

# ԱՍՏՐՈՓԻԶԻԿԱ

ТОМ 45

НОЯБРЬ, 2002

ВЫПУСК 4

- СПЕКТРАЛЬНЫЕ НАБЛЮДЕНИЯ СУБФУОРОВ (EXORS) I.  
V1118 Ori  
*Эльма С.Парсамян, Рауль Мухика, Луис Коррал* 481
- ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ Ae/Be ЗВЕЗДЫ  
ХЕРБИГА MWC 1080  
*Я.Н.Чхиквадзе, Э.Б.Джаниашвили* 489
- ИССЛЕДОВАНИЕ СЛАБОМАГНИТНЫХ СР-ЗВЕЗД. I  
*Ю.В.Глаголевский, Г.А.Чунтонов* 499
- МНОГОЦВЕТНАЯ ФОТОМЕТРИЯ НОВОЙ ЯЩЕРИЦЫ  
1910г. = DI LAC В 1962-2002гг.  
*Е.П.Павленко, Н.В.Примак, С.Ю.Шугаров* 507
- АНОМАЛЬНОЕ ПОВЕДЕНИЕ ЛИНЕЙНОЙ ПОЛЯРИЗАЦИИ  
Ae-ЗВЕЗДЫ ХЕРБИГА WW VUL В МИНИМУМЕ 1997г.  
*Д.Н.Шаховской* 519
- РАСПРЕДЕЛЕНИЕ СКОРОСТЕЙ ЗВЕЗД В АССОЦИАЦИИ  
PUP-CMA  
*А.Л.Гюльбудагян, А.А.Акопян* 527
- СИСТЕМА ШПУРОВ В ЭКЛИПТИКАЛЬНЫХ КООРДИНАТАХ  
*Р.Б.Шацова, Г.Б.Анисимова* 535

(Продолжение на 4-й стр. обложки)

## Խմբագրական կոլեգիա

Գլխավոր խմբագիր՝ Դ.Մ.Սեդրակյան (Հայաստան)

Գլխավոր խմբագրի տեղակալներ՝ Վ.Գ.Գորբաչևի (Ռուսաստան), Է.Ե.Խաչիկյան (Հայաստան)

Պատասխանատու քարտուղար՝ Ա.Տ.Քալոցյան (Հայաստան)

Գ.Ս.Բիսնովատի-Կոզան (Ռուսաստան), Ա.Ա.Բոյարչուկ (Ռուսաստան), Վ.Պ.Գրինին (Ռուսաստան-Ուկրաինա), Վ.Վ.Իվանով (Ռուսաստան), Ի.Դ.Կարաչենկո (Ռուսաստան), Դ.Կուրևո (Ֆրանսիա), Ա.Գ.Նիկողոսյան (Հայաստան), Ա.Մ.Չերնոպոլսկի (Ռուսաստան), Է.Ս.Պարամյան (Հայաստան), Գ.Ն.Սալուկվաձե (Վրաստան), Ե.Թերզյան (ՄՄ)։

## Редакционная коллегия

Главный редактор: Д.М.Седракан (Армения)

Заместители главного редактора: В.Г.Горбачкий (Россия), Э.Е.Хачикян (Армения)

Ответственный секретарь: А.Т.Каллогян (Армения)

Г.С.Бисноватый-Коган (Россия), А.А.Боярчук (Россия), В.П.Гринин (Россия-Украина), В.В.Иванов (Россия), И.Д.Караченцев (Россия), Д.Кунт (Франция), А.Г.Никогосян (Армения), Э.С.Парсамян (Армения), Г.Н.Салуквадзе (Грузия), Е.Терзян (США), А.М.Черепашук (Россия)

"АСТРОФИЗИКА" - научный журнал, издаваемый Национальной академией наук Республики Армения. Журнал печатает оригинальные статьи по физике звезд, физике туманностей и межзвездной среды, по звездной и внегалактической астрономии, а также статьи по областям науки, сопредельным с астрофизикой. Журнал предназначен для научных работников, аспирантов и студентов старших курсов.

"ԱՏՐՈՖԻԶԻԿԱ"-ն գիտական հանդես է, որը հրատարակում է Հայաստանի Հանրապետության Գիտությունների Ազգային Ակադեմիան: Հանդեսը տպագրում է ինքնատիպ հոդվածներ աստղերի ֆիզիկայի, միգամածությունների և միջաստղային միջավայրի ֆիզիկայի, աստղաբաշխության և արտագաղակտիկական աստղաբաշխության, ինչպես նաև աստղաֆիզիկայի սահմանակից բնագավառների գծով: Հանդեսը նախատեսված է գիտական աշխատակիցների, ասպիրանտների և քարձր կուրսերի ուսանողների համար:

Адрес редакции: Республика Армения, Ереван 19, пр. Маршала Баграмяна 24<sup>г</sup>  
Редакция ж. "Астрофизика", тел. 56 81 38  
e-mail: astrofiz @ sci.am

УДК: 524.338.6

## СПЕКТРАЛЬНЫЕ НАБЛЮДЕНИЯ СУБФУОРОВ (EXORS) I. V1118 Ori

ЭЛЬМА С.ПАРСАМЯН<sup>1</sup>, РАУЛЬ МУХИКА<sup>2</sup>, ЛУИС КОРРАЛ<sup>2</sup>,

Поступила 31 мая 2002

Спектральные наблюдения звезды V1118 Ori во время выброса 1992-94гг. показали, что, как и во время выброса 1989г., спектр похож на спектр звезд типа Т Тельца с сильными линиями водорода и CaII, а также линиями FeI, FeII, HeI, NaI средней интенсивности.

1. *Введение.* Звезда V1118 Ori находится в области ассоциации Ориона, первое ее фуорообразное повышение блеска (выброс) в 1982-84гг. было зарегистрировано Шаналом [1]. За последующие годы у звезды наблюдались несколько выбросов, таким образом звезда вступила в свою активную фазу, характерную для небольшой группы звезд, именуемых эксорами (Exors) или субфуорами [2,3]. Дальнейшие выбросы звезды наблюдались в 1988-1990гг., 1992-1994гг., 1996-1998гг. [4-6].

Поиски активности звезды V1118 Ori за период, охватывающий 30 лет, на пластинках обсерватории Тонантингла (INAOE), позволили обнаружить у нее как быстрые вспышки, характерные для карликовых звезд ассоциации Ориона, так и более медленные изменения, возможно связанные с фуорообразной активностью. В работе [4] приводятся 6 таких свидетельств, относящихся к 1953, 1960, 1967, 1977, 1981гг. В результате просмотра старых пластинок из архива Зоннебергской обсерватории были обнаружены повышения блеска звезды в 1939, 1956 и 1961 годах, но о характере повышения блеска авторы не сообщают [7]. В частности, согласно данным наблюдений в Зоннебергской обсерватории, 5.02.56г.,  $m_v \sim 14.0$ , а 28.02.56г., согласно наблюдениям в обсерватории Тонантингла, звезда находилась в минимуме блеска. Если бы это был выброс, то так быстро блеск звезды не достиг бы минимального значения. Скорее всего, 5.02.56г. наблюдалась быстрая вспышка. Кроме известных субфуоров из списка Хербига [8], стал известен еще один кандидат в субфуоры- SVS 13 - источник возбуждения объектов Хербига-Аро 7-11 [9]. Вопрос о том, является ли звезда T Tau S - субфуором, пока еще остается открытым [10,11].

В настоящее время нам известны всего две вспышки V1118 Ori, во время которых были проведены спектральные наблюдения, это в 1989г. [12,13] и в 1992-94гг., обсуждаемые в настоящей статье. Наблюдения были проведены на разных телескопах, с разными параметрами приемной

аппаратуры. Объединив эти данные, можно составить представление о спектре выброса в диапазоне длин волн  $\lambda\lambda$  3800 - 9000 Å.

2. *Наблюдательный материал.* Спектральные наблюдения были проведены одним из авторов (Э.П.) на 2.12-м телескопе обсерватории G.Nago в Кананеа (Мексика) со спектрографом LFOSC (The Landessternwarte Faint Object Spectrograph and Camera) в фокусе Кассегрена, позволяющим получить "синюю" спектральную область около  $\lambda\lambda$  4000 - 7200 Å с дисперсией примерно 5.5 Å/pixel и "красную"  $\lambda\lambda$  4200 - 9000 Å с дисперсией 8.2 Å/pixel. Разрешающая сила системы примерно 15 Å. Использован детектор Tompson 376x584 CCD. Ширина использованной щели равнялась 3", а высота - 360". Наблюдательный материал был обработан с использованием пакета программ IRAF. В некоторых случаях спектр неба и туманности Ориона сохранился.

В табл.1 приведены даты наблюдений, спектральная область, длительность экспозиций и количество использованных спектров.

Таблица 1

## ЖУРНАЛ НАБЛЮДЕНИЙ

| Дата        | Спектр.<br>обл. (Å) | Эксп.<br>(мин) | Колич.<br>спектров |
|-------------|---------------------|----------------|--------------------|
| 30.XI.1992  | 4000-9000           | 50             | 1                  |
| 02.XII.1992 | 4000-9000           | 60             | 1                  |
| 22.II.1993  | 4000-7200           | 60             | 1                  |
| 27.XII.1994 | 4000-9000           | 20             | 1                  |
| 27.XII.1994 | 4000-7200           | 40             | 1                  |

3. *Результаты наблюдений и обсуждение.* Не имея спектра V1118 Ori вне вспышки, судя по ее фотометрическим данным и считая ее членом ассоциации Ориона, основанием чему служат такие ее характеристики в минимуме блеска, как вспышечная активность (flare), переменность, звезду можно отнести к спектральному классу M2-M3. Однако следует отметить, что кратковременные вспышки по своему виду несколько отличались от многочисленных быстрых вспышек, обнаруженных в ассоциации Ориона, возможно поэтому они не были обнаружены ранее [4].

Во время вспышки субфуроры характеризуются избыточным ультрафиолетовым излучением и на диаграмме  $U-V$ ,  $B-V$  находятся в области, характерной для звезд типа Т Тельца с сильным ультрафиолетовым избытком [4]. Показатели цвета  $U-V$  и  $B-V$  звезды V1118 Ori во время вспышки 19.10.1983г. равны были -0.84 и 0.99 [3], а во время вспышки 1989г. изменялись, достигая значений -0.94 и 0.64 соответственно. Фотозлектрические наблюдения V1118 Ori, проведенные в ноябре-декабре 1989г., дают единственную до настоящего времени информацию о поведении звезды, все еще находящейся в максимуме, но уже перед

спадом в *UBVR* цвете. Согласно [4], если показатели цвета *B-V*, *V-R* сохраняли в течение наблюдаемого периода малые колебания блеска, но в среднем сохраняли постоянство с изменением *V*, то *U-B* в это же время демонстрировало посинение с ослаблением звезды.

Фотометрические наблюдения звезды V1118 Ori во время вспышки, рассматриваемой в статье, начиная с января 1993г., проводились в Испании [5]. Первое наблюдение в лучах *V* показало, что блеск звезды  $V=14^m.7$ , все последующие наблюдения показали, что блеск звезды с колебаниями оставался в пределах 15-16.5 звездной величины до марта 1994г., после чего наблюдения были прерваны. Эти данные свидетельствуют о том, что максимум выброса имел место раньше и наблюдения относятся к постмаксимальному периоду (рис.1, [5]).

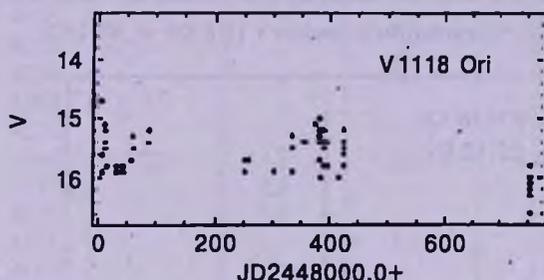


Рис.1. Кривая блеска звезды V1118 Ori во время выброса 1992-94г. [5].

В табл.2 приведены амплитуды выбросов, происшедших за период 1982-1998гг. [3-6].

Таблица 2

АМПЛИТУДЫ ВЫБРОСОВ

| Период  | $\Delta U$ | $\Delta B$ | $\Delta V$ | $\Delta R$ |
|---------|------------|------------|------------|------------|
| 1982-84 | $\geq 4$   | 3.6        | 3.2 (3.8)  | 2.6        |
| 1988-90 | $\geq 5.8$ | 4.4        | 4.0        | 2.6        |
| 1992-94 |            |            | $\geq 2$   |            |
| 1996-98 |            |            | $>3$       |            |

В минимуме блеска пределы изменения V1118 Ori следующие [4]:

| <i>U</i> | <i>B</i>  | <i>V</i>  | <i>R</i>  |
|----------|-----------|-----------|-----------|
| $>18.8$  | 17.6-18.2 | 16.3-17.4 | 15.2-15.8 |

Спектральные наблюдения звезды V1118 Ori начаты были 30 ноября 1992г., когда у звезды уже произошел выброс и, возможно, наши наблюдения относились к постмаксимальному периоду. Этим, по-видимому, объясняется относительно маленькая амплитуда выброса 1992-94гг. по сравнению с прежними выбросами (табл.2). На рис.2-4 приведены записи спектров звезды в период выброса.

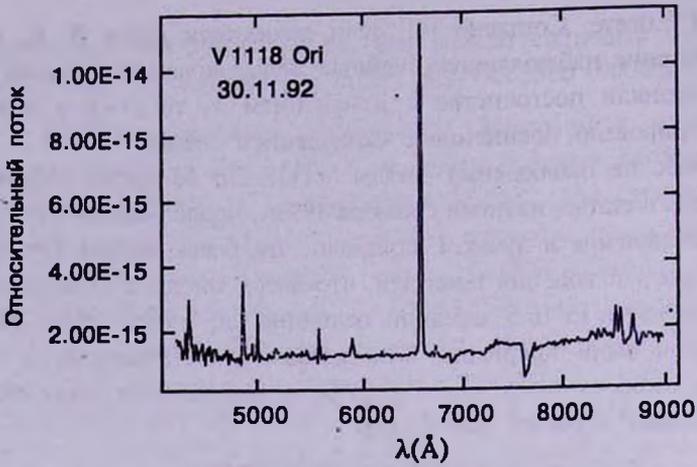


Рис.2. Спектрограмма звезды V 1118 Ori за 30.11.92г.

