измерения некоторых предполагаемых бывших ядер планетарных туманностей, 35, 43, 1964 . . . Г. А. Гурздян, Р. Х. Оганесян
56. Фотометрические данные для некоторых двухоболочных планетарных туманностей, 35, 59, 1964 . . . Г. А. Гурздян
57. Новое измерение поляризации излучения NGC 2261, 35, 71, 1964
Э. Е. Хачикян, Э. С. Парсамян
58. Фотометрическое исследование трех диффузных туманностей, 36, 3, 1964
М. А. Казарян
59. Интенсивности эмиссионных линий некоторых планетарных туманностей, 36, 23, 1964 . . . Г. А. Гурздян, М. А. Казарян

60. Интенсивности эмиссионных линий четырех слабых звезд Вольф-Райе, 38, 45, 1964
Г. А. Гурзадян, О. С. Чавушян
61. Двухцветные наблюдения 17 переменных звезд типа RW Возничего, 38, 55, 1964
Г. С. Бадалян, Л. К. Ерастова
62. Исследование некоторых неправильных переменных типа RW Возничего, 38, 71, 1964
Г. С. Бадалян
63. Спектрофотометрическое исследование новой Геркулеса 1963, 37, 3, 1966
Н. Л. Иванова, М. А. Казарян, Р. Х. Оганесян
64. Поляризационные наблюдения μ Цефея, 37, 18, 1966
К. А. Григорян
65. Поляризация света холодных сверхгигантов, 37, 23, 1966
Р. А. Варданян
66. Трехцветные наблюдения нестационарных звезд в области NGC 2264, 38, 3, 1967
Г. С. Бадалян, Л. К. Ерастова
67. Колориметрическое исследование ядер планетарных туманностей, 38, 25, 1967
М. А. Казарян
68. О трех новых вспыхивающих звездах в области NGC 7023, 39, 3, 1968
Л. В. Мирзоян, Э. С. Парсмян, О. С. Чавушян
69. Колориметрическое исследование туманности IC 446, 39, 10, 1968
Э. С. Парсмян
70. Спектрофотометрическое исследование ядер планетарных туманностей 39, 35, 1968
М. А. Казарян
71. О переменности ядер четырех планетарных туманностей, 39, 45, 1968
М. А. Казарян
72. Новые вспыхивающие звезды в области NGC 7023, II, 40, 31, 1969
Л. В. Мирзоян, Э. С. Парсмян, Н. Л. Каллоглян
73. Некоторые замечания о переменных типа RW Возничего в Тельце, 40, 35, 1969
Г. С. Бадалян, Л. К. Ерастова
74. Электрофотометрические наблюдения RW Возничего, 40, 63, 1969
Р. А. Варданян

II. ДВОЙНЫЕ И КРАТНЫЕ ЗВЕЗДЫ, ЗВЕЗДНЫЕ СКОПЛЕНИЯ И АССОЦИАЦИИ, СТРОЕНИЕ ГАЛАКТИКИ

1. Флюктуации в видимом распределении звезд и космическое поглощение, I, 5, 1945
Б. Е. Маркарян
2. Звездная ассоциация вокруг Р Лебеда, 2, 3, 1949
В. А. Амбарцумян, Б. Е. Маркарян
3. Долгопериодические цефеиды и избирательное поглощение света в Галактике, 3, 3, 1949
Г. С. Бадалян
4. О кинематике звездных ассоциаций, 4, 3, 1949
Г. А. Гурзадян
5. О классификации открытых (галактических) звездных скоплений, I, 5, 3, 1950
Б. Е. Маркарян
6. К теории флуктуаций в видимом распределении звезд на небе, 6, 5, 1951
В. А. Амбарцумян
7. О классификации открытых (галактических) звездных скоплений. II. Предварительный список открытых звездных скоплений типа O, 9, 3, 1951
Б. Е. Маркарян
8. Вероятность открытия затменных переменных, 10, 3, 1952
Р. А. Саакян
9. Звездная ассоциация Цефей II, 11, 3, 1953
Б. Е. Маркарян
10. О расширении открытого звездного скопления IC 2602, 11, 19, 1953
Б. Е. Маркарян
11. Об эволюции открытых звездных скоплений, 12, 3, 1954
Б. Е. Маркарян
12. Кратные системы типа Трапеции, 15, 3, 1954
В. А. Амбарцумян
13. О связи между пространственными распределениями межзвездного нейтрального водорода и долгопериодических Цефеид, 17, 27, 1956
Г. С. Бадалян
14. Функция распределения тесных двойных звезд по сумме относительных радиусов компонент, 24, 73, 1958
Р. А. Саакян