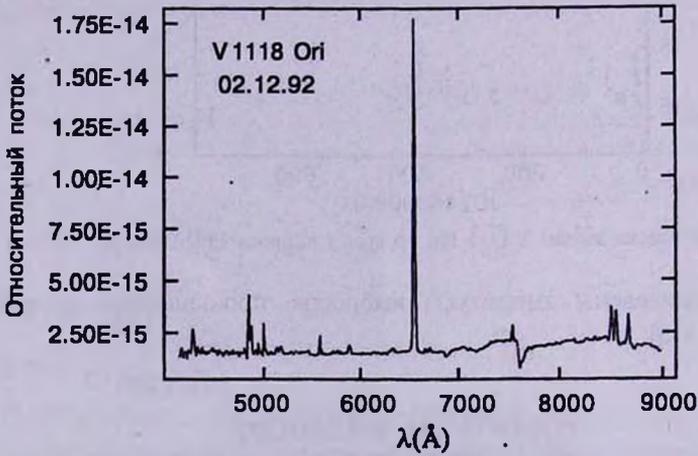


Рис.3. Спектрограмма звезды V 1118 Ori за 02.12.92г.

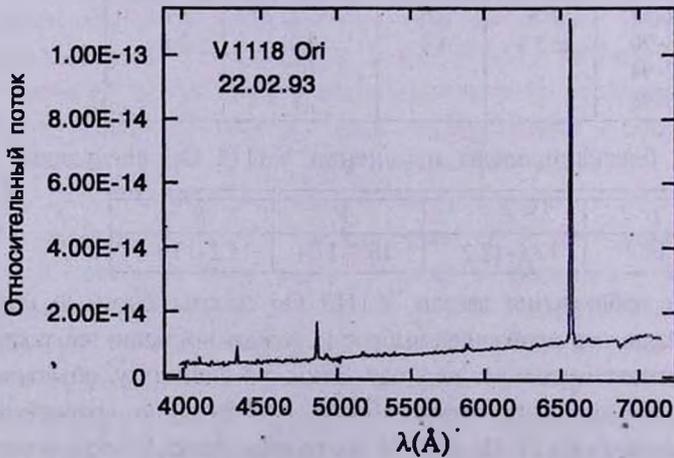


Рис.4. Спектрограмма звезды V 1118 Ori за 22.02.93г.

Результаты спектральных наблюдений приведены в табл.3, где дан список некоторых отождествленных эмиссионных линий, наблюдавшихся в звезде V 1118 Ori (многие из них бленды). При отождествлении линий были использованы таблицы эмиссионных линий из следующих источников [14-16]. Как следует из рис.2-4 и табл.3, в течение наблюдаемых ночей происходят изменения интенсивностей излучений как в линиях, так и в непрерывном спектре. Особенно заметны изменения в бальмеровских линиях водорода.

Таблица 3

## ЭКВИВАЛЕНТНЫЕ ШИРИНЫ ЛИНИЙ V 1118 Ori

| $\lambda$ | 30.XI | 02.XII | 22.II | Элементы   |
|-----------|-------|--------|-------|------------|
| 4101      |       |        | 5.4   | H $\delta$ |
| 4132      |       |        |       | FeI        |
| 4184      |       |        | 5.2   | FeII+FeI   |
| 4308      | 4.7   |        |       | FeI+?TiII  |
| 4326      |       |        |       | FeI+ScII   |
| 4340      | 20.6  | 13.8   | 13.2  | H $\gamma$ |
| 4379      |       | 2.0    |       | FeI        |
| 4420      |       | 1.9    |       | FeI        |
| 4471      |       |        | 3.6   | HeI        |
| 4680      |       |        |       | FeI        |
| 4713      |       |        |       | HeI        |
| 4861      | 41.5  | 28.7   | 21.4  | H $\beta$  |
| 4924      |       | 4.5    | 4.1   | FeII       |
| 5018      |       |        |       | FeII       |
| 5137      |       | 5.1    |       | FeII       |
| 5172      | 5.8   | 5.3    | 2.9   | MgI+FeII   |
| 5234      |       |        | 1.0   | FeII       |
| 5276      |       |        | 2.0   | FeII       |
| 5326      |       |        | 3.4   | FeII       |
| 5875      |       | 6.6    | 3.4   | HeI        |
| 5896      | 11.1  | 4.2    | 0.8   | NaI        |
| 6344      |       | 4.3    |       | FeI        |
| 6563      | 218.8 | 212.7  | 97.5  | H $\alpha$ |
| 6678      |       | 2.0    |       | FeI        |
| 6683      | 2.6   |        | 1.7   | FeI        |
| 6717      | 6.0   | 3.0    |       | CaI        |
| 8498      | 12.8  | 16.5   |       | CaII       |
| 8542      | 13.5  | 16.5   |       | CaII       |
| 8662      | 10.8  | 14.0   |       | CaII       |

Как и во время выброса 1989г. [12-13], спектр V 1118 Ori характеризуется интенсивными эмиссионными линиями бальмеровской серии водорода, низко возбужденными линиями нейтральных и ионизованных металлов: HeI, FeI, FeII, CaI, CaII, NaI, MgI. Наблюдается также интенсивный инфракрасный триплет вокруг 8500Å CaII, по интенсивности уступающий лишь линиям водорода. На этих же спектрах можно заметить слабые

фотосферные абсорбционные линии.

В табл.4 приведены относительные потоки бальмеровских линий водорода в наблюдаемые дни.

Таблица 4

ОТНОСИТЕЛЬНЫЕ ПОТОКИ БАЛЬМЕРОВСКИХ ЛИНИЙ  
ВО ВРЕМЯ ВЫБРОСА

| Дата        | H $\alpha$ /H $\beta$ | H $\gamma$ /H $\beta$ | H $\delta$ /H $\beta$ |
|-------------|-----------------------|-----------------------|-----------------------|
| 30.XI.1992  | 5.8                   | 0.5                   |                       |
| 02.XII.1992 | 8.2                   | 0.5                   |                       |
| 22.II.1993  | 11.8                  | 0.4                   | 0.2                   |

В спектре, полученном 19 декабря 1989г., наблюдался коротковолновый абсорбционный компонент у линии H $\alpha$ , смещенный на 500 км/с от пика линии H $\alpha$ , что свидетельствовало об интенсивном истечении вещества из звезды [13]. К сожалению, использованное низкое разрешение не позволило провести такие же измерения и в данном случае. Интересно напомнить, что у звезды EX Lup, испытавшей очередной флуорообразный выброс в 1994г. [7], в спектре наблюдались обратные P Cug профили со средней скоростью смещения абсорбционного компонента +240 км/с, доходящей позднее до 360 км/с. Такое явление у этой звезды впервые было обнаружено Хербигом [17]. Обратный P Cug эффект наблюдался и у другого субфлуора, DR Tau [18].

В отличие от классических звезд типа T Тельца, которые обычно имеют характерный эмиссионный спектр, субфлуоры демонстрируют такой спектр лишь во время выброса или же ослабевший в промежутках между выбросами, в так называемый "активный" период, как, например, в случае V 1143 Ori, для которого известен спектр в минимуме блеска [19]. Об этом свидетельствует и тот факт, что звезда V 1118 Ori не попала в каталог H $\alpha$  эмиссионных звезд области туманности Ориона [20], как и другой субфлуор V 1143 Ori, т.к. у нее, кроме одного случая, когда наблюдалась слабая H $\alpha$  в течение нескольких дней, за 150 часов спектральных наблюдений с объективной призмой, охватывающих период около 30 лет, линия H $\alpha$  не наблюдалась [4]. Это означает, что в минимуме блеска в спектре звезды эмиссионная линия H $\alpha$  или очень слабая, или же отсутствует. Переменность линии H $\alpha$  наблюдалась у большинства звезд в области туманности Ориона [20].

4. *Заключение.* Проведены спектральные наблюдения звезды V 1118 Ori во время выброса 1992-94гг. Согласно самым ранним спектральным наблюдениям 30.XI.1992г. звезда уже была в активной фазе ( $V \leq 14$ ). При дальнейших наблюдениях блеск звезды несколько ослабел. Спектр

звезды во время выброса, как и при наблюдениях в 1989г. [13], характерен для звезд типа Т Тельца. Кроме сильных эмиссионных бальмеровских линий водорода, ионизованного CaII (H и K CaII, инфракрасный триплет), нейтрального гелия, наблюдаются характерные для звезд типа Т Тельца флюоресцентные линии FeI, FeII, NaI. Приводятся результаты измерений некоторых эмиссионных линий и их отождествления. Изменения в течение выброса происходят как в линиях, так и в непрерывном спектре звезды.

Тот факт, что среди всех известных переменных звезд, в том числе и звезд типа Т Тельца и вспыхивающих, известны порядка 10 субфуоров, говорит о том, что это явление редкое и кратковременное в жизни звезды. О редкости свидетельствует и явление фуора в жизни звезд типа Т Тельца. Насколько эти явления близки по своей природе, покажут дальнейшие наблюдения субфуоров как во время вспышки, так и в минимуме блеска. Как было показано в работе [21], есть основание считать, что эти явления, возможно, близки по своей природе. Теоретические подходы к решению проблем, связанных с эволюцией звезд типа Т Тельца, еще раз подчеркивают сложность проблемы [22].

Один из авторов (Э.С.П.) приносит благодарность всем ночным ассистентам обсерватории Г.Аро в Кананеа за помощь при наблюдениях.

<sup>1</sup> Бюраканская астрофизическая обсерватория им. В.А.Амбарцумяна, Армения, e-mail: elma@sci.am

<sup>2</sup> Национальный институт астрофизики, оптики и электроники (INAOE), Мексика

## SPECTRAL OBSERVATIONS OF SUBFUORS (EXORS) I. V1118 Ori

ELMA S.PARSAMIAN<sup>1</sup>, RAUL MULICA<sup>2</sup>, LUIS CORRAL<sup>2</sup>

Observations of the star V 1118 Ori during the outburst in 1992-94 show that as during the outburst in 1989, spectra is similar to the spectra of T Tau stars with strong lines of hydrogen, CaII and moderate FeI, FeII, HeI, NaI as well.

Key words: *stars: flare-individual: V1118 Ori*

## ЛИТЕРАТУРА

1. *M.Shanal*, Intern. Astronomical Union Circular, №3924, 1984.
2. *G.H.Herbig*, Low Mass Star Formation and Pre-Main Sequence Objects, ed. V.Reipurth, München, 1989, p.233.
3. *Э.С.Парсамян, К.Г.Гаспарян*, *Астрофизика*, 27, 447, 1987.
4. *Э.С.Парсамян, М.А.Ибрагимов, Г.Б.Оганян, К.Г.Гаспарян*, *Астрофизика*, 36, 23, 1993.
5. *Jose Garcia Garcia, Antonio Mampaso, Elma S.Parsamian*, Inf. Bull. Var. Star, №4268, Konkoly, 1995.
6. *Jose Garcia Garcia, Elma S.Parsamian*, Inf. Bull. Var. Star, №4925, Konkoly, 2000.
7. *C.Paul, P.Kroll, T.Lehmann*, Flares and Flashes, Proceedings of IAU Colloquium N151, Sonneberg, Germany, eds. Greiner et al., 1995, p.229.
8. *G.H.Herbig*, *Astrophys. J.*, 217, 693, 1971.
9. *J.Eislöffel, E.Günter, F.V.Hessman, R.Mundt, R.Poetzel*, *Astrophys. J.*, 383, L19, 1991.
10. *A.M.Ghez, G.Neugebauer, P.W.Gorham et al.*, *Astron. J.*, 102, 2066, 1991.
11. *M.Simon, A.J.Llongmore, M.A.Shure, A.Smillie*, *Astrophys. J.*, 456, L41, 1996.
12. *L.G.Gasparian, A.S.Melkonian, G.H.Ohanian, E.S.Parsamian*, Flare Stars in Star Clusters, Associations and Solar Vicinity, 253, eds. L.V.Mirzoyan et al., 1990.
13. *Э.С.Парсамян, К.Г.Гаспарян, Г.Б.Оганян, А.С.Мелконян*, *Астрофизика*, 39, 365, 1996.
14. *G.H.Herbig*, *Astrophys. J.*, 360, 639, 1990.
15. *I.Appenzeller, I.Jankovich, R.Letter*, *Astron. Astrophys., Suppl. Ser.*, 64, 65, 1986.
16. *C.E.Moore*, A Multiplet Table of Astrophysical Interest, Princeton Univ. Observ., 1995.
17. *G.H.Herbig*, *Publ. Astron. Soc. Pacif.*, 62, 211, 1950.
18. *R.Mundt*, *Astrophys. J.*, 280, 749, 1984.
19. *М.Пеймберт, Э.С.Парсамян, К.Г.Гаспарян и др.*, *Астрофизика*, 35, 181, 1991.
20. *Elma S.Parsamian, Enrique Chavira*, *Bol. Inst. Tonantzintla*, 69, 3, 1982.
21. *Э.С.Парсамян, К.Г.Гаспарян*, *Астрофизика*, 27, 447, 1987.
22. *L.Hartmann*, Pre-Main-Sequence Evolution of Low-Mass Stars, The 11<sup>th</sup> Cool Stars, Stellar Systems and Sun, ASP Conference, eds. R.J.Garcia Lopez et al., 223, 3, 2001.

УДК: 524.316

ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ Ae/Be  
ЗВЕЗДЫ ХЕРБИГА MWC 1080

Я.Н.ЧХИКВАДЗЕ, Э.Б.ДЖАНИАШВИЛИ

Поступила 25 июля 2002

Принята к печати 10 сентября 2002

Представлены результаты фотоэлектрических наблюдений Ae/Be звезды Хербига MWC 1080 в системе Стрёмгrena. Обнаружено, что MWC 1080 претерпевает быстрые подъемы и падения блеска с амплитудой до  $0^m.25$ , протекающие в интервале времени от нескольких минут до нескольких часов. Указано на сходство MWC 1080 с MWC 342 и MWC 419. Высказано предположение о том, что между механизмами изменения блеска трех вышеперечисленных объектов и НАЕВЕ-звезд поздних подклассов существует принципиальное различие.