15. Особенности распределения открытых скоплений в плоскости Галактики, 26, 53, 1959 Б. Е. Маркарян
16. Белые карлики, обнаруженные в созвездии Лебедя. II, 28, 37, 1960 К. А. Саакян
17. Пять новых открытых скоплений, 28, 43, 1960 С. Г. Искусдарян
18. Функция светимости скопления Ясли (NGC 2632), 29, 65, 1961 Б. Е. Маркарян, С. Н. Аракелян
19. Белые карлики в скоплении Ясли (NGC 2632), 29, 71, 1961 Б. Е. Маркарян, Э. Я. Оганесян
20. О расширении звездных ассоциаций, 29, 81, 1961 Л. В. Мирзоян
21. О законе распределения O-BI-звезд вокруг ядер O-ассоциаций, 33, 41, 1963 Л. В. Мирзоян
22. К вопросу о происхождении звездных скоплений, 33, 87, 1963 Г. М. Товмасян
23. Распределение O-B звезд в ассоциации Персей I, 35, 75, 1964 Л. В. Мирзоян
24. Поляризационные наблюдения скоплений NGC 6871 и NGC 6823, 39, 19, 1968 К. А. Григорян
25. Поляризационные наблюдения скопления NGC 457, 39, 28, 1968 К. А. Григорян

III. ГАЛАКТИКИ

1. Колориметрическое исследование спиральной галактики M 101, 24, 3, 1958 Б. Е. Маркарян
2. Двойная галактика M 51, 25, 5, 1958 Б. Е. Маркарян
3. Колориметрия галактик с перемычкой, 25, 35, 1958 А. Т. Каллоглян
4. Цвета и светимости ярких звездных ассоциаций спиральных галактик M51 и M101, 26, 3, 1959 Б. Е. Маркарян
5. Определение природы населения звездных систем по парциальным светимостям, 28, 51, 1960 Б. Е. Маркарян
6. Детальная колориметрия галактик NGC 2976, 3031 (M81), 3034 (M82) и 3077, 30, 3, 1962 Б. Е. Маркарян, Э. Я. Оганесян, С. Н. Аракелян
7. Двухцветная абсолютная фотометрия NGC 7331, 30, 21, 1962 А. Т. Каллоглян
8. О природе двойных галактик 31, 39, 1962 А. Т. Каллоглян, Г. М. Товмасян
9. Сверхассоциация в отдаленных галактиках, 33, 3, 1963 В. А. Амбарцумян, С. Г. Искусдарян, Р. К. Шахбазян, К. А. Саакян
10. О поверхностной яркости перемычек спиральных галактик, 33, 19, 1963 А. Т. Каллоглян
11. О природе цепочек галактик, 33, 29, 1963 Б. Е. Маркарян
12. О природе галактик, имеющих аномальные для своего типа спектральные признаки, 34, 3, 1963 Б. Е. Маркарян
13. Иррегулярные галактики типа M 82, 34, 19, 1963 Б. Е. Маркарян
14. Пекулярная галактика NGC 3656, 34, 31, 1963 А. Т. Каллоглян
15. О возникновении линий поглощения Бальмеровской серии водорода в спектрах галактик типа M 82, 34, 37, 1963 Г. А. Гурзadyн
16. Ядра галактик с перемычкой, 36, 31, 1964 А. Т. Каллоглян, Г. М. Товмасян
17. О форме и средних характеристиках спиральных рукавов галактик, 38, 48, 1964 В. Е. Караченцева, И. Д. Караченцев
18. Распределение карликовых галактик типа Скульптора, 39, 61, 1968 В. Е. Караченцева
19. Средние характеристики систем галактик и проблема существования скрытых внегалактических масс, 39, 76, 1968 И. Д. Караченцев
20. О функции светимости скопления галактик A-262, 40, 3, 1969 А. Т. Каллоглян
21. Колориметрия галактик с перемычкой. IV, 40, 15, 1969 А. Т. Каллоглян
22. К вопросу о молодости групп галактик, 40, 57, 1969 Г. М. Товмасян