1. *Введение.* Классическая звезда Ae/Be Хербига MWC 1080 [1] как объект класса Be была открыта Меррилом и Бэрруелом [2].

По Ликским спектрограммам было установлено, что эмиссионные линии водорода и FII имеют контуры типа P Cуг [1].

Спектральный класс звезды оценивается как BO [3,4]. MWC 1080 характеризуется избыточным инфракрасным излучением:  $V - K = 6.6$ ,  $H - K = 1.1$  и  $K - L = 1.9$  [5,6].

Переменность блеска MWC 1080 (V628 Cas) была установлена В.С.Шевченко и др. [7], которые считают, что V628 Cas - двойная звезда с периодом изменения блеска  $2^d.8869$ .

По данным Мансет и Бастиан [8], поляриметрические параметры переменной подвержены изменениям, протекающим в интервале времени от часа до года.

2. *Наблюдения.* Фотоэлектрические наблюдения MWC 1080 в системе Стрёмгrena *uvuv* были проведены на 125-см телескопе Абастуманской астрофизической обсерватории по программе исследования Ae/Be звезд Хербига (НАЕВЕ) [9-15]. Стандартом служила ближайшая звезда ( $V = 9.35$ ) севернее переменной ( $\Delta\delta = 5'.5$ ) [2].

Каждую ночь проводились наблюдения контрольной звезды. Измерения контрольной звезды оставались постоянными с точностью не более  $0^m.025$  в полосе *u*, в остальных фильтрах точность не превышала  $0^m.01$ .

В табл.1 представлены результаты наблюдений в относительных единицах. На рис.1а показана кривая блеска, свернутая с периодом  $2^d.8869$ . При построении кривой были использованы также данные

РЕЗУЛЬТАТЫ  $ubvuv\beta$ - ФОТОМЕТРИИ МВС 1080  
 $\Delta m$  - РАЗНОСТЬ ЗВ. ВЕЛИЧИН (ПЕРЕМЕННАЯ-СТАНДАРТ);  
 $\Delta\beta_n$  И  $\Delta\beta_w$  - РАЗНОСТИ ЗВ.ВЕЛИЧИН В УЗКОМ И ШИРОКОМ  
 ФИЛЬТРАХ  $H_\beta$ ; N - ЧИСЛО НАБЛЮДЕНИЙ.

| JD <sub>hel</sub><br>2449000+ | $\Delta m_y$ | $\Delta m_b$ | $\Delta m_v$ | $\Delta m_u$ | $\Delta\beta_n$ | $\Delta\beta_w$ | N   |
|-------------------------------|--------------|--------------|--------------|--------------|-----------------|-----------------|-----|
| 222.52                        | 1.96         |              |              |              |                 |                 | 10  |
| 224.49                        | 2.131        | 2.093        | 1.514        | -0.056       | 1.902           | 2.066           | 6   |
| 237.33                        | 2.096        | 1.937        | 1.450        | -0.026       | 1.835           | 2.029           | 60  |
| 241.41                        | 2.175        | 2.037        | 1.537        | 0.140        | 1.988           | 2.133           | 50  |
| 243.35                        | 2.258        | 2.222        | 1.685        | 0.143        | 2.053           | 2.210           | 6   |
| 247.32                        | 2.309        | 2.262        | 1.665        | 1.626?       | 2.080           | 2.257           | 6   |
| 248.35                        | 2.156        | 2.128        | 1.568        | 0.082        | 2.004           | 2.136           | 55  |
| 249.35                        | 2.236        | 2.259        | 1.655        | 0.089        | 1.810?          | 2.265           | 6   |
| 255.30                        | 2.083        | 2.075        | 1.546        | 0.146        | 1.919           | 2.083           | 12  |
| 256.45                        | 2.029        | 1.990        | 1.430        | 0.081        | 1.860           | 2.005           | 110 |
| 257.30                        | 2.045        | 1.985        | 1.414        | 0.117        | 1.847           | 2.001           | 120 |
| 265.25                        | 2.097        | 2.052        | 1.497        | 0.177        | 1.936           | 2.066           | 6   |
| 267.20                        | 2.188        | 2.125        | 1.557        | 0.175        | 1.986           | 2.138           | 18  |
| 268.25                        | 2.152        | 2.120        | 1.574        | 0.140        | 1.985           | 2.123           | 10  |
| 269.30                        | 2.217        | 2.172        | 1.614        | 0.201        | 2.004           | 2.162           | 5   |
| 270.35                        | 2.191        | 2.121        | 1.552        | 0.123        | 1.968           | 2.118           | 5   |
| 272.30                        | 2.306        | 2.258        | 1.705        | 0.270        | 2.076           | 2.234           | 6   |
| 274.30                        | 2.107        | 2.072        | 1.498        | 0.163        | 1.928           | 2.079           | 6   |
| 275.20                        | 2.303        | 2.269        | 1.771        | 0.238        | 2.090           | 2.271           | 5   |
| 276.15                        | 2.263        | 2.230        | 1.690        | 0.159        | 2.097           | 2.223           | 5   |
| 277.17                        | 2.110        | 1.104        | 1.515        | 0.201        | 1.937           | 2.065           | 5   |
| 278.25                        | 2.275        | 2.250        | 1.655        | 0.264        | 2.102           | 2.247           | 5   |
| 279.22                        | 2.247        | 2.197        | 1.674        | 0.171        | 2.020           | 2.219           | 5   |
| 280.25                        | 2.080        | 2.028        | 1.451        | -0.181       | 1.896           | 2.051           | 5   |
| 454.2861                      | 2.261        | 2.212        | 1.471        | 0.165        |                 |                 | 12  |
| 455.2556                      | 2.261        | 2.222        | 1.573        | 0.197        |                 |                 | 10  |
| 456.3693                      | 2.202        | 2.160        | 1.500        |              |                 |                 | 10  |
| 457.3491                      | 2.246        | 2.219        | 1.587        | 0.118        |                 |                 | 12  |
| 458.2837                      | 2.170        | 2.144        | 1.496        | 0.115        |                 |                 | 8   |
| 459.3417                      | 2.126        | 2.122        | 1.471        |              |                 |                 | 9   |
| 460.2397                      | 2.292        | 2.261        | 1.625        | 0.181        |                 |                 | 12  |
| 461.2760                      | 2.287        | 2.274        | 1.645        | 0.222        |                 |                 | 12  |
| 767.4897                      | 2.215        | 2.129        | 1.460        | 0.265        | 2.028           | 2.123           | 9   |
| 786.4821                      | 2.149        | 2.098        | 1.444        | 0.162        | 1.912           | 2.093           | 10  |
| 789.4045                      | 2.183        | 2.148        | 1.524        | 0.209        | 1.920           | 2.136           | 11  |
| 790.4951                      | 2.141        | 2.060        | 1.416        | 0.148        | 1.910           | 2.064           | 8   |
| 792.4158                      | 2.235        | 2.155        | 1.470        | 0.238        | 2.010           | 2.226           | 8   |
| 793.4164                      | 2.238        | 2.130        | 1.419        | 0.143        | 2.006           | 2.142           | 8   |
| 796.4363                      | 2.191        | 2.118        | 1.461        | 0.128        | 1.919           | 2.109           | 10  |
| 799.4218                      | 2.188        | 2.204        | 1.656        | 0.374        | 2.008           | 2.171           | 12  |
| 807.4233                      | 2.168        | 2.100        | 1.514        | 0.338        | 1.925           | 2.110           | 12  |
| 809.4432                      | 2.212        | 2.145        | 1.508        | 0.239        | 1.904           | 2.145           | 12  |
| 812.4461                      | 2.235        | 2.160        | 1.488        | 0.124        | 1.956           | 2.141           | 12  |
| 823.3892                      | 2.039        | 1.993        | 1.374        | 0.029        | 1.771           | 1.998           | 9   |

наблюдений в *UBVRI*, полученные в тот же сезон в Майданакской обсерватории [16].

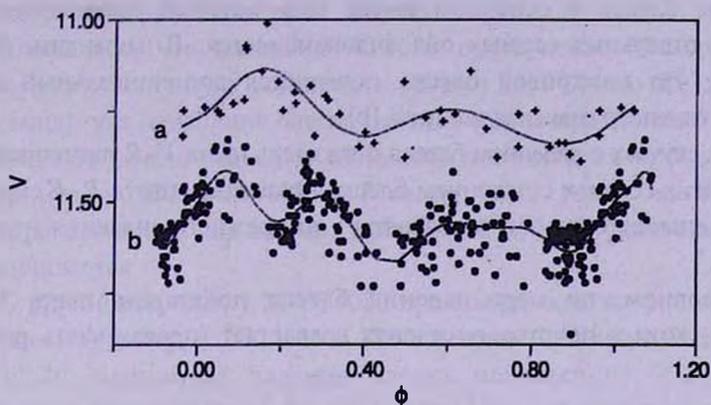


Рис.1. Кривые блеска MWC 1080, свернутые с периодом  $2^d.8869$ : а - JD 2449222-280, б - JD 2446259-482.

На рис.2 представлены зависимости показателей цвета *b-u* и *u-b* и индексов *s* и  $\beta$  от блеска. Судя по рис.2, *b-u* и  $\beta$  практически не коррелируют с блеском. Между тем, в изменениях *u-b* и *s* уверенно

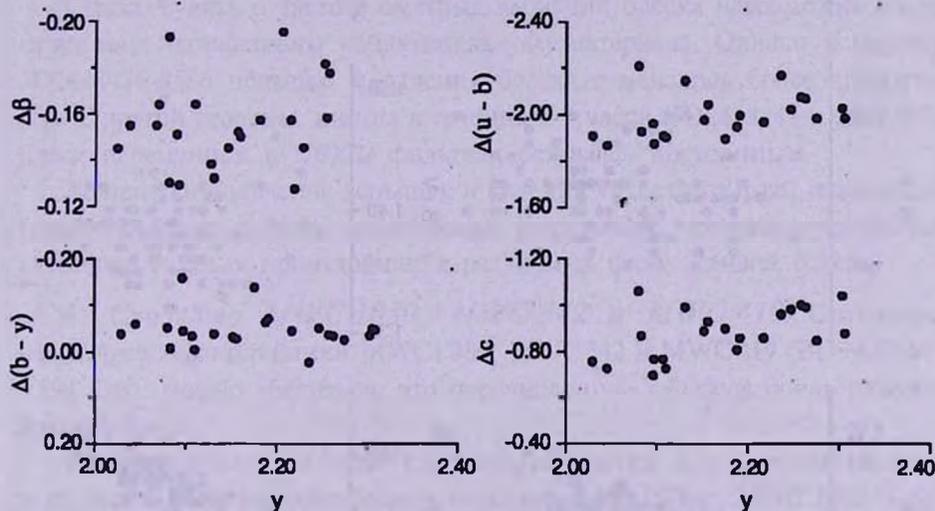


Рис.2. Зависимости индексов  $\beta$  и *s* и показателей цвета *b-u* и *u-b* от блеска для MWC 1080, (JD 2449222-280).

отмечается корреляция: по мере падения блеска звезды значения *u-b* и *s* уменьшаются. Сказанное подтверждается рис.3, который был построен по данным наблюдений в *UBVRI* [16], полученным в сезон наших наблюдений. Из рис.3 (левая часть) следует, что с падением блеска *U-B* уменьшается, *V-R* увеличивается, а *B-V* показывает слабую тенденцию к покраснению.

Мы проанализировали также данные наблюдений в *UBVRI* в другие сезоны [16]. Результаты показали следующее:

1. Кривая блеска в основном имеет вид, который представлен на рис.1а, но в отдельных сезонах она видоизменяется. В частности, было установлено, что на кривой блеска появляется дополнительный горб сразу после главного максимума (рис.1б).

2. Во всех случаях с падением блеска показатель цвета *V-R* увеличивается.

3. Во многих сезонах с падением блеска показатель цвета *B-V* сначала медленно уменьшается, а затем возрастает до прежнего значения (правая часть рис.3).

4. В основном, по мере падения блеска показатель цвета *U-B* уменьшается, хотя в некоторых сезонах возрастает (правая часть рис.3).

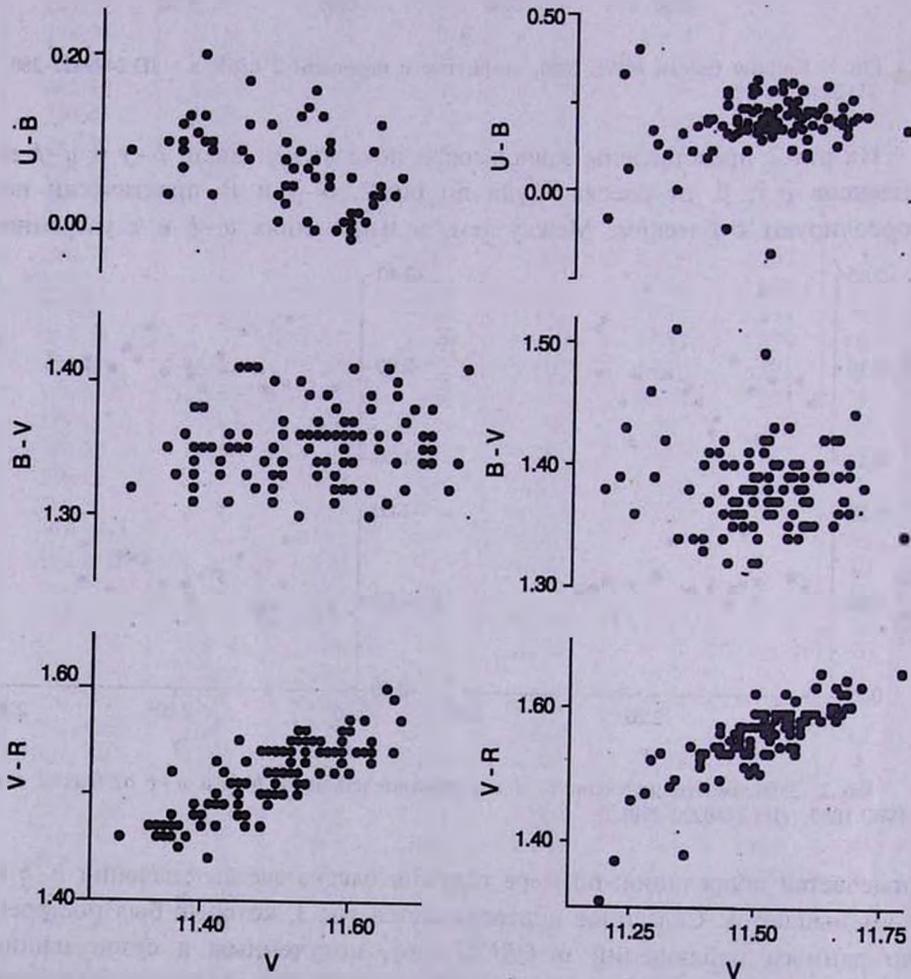


Рис.3. Зависимости показателей цвета *U-B*, *B-V* и *V-R* от блеска: левая часть - JD 2449222-280, правая часть - JD 2446853-981.