IV. РАДИОАСТРОНОМИЯ

1. Радионаблюдение кольцеобразного затмения Солнца на длине волны 50 см 19 апреля 1958 г. 25, 75, 1958 . . . Э. Г. Мирзабекян, Г. А. Ерзнкян, П. М. Герунчи
2. Результаты наблюдений источника космического излучения Стрельца А на волне 32,5 см с высокой разрешающей силой, 31, 3, 1962 . . . В. Г. Малумян
3. Результаты наблюдений туманности Омега на большом Пулковском радиотелескопе на волне 32,5 см, 31, 11, 1962 . . . В. Г. Малумян
4. Новые вероятные отождествления радионисточников, 31, 19, 1962 . . Г. М. Товмасян
5. Некоторые отождествления космических радионисточников, 31, 31, 1962
Г. М. Товмасян, А. Т. Каллоглян
6. Изменение плотности потока радиоизлучения Кассиопеи—А, 30, 35, 1962
В. А. Санамян, А. М. Асланян
7. Новые данные о радиоизлучении от области шпоры у $\Pi = 30^\circ$, 31, 53, 1962
Г. М. Товмасян, В. А. Санамян, А. М. Асланян
8. Наблюдения области плоскости галактики около $\delta = -24^\circ 23'$ на $\lambda = 32,5$ см с высокой разрешающей силой, 33, 95, 1963 . . . В. Г. Малумян
9. Радионаблюдение Солнечного затмения 20 мая 1966 г. в Бюракане, 39, 57, 1968
В. А. Санамян, В. Г. Малумян, А. М. Асланян
10. О радиоизлучении скоплений галактик, 40, 46, 1969
Г. М. Товмасян, Р. Г. Мнацаканян

V. КОМЕТЫ

1. Исследование кометы Мркоса (1957 d) I. Поляризация свечения кометы, 26, 35, 1959 . . . Л. В. Мирзоян, Э. Е. Хачикян
2. Исследование кометы Мркоса (1957 d) II. Фотометрия свечения кометы, 27, 15, 1959 . . . Л. В. Мирзоян, Э. Е. Хачикян
3. Наблюдения кометы Эверхарта (1964 h) в Бюракане, 37, 48, 1966
Э. Е. Хачикян, Р. А. Епремян
4. Наблюдения кометы Икея-Секки в Бюракане, 38, 38, 1967 . . .
Р. А. Варданян, Р. А. Епремян, М. А. Казарян, Э. Е. Хачикян

VI. ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ АСТРОФИЗИКА И АСТРОНОМИЯ

1. О прилизах и отливах, 32, 41, 1963 . . . Р. А. Саакян
2. О возможных фазовых состояниях вещества при чрезвычайно больших плотностях, 33, 55, 1963 . . . Г. С. Саакян, Ю. Л. Вартанян
3. К теории белых карликов и оболочек барнионных звезд, 34, 99, 1963,
Г. С. Саакян, Э. В. Чубарян
4. К ньютоновской теории вращающихся сверхплотных конфигураций, 39, 101, 1968
Д. М. Седракан, В. В. Папоян, Э. В. Чубарян
5. Число рассеяний фотона в неоднородной среде, 40, 76, 1969 . . В. Ю. Теребиж
6. Некоторые интегральные характеристики вращающихся белых карликов и нейтронных звезд, 40, 86, 1969 . . В. В. Папоян, Д. М. Седракан, Э. В. Чубарян
7. Звездные конфигурации вырожденного электронного газа, 40, 98, 1969
Г. С. Саакян, М. А. Мнацаканян