3. *Кратковременные изменения блеска.* Результаты анализа данных наблюдений MWC 1080 в *UBVRI* [16] будут опубликованы позже. Ниже рассмотрим некоторые из них.

Оказалось, что блеск MWC 1080 претерпевает быстрые подъемы (вспышки). Амплитуда вспышек варьирует от  $0^m.04$  до  $0^m.25$ . Напомним, что амплитуда изменения блеска переменной не превышает  $0^m.3$ . Интервал времени от начала вспышки до максимума меняется от 7 до 150 минут. Например, у JD2446983.454 за 7 минут блеск возрос на  $0^m.14$ .

При вспышках показатели цвета  $U-B$  и  $V-R$  уменьшаются, а  $B-V$  увеличивается.

С другой стороны, у MWC 1080 происходят кратковременные падения блеска. Например, у JD2448464.380 в течение 26 минут блеск понизился на  $0^m.20$ . Амплитуда падения блеска меняется от  $0^m.04$  до  $0^m.20$  в интервале времени от 15 до 150 минут. При падении блеска показатели цвета  $U-B$  и  $B-V$  уменьшаются, а  $V-R$  возрастает.

Наличие кратковременных вариаций блеска хорошо согласуется с выводами Мансет и Бастиан [8] о том, что поляриметрические характеристики MWC 1080 претерпевают изменения, протекающие в интервале времени порядка часа.

Строго судить о частоте быстрых вариаций блеска невозможно из-за отсутствия однородного наблюдательного материала. Однако в период JD2448436-8586 подъемы и падения блеска отмечались более двадцати раз. С другой стороны, иногда в течение 5-7 часов (JD2448849 и 2449584) блеск переменной в *UBVRI* фильтрах оставался постоянным.

Зависит ли появление вспышек и падения яркости от фазы изменения блеска? Анализ данных наблюдений показывает, что вышеуказанные активные явления происходили в различных фазах кривой блеска.

4. *Сходство MWC 1080, MWC 342 и MWC 419.* Сравнивая некоторые характеристики MWC 1080, MWC 342 и MWC 419 (BD+61°154, V594 Cas), можно убедиться, что перечисленные объекты очень похожи друг на друга.

1. Во-первых, все они классифицируются как звезды ранних подклассов В с эмиссионными линиями типа P Cyg: MWC 1080 - Sp B0 [4,5], MWC 342 - Sp B2 [17] и MWC 419 - Sp B2-5 [1].

2. Кривые блеска MWC 342 [14] и MWC 1080 функционально подобны: за сравнительно короткое время (0.20 - 0.25 часть периода) блеск возрастает от главного минимума до максимума. Далее происходит медленный спад блеска до вторичного минимума и после небольшого подъема блеск переменной возвращается до главного минимума.

3. Как в случае MWC 1080, так и в случае MWC 342 [14] наблюдается видеоизменение кривой блеска. Согласно [4], квазициклические вариации

блеска MWC 419 происходят в интервале времени от 5 до 27 суток. По данным [12] блеск MWC 419 изменяется с периодом  $6^d.1$ .

4. Особо следует обратить внимание на сходство гистограмм блеска указанных звезд (рис.4). Гистограммы были построены на основе большого массива данных *UBVRI* [16]: число наблюдений каждой звезды порядка 800-1000. Из рис.4 следует, что гистограммы MWC 1080, MWC 342 и MWC 419 показывают ярковыраженную асимметрию в сторону повышенной яркости.

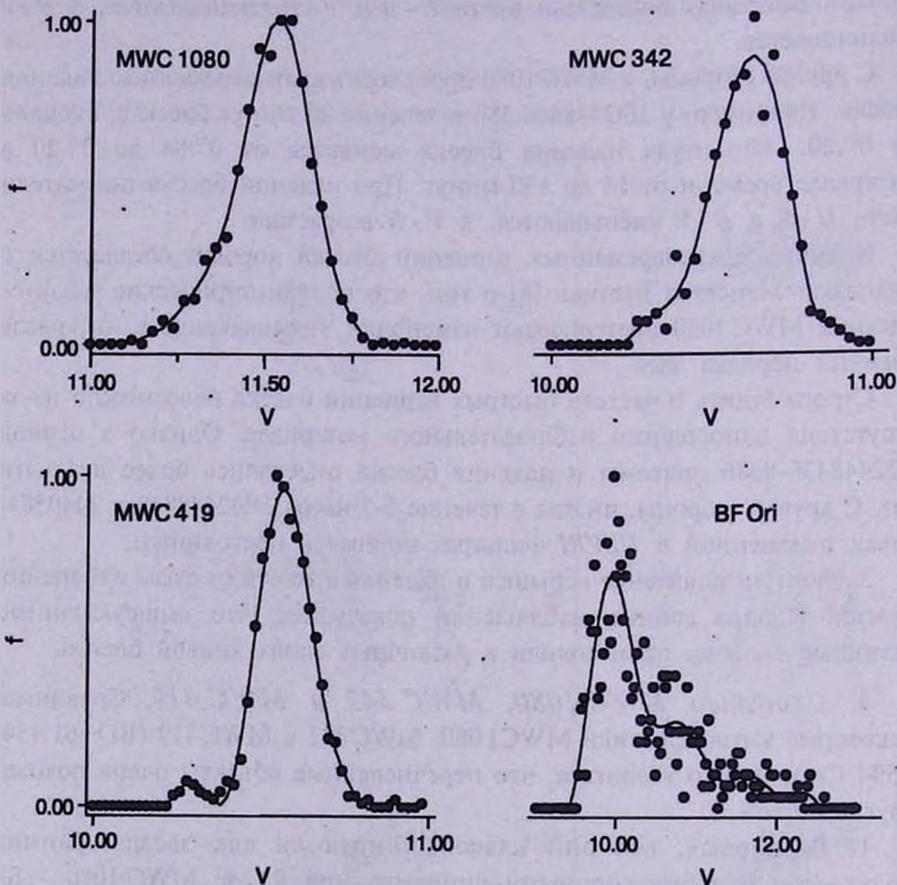


Рис.4. Гистограммы блеска MWC 1080, MWC 342, MWC 419 и BF Ori.

5. Зависимости изменения показателей цвета от блеска менялись как у MWC 1080, так и у MWC 342 [14]. По данным [4] показатели цвета MWC 419 в период 1981-86гг. слабо коррелировали с блеском, хотя чаще с уменьшением блеска по всем показателям цвета звезда краснела. Между тем, в период 1987-90гг., по мере падения блеска MWC 419, показатель цвета  $b-u$  уменьшался, а  $u-b$  возрастал [12].

6. Хорошо известно, что амплитуда падения блеска НАЕВЕ-звезд спектральных подклассов более ранних, чем V8-A0, не превышает  $0^m.5$ , в то время как НАЕВЕ-звезды более поздних подклассов претерпевают падения блеска до  $4^m$  [18,19].

Позднее, между двумя вышеуказанными подгруппами НАЕВЕ-звезд было установлено другое различие. На основе наблюдений в миллиметровом диапазоне было получено заключение, что плотность газа в околосредном пространстве НАЕВЕ-звезд классов V0-V5, (в объеме с радиусом 0.08 пк), по мере их эволюции к ГП, уменьшается на два порядка. Эффективность этого процесса для НАЕВЕ-звезд поздних подклассов V5-A5 оказалась на порядок меньше [20].

В свете вышеуказанных различий следует обратить внимание на следующие особенности исследуемой переменной и звезд MWC 342 и MWC 419.

Во-первых, гистограммы блеска этих трех объектов показывают принципиальное отличие от гистограмм блеска типичных НАЕВЕ-звезд поздних подклассов, прототипом которых является BF Ori (Sp A5 [4]). Асимметрия в гистограмме блеска BF Ori прослеживается в сторону пониженного блеска (рис.4). (Гистограмма для BF Ori была построена на основе 800 оценок блеска, по данным, приведенным в работе [16]).

Во-вторых, для НАЕВЕ-звезд поздних подклассов изменения показателей цвета по мере понижения блеска протекают почти одинаковым образом: с понижением блеска все показатели цвета сначала растут, а при дальнейшем падении блеска происходит их постепенное уменьшение [21-23].

Картина зависимостей показателей цвета от блеска у MWC 1080, MWC 342 и MWC 419, как мы уже говорили выше, совсем иная, главным образом из-за того, что указанные зависимости у каждой звезды могут меняться со временем.

Исходя из сказанного, можно предположить, что между механизмами изменения блеска MWC 1080, MWC 342 и MWC 419, с одной стороны, и НАЕВЕ-звезд поздних подклассов, с другой стороны, существует принципиальное различие.

4. *Заключение.* Представлены результаты наблюдений MWC 1080 в системе Стрёмгрена. Полученная кривая блеска MWC 1080 показывает сходство с кривой блеска MWC 342. В сезон наблюдения, с падением блеска MWC 1080, индекс бальмеровского скачка уменьшался, хотя показатель цвета  $b-u$  и индекс  $\beta$  практически не менялись.

Обнаружено, что MWC 1080 претерпевает быстрые подъемы и падения блеска с амплитудой до  $0^m.20 - 0^m.25$  в интервале времени от нескольких минут до нескольких часов.

Показано, что MWC 1080, MWC 342 и MWC 419 (BD+61°154)

характеризуются многими общими фотометрическими свойствами.

С другой стороны, основываясь на особенностях гистограмм блеска и зависимостей показателей цвета от блеска, высказано предположение, что между механизмами изменения блеска трех вышеуказанных объектов и НАЕВЕ-звезд поздних подклассов существует принципиальное различие.

Абастуманская астрофизическая обсерватория,  
Грузия,

## PHOTOELECTRIC INVESTIGATION OF HERBIG Ae/Be STAR MWC 1080

J.N.CHKHIKVADZE, E.B.JANIASHVILI

The results of photoelectric observations of the Herbig Ae/Be star MWC 1080 in the Strömgen system are presented. It's found that MWC 1080 undergoes a fast increase and decrease in brightness with amplitude of  $\sim 0^m.25$  taking place during an interval from several minutes to several hours. Similarity between MWC 1080 and MWC 342 and MWC 419 is shown. It's suggested that there is a principal difference between the mechanisms of brightness variations of the above-mentioned three objects and the late-type Herbig Ae/Be stars.

Key words: *stars:variables - stars:individual:MWC 1080*

## ЛИТЕРАТУРА

1. G.H.Herbig, *Astrophys. J., Suppl. Ser.*, **4**, 337, 1960.
2. P.W.Merrill, C.G.Burwell, *Astrophys. J.*, **110**, 387, 1949.
3. M.Cohen, L.V.Kuhi, *Astrophys. J., Suppl. Ser.*, **41**, 743, 1979.
4. В.С.Шевченко, Ae/Be звезды Хербига, ФАН, Ташкент, 1989.
5. M.Cohen, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **161**, 105, 1973.
6. M.Cohen, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **169**, 257, 1974.
7. V.S.Shevchenko, K.N.Grankin, M.A.Ibragimov, S.Yu.Melnikov, S.O.Yakubov, *Astrophys. Space. Sci.*, **202**, 137, 1993.
8. N.Manset, P.Bastian, *Astron. J.*, **122**, 3453, 2001.
9. Я.Н.Чхиквадзе, Э.Б.Джаниашвили, Бюлл. Абастум. астрофиз. обсерв., **61**, 3, 1987.
10. Я.Н.Чхиквадзе, Бюлл. Абастум. астрофиз. обсерв., **63**, 24, 1982.

11. Я.Н.Чхиквадзе, Бюлл. Абастум. астрофиз. обсерв., **68**, 43, 1990.
12. J.N.Chkhikvadze, Astron. Nachr., **315**, 253, 1994.
13. Я.Н.Чхиквадзе, Сообщ. АН Грузии, **164**, 280, 2001.
14. Я.Н.Чхиквадзе, В.О.Кахиани, Э.Б.Джаниашвили, Астрофизика, **45**, 38, 2002.
15. Я.Н.Чхиквадзе, Астрофизика, **45**, 183, 2002.
16. W.Herbst, V.S.Shevchenko, Astron. J., **118**, 1043, 1999.
17. Ю.К.Бергнер, А.С.Мирошниченко, И.С.Судник, Р.В.Юдин, Н.Ю.Ютанов, А.А.Кривов, А.Н.Соколов, К.С.Курятов, Д.Б.Муканов, Астрофизика, **32**, 203, 1990.
18. U.Fiukanzeller, R.Mundt, Astron. Astrophys. Suppl. Ser., **55**, 109, 1984.
19. E.Bibo, P.S.The, Astron. Astrophys., **236**, 155, 1990.
20. A.Fuente, I.Martin-Pintado, R.Bachiller, R.Neri, F.Pulla, Astron. Astrophys., **334**, 253, 1998.
21. Г.В.Зайцева, Переменные звезды, **19**, 63, 1973.
22. А.Ф.Пугач, Астрон. ж., **17**, 47, 1981.
23. W.Herbst, T.A.Holtzmann, В.Е.Phelps, Astron. J., **87**, 171, 1982.

УДК: 524.3-337

## ИССЛЕДОВАНИЕ СЛАБОМАГНИТНЫХ CP-ЗВЕЗД. I

Ю.В. ГЛАГОЛЕВСКИЙ, Г.А. ЧУНТОНОВ

Поступила 29 июля 2002

Принята к печати 10 сентября 2002

На основании собственных измерений и литературных данных вновь исследованы магнитные поля выборки CP-звезд, у которых они не были ранее обнаружены. Несмотря на существенно более высокую точность измерений, ни у одной из них поле снова не обнаружено. Получена верхняя граница поля для HD 10221, равная 40 G. Несмотря на слабость полей, параметры, характеризующие аномальность химсостава, соответствуют по величине сильным полям. Эти же параметры у звезд с сильными полями в общем соответствуют их величине, хотя в случае HD 47152 они слабее ожидаемого.

1. *Введение.* В работе [1] было показано, что часть химически пекулярных (CP) звезд имеет магнитные поля ниже порога обнаружения, в среднем равного 200 G, несмотря на наличие сильных химических аномалий. Причем, чем выше температура звезд, тем больше доля слабомагнитных звезд. С другой стороны, в работе [2] показано, что основные параметры, связанные с химическими аномалиями, зависят от величины магнитного поля. Звезды, у которых поле не проявляется, не соответствуют этим зависимостям. В связи с этим возникают следующие задачи:

а) необходимо исследование магнитных полей и химических аномалий у звезд со слабыми полями  $B_p < 200 - 300$  G (это ниже порога обнаружения старыми фотографическими методами);

б) следует сравнить химический состав слабомагнитных и сильномагнитных звезд для выяснения роли поля при формировании химических аномалий;

с) надо исследовать изменение поля в начале жизни звезд на Главной последовательности (вблизи начальной Главной последовательности (ZAMS)), так как есть предположение, что поле в этот период появляется и затем растет [3];

д) исследовать звезды, теряющие поле вследствие ухода с Главной последовательности;

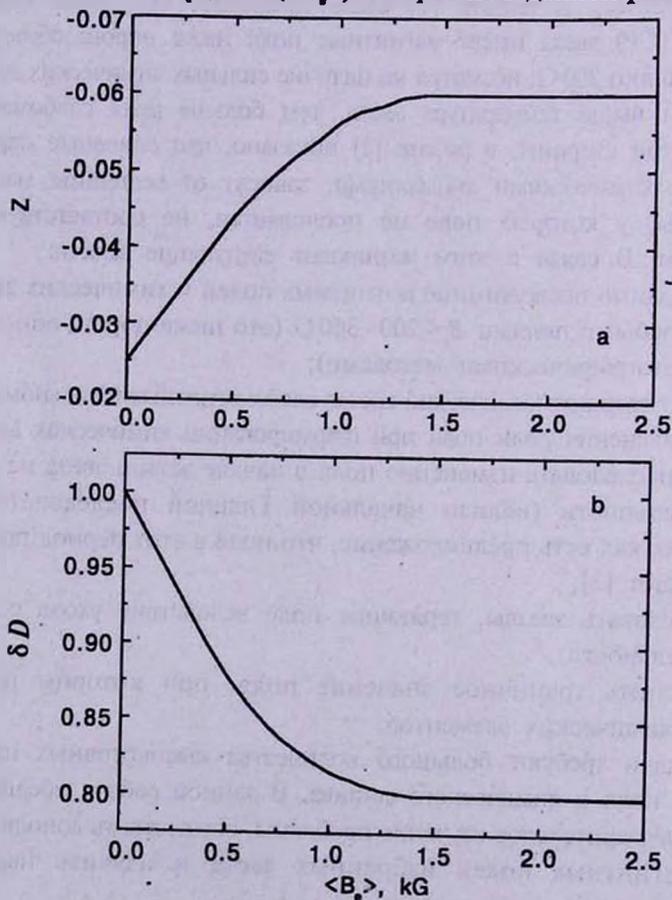
е) выяснить граничное значение поля, при котором возникает сепарация химических элементов.

Эти задачи требуют большого количества высокоточных измерений магнитного поля и химического состава. В данной работе предполагается провести предварительное изучение проблемы, осуществить дополнительные оценки магнитных полей избранных звезд и изучить параметры,

чувствительные к аномалиям химического состава и величине магнитного поля.

В работе [4] впервые было показано, что существует зависимость между величиной параметра  $Z$  женеvской фотометрии и величиной магнитного поля. С учетом этого параметра были сделаны достаточно успешные попытки обнаружения магнитных звезд, в частности открыта одна из звезд с большим полем HD 147010 [5], у которой  $Z = -0.076$ . Впоследствии были найдены [2] зависимости между степенью аномальности бальмеровского скачка  $\delta D$  и магнитным полем, а также между степенью пекулярности  $P$  и магнитным полем. Эти зависимости не очень четкие, точки на них имеют значительный разброс, однако на графиках, построенных по методу скользящего среднего, зависимости хорошо заметны. Большой разброс точек означает, что при одном и том же поле исследуемые параметры могут сильно различаться и наоборот.

Средние зависимости основных параметров  $\Delta a$ ,  $Z$ ,  $\delta D$ ,  $P$  от магнитного поля приведены на рис.1. Зависимости  $\delta D(\langle B_p \rangle)$  и  $Z(\langle B_p \rangle)$  взяты из [2], а  $\Delta a(\langle B_p \rangle)$  и  $P(\langle B_p \rangle)$  построены в данной работе впервые.



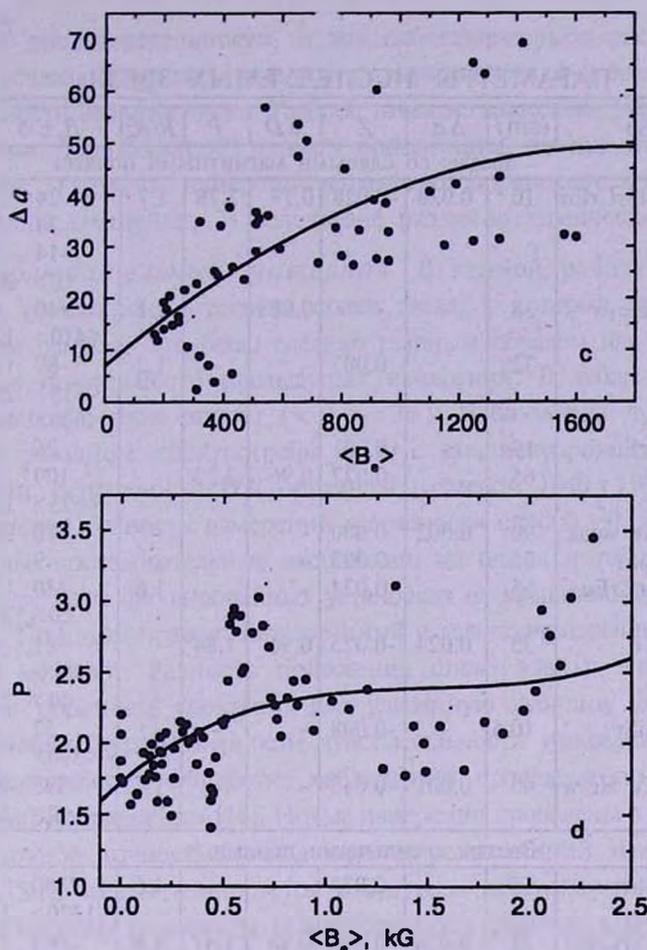


Рис.1. Зависимости параметров  $Z$ ,  $\Delta a$ ,  $\delta D$ ,  $P$ , характеризующих аномальность химического состава, от величины среднеквадратического поля.

Они проведены в виде полинома третьей степени. Параметр  $\Delta a$  - это величина депрессии  $\lambda 5200 \text{ \AA}$ ,  $Z$  - параметр многоцветной фотометрии,  $\delta D$  - степень уменьшенности бальмеровского скачка [6],  $P$  - степень пекулярности спектра [7]. Параметр  $\langle B_e \rangle$  - среднеквадратическое поле [8], вычисляемое по формуле:

$$\langle B_e \rangle = \left[ \sum (B_{e_i})^2 - (\sigma_i)^2 / n \right]^{1/2}.$$

Именно в основном по величине этого параметра [5] мы отбирали звезды для исследования. Этот параметр приблизительно характеризует величину поля. В тех случаях, когда его величина равна 0, это означает, что поле меньше ошибок измерений, в среднем равных 200 G. В программу нашего исследования также включены звезды, у которых  $\langle B_e \rangle < 3\sigma$ .

Все рассмотренные параметры  $\Delta a$ ,  $\delta D$ ,  $Z$  и  $P$  зависят в первую

## ПАРАМЕТРЫ ИССЛЕДУЕМЫХ ЗВЕЗД

| Звезда                              | Sp            | $\mu \sin i$ | $\Delta a$ | Z      | $\delta D$ | P    | R/R <sub>z</sub> | $B_e \pm \sigma$                    | Источ.           |
|-------------------------------------|---------------|--------------|------------|--------|------------|------|------------------|-------------------------------------|------------------|
| Звезды со слабыми магнитными полями |               |              |            |        |            |      |                  |                                     |                  |
| 10221                               | A0p SiSrCrEu  | 10           | 0.028      | -0.028 | 0.77       | 3.78 | 1.7              | 24 30<br>34 38<br>-14 52<br><0> 200 | 1<br>1<br>1<br>3 |
| 23408                               | B7III He-w    | 38           | -          | -      | 0.088      | -    | 2.1              | -40 50<br><410> 120                 | 1<br>3           |
| 35912                               | He-r          | 32           | -          | 0.003  | -          | -    | 1.2              | -80 120<br><315> 265<br><630> 110   | 1<br>3<br>3      |
| 60179                               | A1V SrEu      | 19           | -          | +0.001 | -          | -    | -                | 26 13                               | 2                |
| 108945                              | A2p Sr        | 65           | -          | -0.027 | 0.96       | 2.32 | -                | 109 44<br><625> 110                 | 2<br>3           |
| 115735                              | A0V He weak   | 90           | 0.002      | 0.000  | -          | -    | -                | 10 380                              | 2                |
| 116656                              | A1p SiSr      | 25           | -          | -0.005 | -          | -    | -                | -9 16                               | 2                |
| 140160                              | A0p SrCrEu    | 65           | -          | -0.024 | -          | -    | 1.6              | 230 120<br><0> 250                  | 2<br>3           |
| 148112                              | B9p Cr        | 35           | 0.024      | -0.025 | 0.96       | 1.84 | -                | -81 47<br><200> 60<br><0> 250       | 2<br>3<br>3      |
| 148330                              | A2p SiSr      | 10.5         | -          | -0.008 | -          | -    | -                | 52 37<br><390> 50                   | 2<br>3           |
| 212454                              | B8III-IV He-w | 40           | 0.001      | -0.045 | -          | -    | 1.75             | -395 400<br><0> 340                 | 1<br>3           |
| Звезды с сильными полями            |               |              |            |        |            |      |                  |                                     |                  |
| 30466                               | A0p Si        | 55           | -          | -0.073 | -          | -    | 1.6              | 2850 550<br><1370> 110              | 1<br>3           |
| 47152                               | B9Vp SrCrEu   | 25           | 0.020      | -0.022 | 0.86       | 1.47 | 1.6              | 2064 117                            | 1                |
| 74521                               | A1p EuCr      | 10           | 0.075      | -0.061 | 0.79       | 3.62 | 2.2              | 634 17<br><980> 30                  | 2<br>3           |
| 108662                              | A0p SrCrEu    | 10           | -          | -0.040 | 0.92       | 3.57 | 1.3              | -604 23<br><540> 30                 | 2<br>3           |
| 110066                              | A0p SrCrEu    | 20           | 0.078      | -0.064 | 0.90       | 3.95 | 1.8              | -165 34<br><205> 10                 | 1<br>3           |
| 120198                              | B9p CrEu      | 45           | 0.037      | -0.038 | 0.94       | -    | 1.9              | -209 74<br><615> 110                | 2<br>3           |
| 125248                              | A0p CrEu      | 10           | 0.043      | -0.044 | 0.79       | -    | 1.3              | -1496 43<br><1710> 105<br><1100> 25 | 2<br>3<br>3      |

## Примечания

1. Наши измерения.
2. S.L.S.Shorlin, G.A.Wade, J.-F.Donati, J.D.Landstreet, P.Petit, Измерения T.A.A.Sigut, S.Strasser, Astron. Astrophys. (in press).
3. Yu.V.Glagolevskij, I.I.Romanyuk, N.M.Chunakova, V.G.Shtol, Izvesiya SAO, 23, 37, 1986.

очередь от химического состава, следовательно аномальность химического состава зависит от величины магнитного поля. Часть интересующих нас звезд, возможно, является либо недавно возникшими, либо уходящими

с Главной последовательности, и мы наблюдаем либо растущее поле [3], либо исчезающее вследствие роста диаметра звезды и возникновения неустойчивости верхних слоев. Разброс точек на зависимостях обусловлен несколькими причинами: 1) разной ориентацией звезды относительно луча зрения; 2) тем, что измерение параметров определялось в случайные фазы периода вращения; 3) вследствие различия химического состава.

**2. Наблюдательный материал.** В данной работе проведены повторные измерения магнитных полей звезд, у которых они не были обнаружены раньше. Это было сделано главным образом для того, чтобы убедиться в правильности предыдущих измерений. В табл.1, в колонке  $\langle B \rangle$ , приведены такие звезды ( $\langle B_e \rangle < 3\sigma$ ). Наблюдения проведены на Основном звездном спектрографе БТА с анализатором циркулярной поляризации, оснащенном ПЗС-матрицей размером 1040 x 1160 пикселей. Для повышения точности измерений применялся способ [9], при котором делаются две последовательные экспозиции на одних и тех же пикселях матрицы, при двух фиксированных установках фазосдвигающего элемента на  $0^\circ$  и  $90^\circ$ . При этом правополяризованный и левополяризованный спектры меняются местами. Разность положения спектральных линий между "прямым" и "обратным" спектрами дает удвоенную величину зеемановского сдвига. Влияние неравномерности чувствительности пикселей при таком способе исключается. Обработка наблюдений проведена по программе, составленной Кудрявцевым [10]. Новые измерения проведены в ряде случаев с недостаточной точностью вследствие широких линий из-за быстрого вращения. Эти звезды планируется в будущем переизмерить. В этой же таблице приведены результаты измерения поля, данные в работе [11], а также в колонке  $B_e$  (без скобок  $\langle \rangle$ ).