VII. АСТРОФИЗИЧЕСКИЕ И РАДИОАСТРОНОМИЧЕСКИЕ МЕТОДЫ И ИНСТРУМЕНТЫ, АСТРОНОМИЧЕСКАЯ ОПТИКА

1. Радиотелескоп Бюраканской обсерватории, 14, 3 1954 . . . В. А. Санамян
2. Универсальный микрофотометр Бюраканской обсерватории, 14, 11, 1954

3. Второй саморегистрирующий микрофотомерт Бюраканской обсерватории, 18, 29, 1956 Г. А. Гурздян
4. Электрофотометрический планиметр, 18, 33, 1956 Г. А. Гурздян
5. Радиометр для исследования поляризации радионизлучения на длине волны 3,2 см, 19, 3, 1956 Э. Г. Мирзабекян
6. Симметричный кольцевой волноводный облучатель, 20, 3, 1956 Э. Г. Мирзабекян
7. Метод длительного накопления сигнала и его применение для повышения чувствительности интерференционного радиометра, работающего с переключением фазы, 22, 3, 1957 В. А. Санамян
8. Диаграммная модуляция, 23, 3, 1957 Э. Г. Мирзабекян
9. Избирательное поглощение в земной атмосфере, 23, 29, 1957 К. А. Григорян
10. Экспериментальная проверка метода резонансного накопления радиосигнала при работе интерференционным радиотелескопом, 25, 83, 1958 Г. М. Товмасын, Э. С. Бурунсузян
11. Радионаблюдение кольцеобразного затмения Солнца на длине волны 50 см 19 апреля 1958 г., 25, 75, 1958 Э. Г. Мирзабекян, Г. А. Ерзнкян, П. М. Геруни
12. Прибор для автоматического измерения комплексных сопротивлений на сверхвысокой частоте, 25, 75, 1958 Э. Г. Мирзабекян, Г. А. Ерзнкян, П. М. Геруни
13. Замечания о фотометрической системе UBV, 26, 27, 1959 М. А. Аракелян
14. Заметка об одном применении электрофотометрического планиметра, 26, 77, 1959 Г. А. Гурздян
15. Метод определения с высокой точностью координат космических источников радионизлучения, 27, 31, 1959 Э. Г. Мирзабекян
16. Большой интерференционный радиотелескоп Бюраканской обсерватории, 27, 35, 1959 В. А. Санамян, Г. С. Минасян
17. Кольцевой радиотелескоп с высокой разрешающей силой, 36, 79, 1964 Г. М. Товмасын
18. Принцип построения цифрового преобразователя для измерения распределения яркости, 37, 59, 1966 М. А. Мартиросян
19. О коррозионной устойчивости некоторых металлических материалов для астрономических зеркал, 38, 58, 1967 Ж. М. Лорецян
20. Исследование на термостойкость микроповерхности астрономических зеркал, изготовленных из сплава АМг6Л с хромовым и никелевым покрытиями, 38, 66, 1967 Ж. М. Лорецян
21. О материалах для астрономических зеркал, 38, 72, 1967 Ж. М. Лорецян
22. Векторный измеритель звездной поляризации, 39, 96, 1968 Р. А. Варданян
23. Об одном применении метода фазового переключения, 40, 69, 1969 В. А. Санамян

Վ. Գ. Փանաջյան— 3161 ռադիոաղբյուրի առկայծող բաղադրիչի անկյունային չափերի և ինտենսիվության գնահատումը	3
Ա. Մ. Ասլանյան, Վ. Հ. Մալումյան, Վ. Ա. Սանամյան— 30 ռադիոաղբյուրների ուղղակի ծագումները և հոսքի խտությունները 60 ՄՀց հաճախության վրա	9
Կ. Հ. Գրիգորյան— μ Ցեֆեյի բևեռաչափական դիտումները	13
Կ. Հ. Գրիգորյան— 1342, 1893 և 2422 աստղակույաների բևեռաչափական դիտումներ	20
Կ. Հ. Գրիգորյան— NGC 129, 225, 581, 663, 744, 869, 884, 957 և 6882/5 աստղակույաների բևեռաչափական դիտումներ	27
Մ. Ա. Վազարյան, Բ. Վ. Վարդանյան— Մի բանի Վոլֆ-Լայեի և Օf տիպի աստղերի սպեկտրալուսաչափական ուսումնասիրություն	46
Մ. Ա. Առաքելյան— Արեգակի շրջակայքում բռնկվող աստղերի վիճակագրության շուրջը	55
Լ. Վ. Միրզոյան, Է. Ս. Վազարյան, Հ. Ս. Չավուշյան— Օ-B5 աստղերի միջին տարիքների գնահատականները աստղասփյուռներում նրանց բաշխման հիման վրա	69
Վ. Յու. Տերեբիշ— Իոնացումը մեծ օպտիկական հաստություն ունեցող շարժվող թաղանթներում	80
Ի. Ս. Վադանյան, Ն. Բ. Նեգիբարյան— Անընդհատ սպեկտրում ճառագայթման տեղափոխման ոչ գծային մի խնդրի մասին	91
Վ. Յու. Տերեբիշ, Ի. Գ. Կաբալենցև— Տրոհման պրոցեսները և զալակտիկաների համակարգությունների անկայունությունը	99
Վ. Գ. Փանաջյան— Առկայծող ռադիոաղբյուրների անկյունային չափերի գնահատումը առկայծումների բվադիպարներությունների հիստոգրամների շեղումով	131
Ժ. Մ. Լոնցյան— Կլասիկ Եմիդտի սխստեմի կարճացման հնարավորության հետազոտումներ	134
I—XL պրակներում տպագրված հոդվածների ցուցակ	145

CONTENTS

V. G. Panajian — The Estimation of the Angular Dimensions and Intensities of Scintillating Component of Radio Source 3C 161	3
A. M. Aslanian, V. H. Malumian, V. A. Sanamian — Right Ascensions and Flux Densities of 30 Radio Sources at Frequency 60 MHz	9
K. H. Grigorian — Polarimetric Observations of μ Cep	13
K. H. Grigorian — Polarization Observations of the Clusters NGC 1342, 1893 and 2422	20
K. H. Grigorian — Polarization Observations of the Clusters NGC 129, 225, 581, 663, 744, 869, 884, 957 and 6882/5	27
M. A. Kazarian, K. V. Vardanian — Spectrophotometric Investigation of some Wolf-Rayet and Of Type Stars	46
M. A. Arakelian — On the Statistics of Flare Stars in the Solar Vicinity	55
L. V. Mirzoyan, E. S. Kazarian, H. S. Chavushian — Evaluations of Mean Ages of O—B5 Stars based on their Distribution in Stellar Associations	69
V. Yu. Terebizh — The Ionisation in Moving Envelopes of Large Optical Thickness	80
R. S. Vardanian, N. B. Yengibarian — On One Problem of the Radiation Transfer in Continuum	91
V. Yu. Terebizh, I. D. Karachentsev — Fission Processes and Nonstationarity of Systems of Galaxies	99
V. G. Panajian — An Estimation of the Angular Dimensions of Scintillating Radio Sources by Shift of the Histograms of Scintillation Quasiperiods	131
G. M. Loretian — An Investigation of the Possibility of Shortening of the Classical Schmidt System	134
The list of papers published in volumes I—XL	145