В табл.1 в других колонках приведены необходимые данные: название звезды, спектральный класс Sp и тип пекулярности, скорость вращения  $v \sin i$ , параметры  $\Delta a$ ,  $Z$ ,  $\delta D$ ,  $P$  и  $R/R_z$ . Последний параметр - это относительный радиус звезды; он пропорционален  $\log g$ . Величина  $R$  - это радиус звезды в настоящее время, а  $R_z$  - ее радиус на начальной Главной последовательности [12]. Средний разброс этого параметра по сравнению с данными, полученными из гиппарховских наблюдений, равен 0.2.

Табл.1 разбита на две части, в первой приведены звезды со слабыми полями, во второй - с сильными полями.

**3. Анализ наблюдательных данных.** Выше упоминалось, что имеются данные о нарушении зависимости степени химических аномалий от магнитного поля. Для уточнения этого утверждения с помощью зависимостей на рис.1 были сделаны оценки, какому полю соответствует тот или иной параметр. Видно, что параметры изменяются в среднем от  $\langle B_e \rangle = 0 \text{ G}$  до  $\langle B_e \rangle = 1.5 \text{ kG}$ . При больших полях наступает "насыщение".

Поэтому, если параметры оказываются больше, чем эта величина, мы указываем, что  $B_e > 1.5 kG$ . Это означает, что параметр соответствует очень сильным химическим аномалиям. Полученные оценки приведены в табл.2 в 2-5 столбцах. К сожалению, многие параметры для изучаемых звезд неизвестны и картина оказывается неполной.

Таблица 2

### ВЕЛИЧИНЫ МАГНИТНОГО ПОЛЯ, СООТВЕТСТВУЮЩИЕ ОСНОВНЫМ ПАРАМЕТРАМ

| Звезда                              | $\langle B_e \rangle (\Delta a)$ | $\langle B_e \rangle Z$ | $\langle B_e \rangle \delta D$ | $\langle B_e \rangle (P)$ | $\langle B_e \rangle \pm \sigma$ | $B_e \pm \sigma$ | Соответствие |
|-------------------------------------|----------------------------------|-------------------------|--------------------------------|---------------------------|----------------------------------|------------------|--------------|
| Звезды со слабыми магнитными полями |                                  |                         |                                |                           |                                  |                  |              |
| 10221                               | 550                              | 100                     | >1500                          | >1500                     | 0 200                            | <120             | -            |
| 23408                               | -                                | -                       | 500                            | -                         | 410 120                          | <150             | -            |
| 35912                               | -                                | 0                       | -                              | -                         | 630 110                          | <360             | +            |
| 60179                               | -                                | 0                       | -                              | -                         | - -                              | <39              | +:           |
| 108945                              | -                                | 100                     | 200                            | 1000                      | 175 160                          | <132             | -            |
|                                     |                                  |                         |                                |                           | 625 110                          |                  |              |
| 115735                              | 0                                | 0                       | -                              | 0                         | - -                              | <1140            | +:           |
| 116656                              | -                                | 0                       | -                              | -                         | - -                              | <48              | +            |
| 140160                              | -                                | 0                       | -                              | -                         | 0 250                            | 230 120          | +:           |
| 148112                              | 400                              | 0                       | 200                            | 100                       | 200 60                           | <141             | -            |
|                                     |                                  |                         |                                |                           | 0 250                            |                  |              |
| 148330                              | -                                | 0                       | -                              | -                         | 390 50                           | <110             | -            |
| 212454                              | 0                                | 500                     | 200                            | -                         | 0 340                            | <1200            | -            |
| Звезды с сильными магнитными полями |                                  |                         |                                |                           |                                  |                  |              |
| 30466                               | -                                | >1500                   | -                              | -                         | 1370 110                         | 2850 550         | +            |
| 47152                               | 300                              | 0                       | 600                            | 0                         | - -                              | 2064 117         | -            |
| 74521                               | >1500                            | >1500                   | >1500                          | >1500                     | 980 30                           | 634 17           | +            |
| 108662                              | -                                | 400                     | 250                            | >1500                     | 540 30                           | -604 23          | +            |
| 110066                              | >1500                            | >1500                   | 400                            | >1500                     | 205 10                           | -165 34          | +            |
| 120198                              | 800                              | 300                     | 200                            | -                         | 615 110                          | -209 74?         | +            |
| 125248                              | 1200                             | 500                     | >1500                          | -                         | 1400 60                          | -1496 43         | +            |

## Примечания

- + - величины параметров в среднем соответствуют величине поля,
- не соответствуют.

Для того, чтобы было удобно рассматривать таблицу, в 6 столбце мы снова поместили  $\langle B_e \rangle$ , а в 7 столбце - вновь измеренные величины магнитного поля. Поскольку во многих случаях не удалось получить поле, превышающее  $3\sigma$ , то указана только верхняя граница возможного значения поля -  $<3\sigma$ .

Посмотрим теперь, насколько параметры соответствуют величине поля. У HD 10221 среднеквадратическое поле, полученное на основании трех последних измерений, равно  $\langle B_e \rangle = 0 \pm 14 G$ , т.е. поле заведомо меньше  $3\sigma = 42 G$ , а аномалии все еще существуют. Этому полю не соответствует даже наименьший из параметров  $\langle B_e \rangle (Z)$ . Остальные

параметры, особенно  $\langle B_p \rangle (\delta D)$  и  $\langle B_p \rangle (P)$ , аномально велики.

Звезда HD 23408 имеет поле меньше 150 G, параметр  $\langle B_p \rangle (\delta D)$  существенно больше этой величины. То же самое можно сказать о звездах HD 108945, 120198, 148112, 148330 и 212454. Параметры для звезд HD 60179, 115735, 116565 и 140160 соответствуют полю, однако надо иметь в виду, что для этих звезд не все параметры известны. Например, верхняя граница поля у нее, по-видимому, тоже равна 40 G, но она классифицируется как SrEu звезда.

Звезды с большим магнитным полем имеют параметры, соответствующие полю  $B_p$ , кроме, возможно, HD 110066. Однако известно, что у нее сильное поверхностное поле  $B_s = 4100$  G [13]. У HD 47152 химические аномалии слабы для ее поля.

Из приведенных параметров видно, что звезды с сильными полями имеют, как правило, сильные аномалии химического состава. Многие звезды со слабыми полями тоже имеют сильные аномалии. Для звезд HD 60179, 116656 верхняя граница поля составляет около 40 G и параметр  $\langle B_p \rangle (Z)$  у них нормальный, однако, как видно из классификации, содержание Si, Sr, Eu аномально высокое. Задача в будущем состоит в определении той границы поля, при которой химические аномалии исчезают.

**4. Заключение.** Вследствие методических трудностей нам пока не удалось твердо установить магнитное поле СР-звезд меньше 40 G. Даже при таком слабом поле сильные химические аномалии уже существуют.

Пока неясно, при каких значениях магнитного поля начинают появляться химические аномалии и при каких значениях поля звезды оказываются нормальными.

Только одна звезда из изученных со слабым полем найдена вблизи ZAMS - это HD 35912, все остальные находятся в верхней части полосы Главной последовательности. Следовательно, слабое поле не является признаком только что формирующейся СР-звезды.

Аномалии параметров ( $Z$ ,  $\Delta a$ ,  $\delta D$ ,  $P$ ) могут значительно выходить за рамки средних зависимостей. Причины расхождения крайне интересно было бы выяснить. Очевидно, что необходимы детальные исследования химического состава этих звезд.

Специальная астрофизическая обсерватория РАН,  
Россия, e-mail: glagol@sao.ru

## THE INVESTIGATION OF THE WEAK MAGNETIC STARS. I

Yu.V.GLAGOLEVSKIJ, G.A.CHOUNTONOV

On the base of our measurements and literature data magnetic fields were investigated again in a sample of CP stars in which they had not been previously detected. Although the measurement precision was considerably higher, no magnetic field was detected in any of them. The upper limit of the field for HD 10221 is 40 G. In spite of the weakness of the fields, the parameters that characterize the chemical composition anomaly correspond to sufficiently strong magnetic fields. In stars with strong magnetic fields the parameters correspond in general to their fields although these parameters are smaller than it is to be expected in the case of HD.47152.

Key words: *stars:peculiar - stars:magnetic fields*

### ЛИТЕРАТУРА

1. Yu.V.Glagolevskij, G.A.Chountonov, Bull. Spec. Astrophys. Observ., **45**, 105, 1998.
2. Ю.В.Глаголевский, Астрон. ж., **71**, 858, 1994.
3. V.V.Leushin, Yu.V.Glagolevskij, P.North, in "Magnetic Fields of Chemically Peculiar and Related Stars", eds. Yu.V.Glagolevskij, I.I.Romanyuk, M., 2000, p.173.
4. N.Cramer, A.Maeder, Astron. Astrophys., **41**, 111, 1980.
5. Ю.В.Глаголевский, В.Д.Бычков, И.Х.Илиев, И.И.Романюк, Н.М.Чунакова, Письма в Астрон. ж., **8**, 26, 1982.
6. Ю.В.Глаголевский, И.И.Романюк, Н.М.Чунакова, В.Г.Штоль, Изв. САО, **23**, 37, 1986.
7. Ю.В.Глаголевский, Г.П.Топильская, Изв. САО, **25**, 13, 1987.
8. И.М.Копылов, Изв. САО, **24**, 44, 1987.
9. D.N.Brown, J.D.Landstreet, I.A.Thompson, in "Upper Main Seq. CP Stars", Univ. Liege, 1981, p.195.
10. G.A.Chountonov, Rep. SАО, 1997, p.36.
11. D.O.Kudryavtsev, in "Magnetic Fields of Chemically Peculiar and Related Stars", eds. Yu.V.Glagolevskij, I.I.Romanyuk, M., 2000, p.84.
12. S.L.S.Shorlin, G.A.Wade, J.-F., J.D.Landstreet, P.Petit, T.A.A.Sigut, S.Strasser, Astron. Astrophys., 2002 (in press).
13. Yu.V.Glagolevskij, Bull. SАО, **53**, 33, 2002.
14. I.I.Romanyuk, in "Magnetic Fields of Chemically Peculiar and Related Stars", eds. Yu.V.Glagolevskij, I.I.Romanyuk, M., 2000, p.18.

УДК: 524.337.7

МНОГОЦВЕТНАЯ ФОТОМЕТРИЯ НОВОЙ ЯЩЕРИЦЫ  
1910г. = DI LAC В 1962-2002гг.Е.П.ПАВЛЕНКО<sup>1</sup>, Н.В.ПРИМАК<sup>2</sup>, С.Ю.ШУГАРОВ<sup>3</sup>

Поступила 25 апреля 2002

Принята к печати 20 мая 2002

Нами представлен анализ поведения новой DI Lac спустя 52 года после вспышки в течение последующих 40 лет. Подобно карликовым новым, DI Lac демонстрирует вспышечную активность с характерным временем 36 суток и амплитудой около  $0^m.6$ . Профиль вспышки асимметричный, возрастание блеска длится около пяти дней, ослабление - около двадцати. Между основными вспышками иногда происходят более короткие. По поведению вспышек на диаграммах звездная величина - цвет их можно разделить на три типа. Восходящая и нисходящая ветви вспышек первого типа на диаграммах практически совпадают, второго типа - описывают петли против часовой стрелки, а третьего - петли по часовой стрелке. Первый и второй типы вспышек можно объяснить в рамках теории тепловой неустойчивости как возникающие вначале во внешних и внутренних частях аккреционного диска соответственно. Природа третьего типа вспышек пока неясна.

1. *Введение.* DI Lacertae как новая звезда была обнаружена Еспиным [1] в 1910г. В максимуме она достигла  $4^m.3$  в полосе *B* [2]. Амплитуда ее вспышки была сравнительно невелика - около  $11^m$ . Орбитальный период же, согласно Риттеру [3], а также Горанскому и др. [4], наоборот, находится в "долгопериодическом" хвосте распределения катаклизмических переменных по орбитальным периодам (около 0.5 суток). Спустя несколько десятков лет звезда заинтересовала исследователей тем, что у нее были обнаружены короткопериодические - с характерным временем 40 суток - поярчания, напоминающие вспышки карликовых новых, но с меньшей, чем у карликовых новых, амплитудой около  $0^m.5$ . Это открытие было сделано независимо Хонейкуттом и др. [5,6] и Шугаровым с Липатовым [7]. Подобная активность известна также и для небольшого числа других новых в послевспышечной стадии. GK Per, например, вспыхивает примерно раз в  $14400$  сут. [8], Q Cyg - ~ каждые 60 сут. [9], V841 Oph - через 35 сут., а V446 Her - через 22 сут. [5]. Длина цикла может быть довольно устойчивой некоторое время, а затем нарушаться. В течение указанных циклов могут также наблюдаться вспышки с гораздо меньшими амплитудами.

Такое поведение "состарившихся" новых предсказывается сценарием эволюции классических новых между вспышками, происходящими раз в  $10^4$ - $10^5$  лет [10-13]. Напомним, что явление новой происходит в тесной двойной системе, состоящей из белого карлика и вторичного компонента

позднего спектрального класса, заполнившего свою полость Роша и теряющего вещество на белый карлик. В соответствии со сценарием, белый карлик претерпевает термоядерный взрыв, после чего его поверхность остается горячей еще сотню лет. Горячий (100 000 К) белый карлик нагревает обращенную к нему сторону вторичного компонента, что способствует поддержанию повышенной скорости потери вещества. После остывания белого карлика и прекращения подогрева вторичного компонента, последний несколько сжимается, уходит под полость Роша и потеря вещества им существенно уменьшается (если не прекращается вовсе). По выражению Ливлио [11], новая входит в так называемое состояние "спячки". Этот этап эволюции может длиться тысячи лет. Далее, гравитационное излучение и/или магнитное торможение приводит к заполнению вторичным компонентом полости Роша и увеличению скорости потери вещества. Вокруг белого карлика формируется аккреционный диск, и, если в нем создадутся условия для тепловой неустойчивости (температура внешних частей диска будет ниже температуры ионизации водорода) [14], такой диск будет циклически вспыхивать, т.е., будут наблюдаться вспышки типа карликовых новых. Шрейбер и др. показали, что определяющими здесь являются два фактора: температура белого карлика и скорость переноса вещества [15].

Так будет продолжаться до тех пор, пока давление и температура во внешних частях белого карлика, сформированных из аккреционного материала, обогащенного водородом, не достигнет критической величины и не запустит следующую термоядерную вспышку.

Насколько хорош данный сценарий, должны показать детальные и длительные наблюдения разных классических новых спустя десятки лет после взрыва. Опыт показывает, что количество старых классических новых, вступивших в "стадию карликовых новых", очень мало, но и они изучены недостаточно. До сих пор лучше всего исследованы только GK Per [16] и V446 Her [6].

В данной работе мы представляем многоцветное фотометрическое исследование поведения DI Lac с 1962г. по 2002г. Целью работы является детальное изучение вспыхивающей активности звезды на 40-летнем интервале, профилей вспышек и их развитие на диаграммах звездная величина-цвет.

**2. Наблюдения.** В разные годы 40-летнего интервала наблюдений, по мере развития светоприемной аппаратуры, фотометрия DI Lac проводилась различными методами: фотографическим, фотоэлектрическим и с помощью ПЗС-камеры в цветовых полосах *UBVRI*, близких к системе Джонсона и Моргана.

Информация о наблюдениях дана в табл.1, где в первом столбце указан интервал времени наблюдений, во втором - телескоп, затем *N* - количество измерений для данного метода регистрации изображений,

Таблица 1

| Дата      | Телескоп             | <i>N</i> | Цв. система | Детектор  |
|-----------|----------------------|----------|-------------|-----------|
| 1962-1991 | 40-см астрограф      | 134      | <i>Phg</i>  | ORWO ZU-2 |
| 1991-1995 | Цейсс-600, Крым      | всего    | <i>UBV</i>  | Phe       |
|           | АЗТ-2, 70-см, Москва | 343x3    | <i>UBV</i>  | Phe       |
| 2001-2002 | Цейсс-600, Крым      | всего    | <i>BVRI</i> | ПЗС ST-7  |
|           | К-380, Крым          | 443      | <i>BVRI</i> | ПЗС ST-8  |

цветовая система и, наконец, светоприемник.

Поисковая карта окрестностей с указанием звезд сравнения приведена в каталоге Черепашука и др. [17]. Фотографические измерения осуществлялись относительно звезд сравнения "а", "b", "с", "d", "е", "z" в окрестности DI Lac в полосе, близкой к *B*. Одновременные фотоэлектрические наблюдения в полосах *UBV* выполнялись относительно звезды "H", а *BVRI* ПЗС-наблюдения - относительно звезды "а".

Время экспозиции зависело от телескопа и приемника изображения. Типичная экспозиция при фотографических наблюдениях была 4-5 мин, для фотоэлектрических - 2-3 мин, а для наблюдений с ПЗС - 1-3 мин. Точность измерений для фотоэлектрических наблюдений определялась по статистике квантов и была равна  $0^m.01 - 0^m.03$  в полосах *B*, *V* и  $0^m.05$  в полосе *U*. Точность регистрации фотографических изображений и изображений, полученных в ПЗС, определялась по разности контрольной звезды и звезды сравнения и составляла  $0^m.15 - 0^m.20$  (фотография),  $0^m.01 - 0^m.04$  (ПЗС). Заметим, что при фотоэлектрических наблюдениях показатели цвета *U-B*, *B-V* определялись одновременно, привязка к звезде сравнения осуществлялась раз в несколько десятков минут. Показатели цвета при наблюдениях с ПЗС вычислялись при последовательных измерениях звезды в полосах *BVRI* с минимальной разницей во времени, составлявшей не более 5 мин. Звезда сравнения же регистрировалась одновременно с переменной, так как она попадала в поле зрения как ПЗС ST7 на телескопе Цейсс-600, составлявшее ( $5' \times 4'$ ), так и в поле зрения ПЗС ST8 на телескопе К-380 ( $10' \times 8'$ ). В данной работе мы приводим редуцированные к системе Джонсона величины *U-B*, *B-V* и относительные (с произвольным нуль-пунктом) величины *V-R* и *V-I*.

3. *Вспышечная активность.* Все три светоприемника дают нам возможность проследить долговременное - на 40-летнем интервале - поведение звезды в спектральной полосе *B*, на 10-летнем интервале - в полосе *V*. По фотографическим измерениям яркость DI Lac в 1962-1991гг. колеблется в среднем от  $15^m$  до  $14^m.3$ . На рис.1 приведены шесть кривых блеска для нескольких лет наблюдений с 1983г. по 1989г. Поскольку звезда фотографировалась не непрерывно, трудно проследить за эволюцией вспышечной активности на этом интервале времени. В

1987г. вообще не было замечено сколько-нибудь значимых поярчений, но очень вероятно, что они как раз пришились на пропуски в наблюдениях.

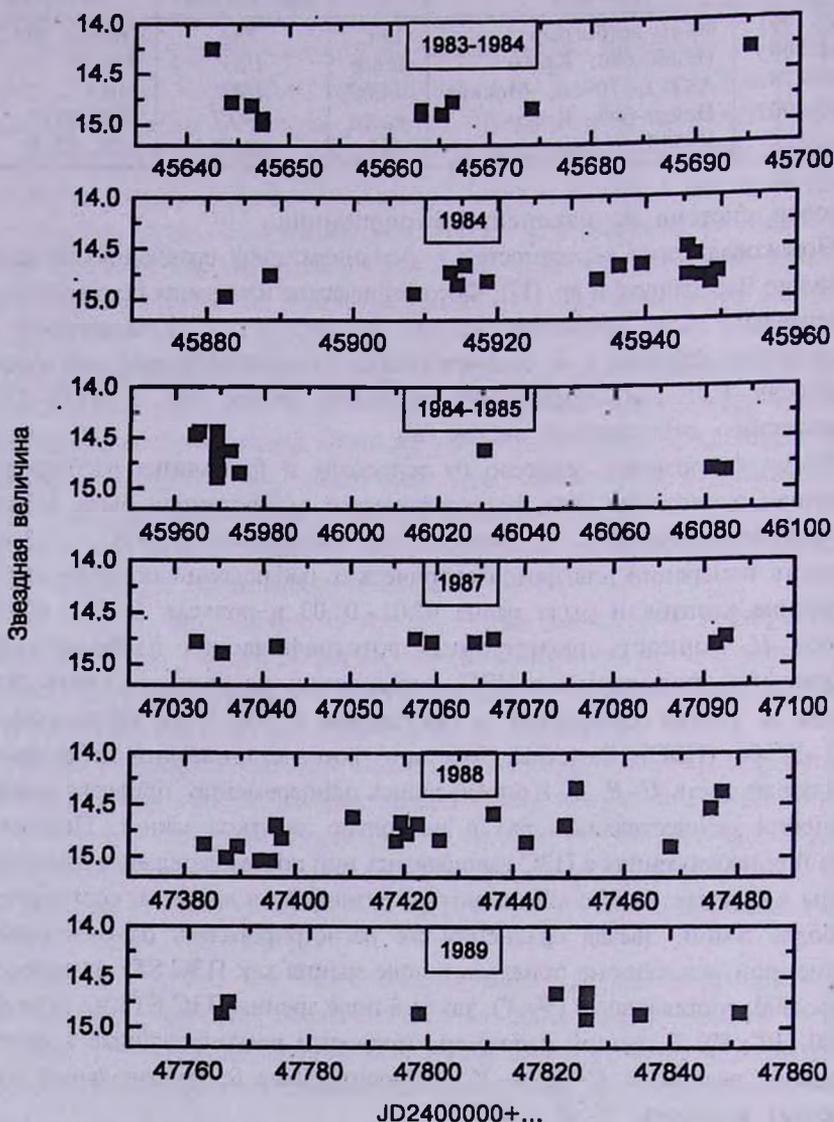


Рис.1. Некоторые кривые блеска по фотографическим измерениям, приведенным к полосе В. Каждая точка - результат усреднения нескольких измерений за ночь.

На рис.2 приведены наиболее плотные фотоэлектрические ряды наблюдений звезды в полосах *UBV* для 1991-1992гг. Максимальная (средняя за ночь!) яркость в полосе В достигала  $14^m.5$ , а минимальная -  $15^m.1$ , что сравнимо с данными фотографических измерений. Строго в этом же диапазоне колеблется и средняя яркость звезды в полосе В по измерениям с ПЗС десятью годами позже. На рис.3 показаны кривые блеска в полосах

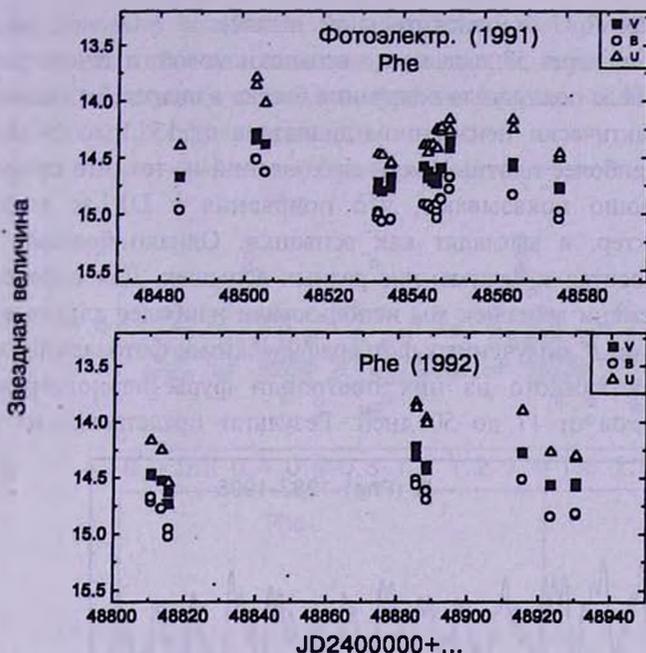


Рис.2. Некоторые кривые блеска по фотоэлектрическим наблюдениям в полосах *UBV*. Приведены средние оценки блеска за ночь.

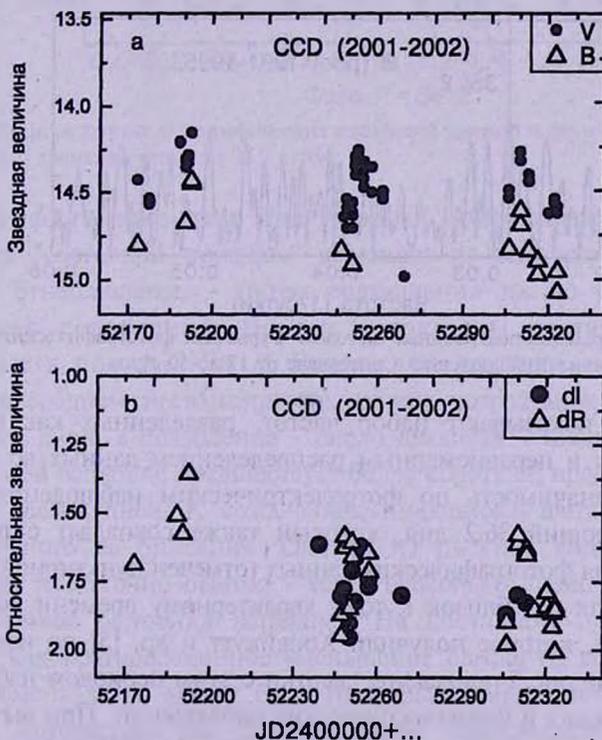


Рис.3. Кривые блеска по ПЗС-наблюдениям в полосах *BVRI*. Данные в *B* и *V* приведены к системе Джонсона и Моргана, а в *R* и *I* - в относительных звездных величинах.

$B$ ,  $V$  и в полосах  $R$ ,  $I$  (в относительной шкале).

Таким образом, через 52 года после вспышки новой, в течение последующих 40 лет DI Lac показывала поярчания блеска в полосе  $B$  с амплитудой около  $0^m.6$  в практически неизменном диапазоне от  $15^m.1$  до  $14^m.5$ .

Некоторые наиболее плотные ряды наблюдений из тех, что приведены на рис.1-3, хорошо показывают, что поярчания у DI Lac носят не случайный характер, а выглядят как вспышки. Однако большая часть наблюдений относится к фрагментам разных вспышек. Для определения характерного времени вспышек мы использовали наиболее длинные ряды из данных в полосе  $B$ , полученных фотографическим и фотоэлектрическим методами, и для каждого из них построили фурье-периодограмму в интервале периодов от 17 до 50 дней. Результат представлен на рис.4.

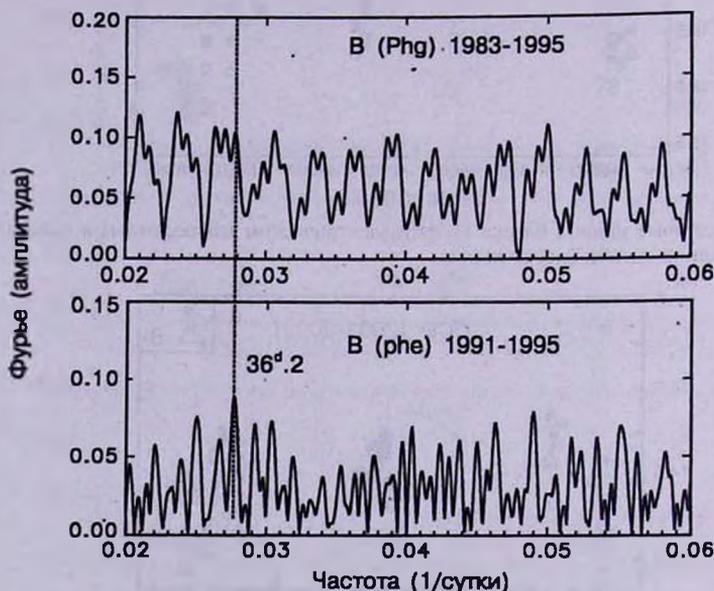


Рис.4. Периодограммы, построенные методом Фурье для фотографических (вверху) и фотоэлектрических (внизу) наблюдений в интервале от 17 до 50 суток.

Периодограммы показывают набор частот, разделенных как годичной скважностью, так и неравномерным распределением данных во времени. Максимальную значимость по фотоэлектрическим наблюдениям имеет пик, соответствующий 36.2 дня, который также совпадает с пиком на периодограмме для фотографических данных (отмечен пунктирной линией). Этот результат как раз близок к тому характерному времени вспышек у DI Lac (40 суток), которое получили Хонейкутт и др. [5] по измерениям с ПЗС в 1993г. На рис.5 приведены свертки с этим периодом наблюдений для фотографических и фотоэлектрических наблюдений. При вычислении фаз взята одна и та же начальная эпоха  $JD = 2447798.4$ . Несмотря на большое рассеяние точек, свертки показывают, что характерное время

вспышек довольно устойчиво на протяжении нескольких десятков лет. Однако, из-за того, что вспышки происходят именно с характерным временем, а не строгим периодом, фазовая кривая не может объективно отражать форму профиля вспышки.

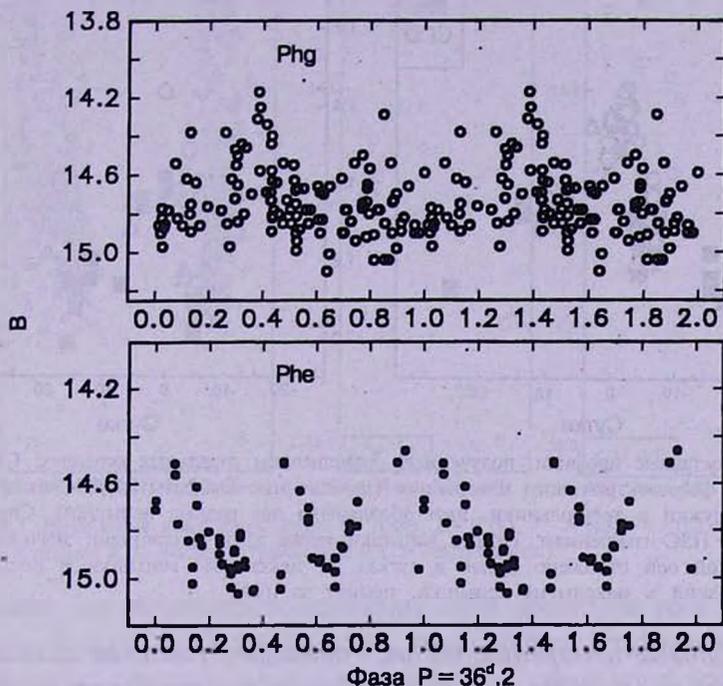


Рис.5. Свертки данных фотографических измерений (вверху) и фотозлектрических (внизу) с характерным временем вспышек 36.2 суток.

4. *Профиль вспышек.* Для решения этой задачи мы попытались воссоздать "составной профиль" вспышки из тех, что были наиболее детально отнаблюдены, - путем совмещения их по оси времени до наилучшего совпадения. На рис.6 показаны составные профили, полученные в полосах *V* и *R*. Похоже, что профиль вспышки в обеих полосах в среднем несимметричен: резкое возрастание яркости длится около пяти дней, а ослабление - около двадцати. Можно предположить, что основной вспышке предшествует более короткая, продолжительностью не более десяти дней. К сожалению, имеющихся данных недостаточно для детального ее описания. Однако из рисунка видно, что ее спад происходит достаточно быстро - всего несколько дней, после чего сразу же начинается основная вспышка. На составном профиле (*V*) это выглядит как кратковременное уменьшение блеска на восходящей ветви, и этот момент легко может быть пропущен наблюдателями, а профиль вспышки истолкован как симметричный, синусоидоподобный (как и было отмечено Хонейкуттом и др.). С другой стороны, возможно и сам

основной профиль имеет непостоянную форму, и предвспышка не всегда ему сопутствует. Разрешить этот вопрос нам представляется возможным только усилиями длительного многодолготного мониторинга.

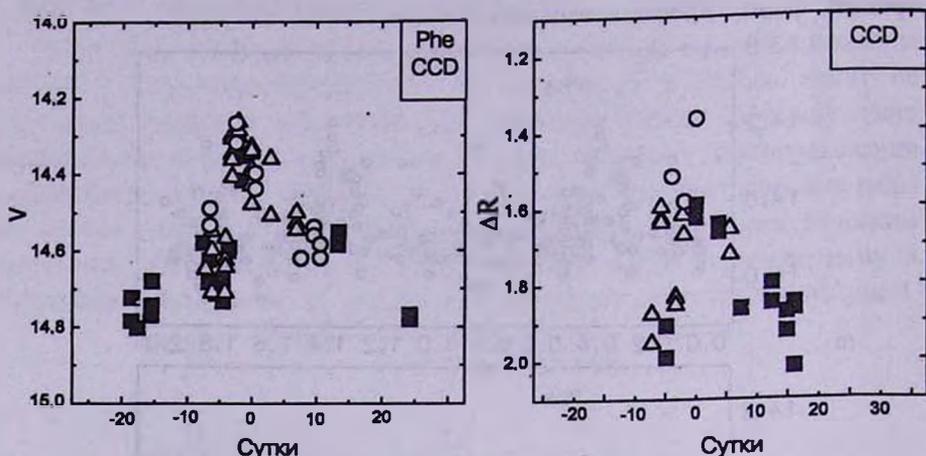


Рис.6. Составные профили, полученные совмещением отдельных вспышек. Слева: в полосе  $V$  по фотоэлектрическим измерениям (заполненные квадраты) и ПЗС-измерениям (открытые кружки и треугольники, ими обозначены две разные вспышки). Справа: в полосе  $R$  по ПЗС-измерениям. Разные вспышки также даны различными значками. По горизонтальной оси отложено время в сутках до максимума вспышки и после нее. Момент, близкий к максимуму вспышки, принят за нуль.

5. *Цветовые измерения.* На рис.7 приведено изменение показателей цвета  $U-B$ ,  $B-V$ ,  $V-R$ ,  $V-I$  с изменением яркости в полосе  $V$ . Для получения зависимости использованы все имеющиеся данные, полученные с помощью электрофотометра и ПЗС. Видно, что DI Lac в целом более голубая в максимуме вспышки и более красная в минимуме, однако в разных цветовых полосах это происходит по-разному. При уменьшении яркости показатель цвета  $U-B$  уменьшается в среднем от  $-0^m.7$  до  $-0^m.5$ , рассеяние точек увеличивается от  $0^m.2$  до  $0^m.4$ . Показатель цвета  $B-V$  по фотоэлектрическим данным практически не изменяется по мере ослабления вспышки, он заключен внутри полосы  $0^m.15 - 0^m.4$ . Данные, полученные с ПЗС, совпадают с фотоэлектрическими только частично: они показывают небольшое покраснение от  $0^m.25$  (в максимуме вспышки) до  $0^m.45$  (ослабев наполовину), а затем изменяется в пределах от  $0^m.3$  до  $0^m.5$ . Относительная величина показателя цвета  $V-R$  показывает большое рассеяние в течение почти всего развития вспышки, изменяясь примерно на  $0^m.5$ , но в минимуме звезда и здесь более красная. Аналогично ведет себя и показатель цвета  $V-I$ , его покраснение с ослаблением блеска еще более ярко выражено, чем для  $V-R$ .

Полосы рассеяния на диаграммах могут быть вызваны тем, что показатели цвета для восходящих и нисходящих ветвей вспышек не

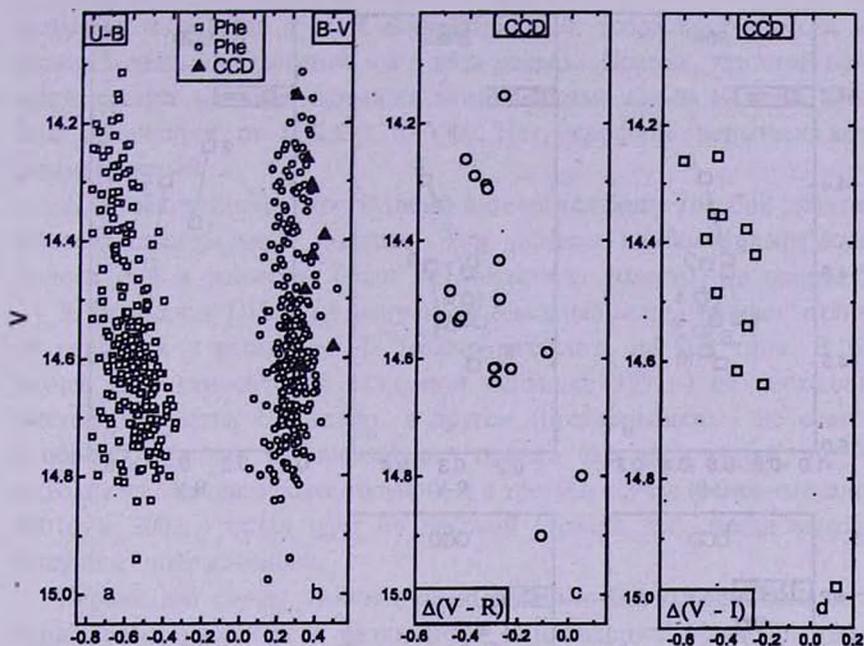


Рис.7. Изменение показателя цвета  $U-B$  (a),  $B-V$  (b),  $V-R$  (c),  $V-I$  (d) с изменением яркости в полосе  $V$  по фотоэлектрическим и ПЗС-измерениям.

совпадают. Для детального исследования этого эффекта из всех данных мы выбрали только наиболее плотные ряды фотоэлектрических и ПЗС наблюдений, которые наилучшим образом описывают вспышки, и рассмотрели их поведение на диаграммах звездная величина - показатель цвета в хронологическом порядке. Таких вспышек оказалось три: первая наблюдалась в 1991г. фотоэлектрически между JD2448530 и JD2448575, вторая и третья - с помощью ПЗС в 2001г. (JD2452243-2452270) и в 2002г. (JD2452305-2452325) соответственно. Поведение первого события, включающего в себя предвспышку и основную вспышку, показано на диаграммах  $V$ ,  $U-B$  и  $V$ ,  $B-V$  (рис.8, а-б). Видно, что предвспышка (точки 1-6) на обеих диаграммах описывает петлю против часовой стрелки: звезда входит во вспышку более красной, а возвращается - более голубой. В обоих случаях "ширина" вспышки, т.е., диапазон изменения показателя цвета не превосходит  $0^m.1$ . Основная вспышка на обеих диаграммах практически не описывает петли. Любопытно, что другая основная вспышка в координатах  $V$ ,  $B-V$ , наблюдавшаяся 11-ю годами позже, с помощью CCD, описывает петлю по часовой стрелке (точки 1-4 на рис.8с) шириной  $0^m.15$ . Эта вспышка развивается по часовой стрелке и на диаграмме  $V$ ,  $V-R$  (точки 1-6 на рис.8d), где  $V-R$  изменяется в пределах  $0^m.2$ . Вспышка 2001г. лучше всего представлена на диаграмме  $V$ ,  $V-I$  (см. рис.8е). Она также описывает петлю по часовой стрелке (из общего хода, однако, выпадает точка "3" с изменением  $V-I$  на  $0^m.5$ ).

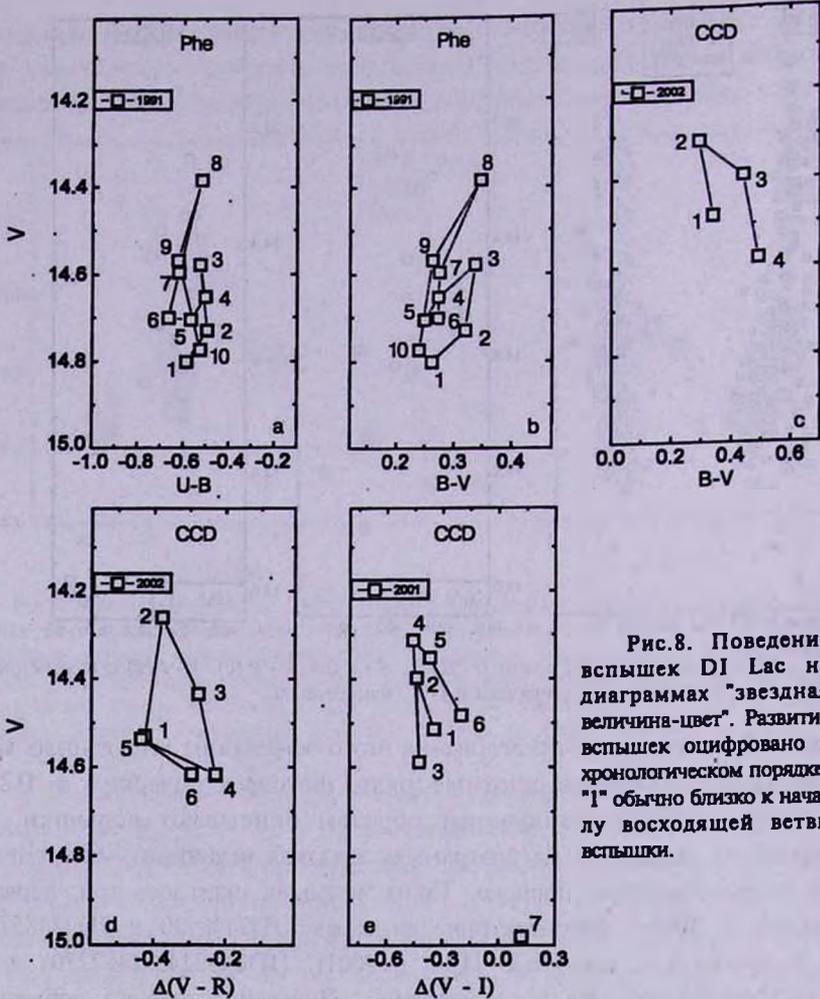


Рис.8. Поведение вспышек DI Lac на диаграммах "звездная величина-цвет". Развитие вспышек оцифровано в хронологическом порядке, "1" обычно близко к началу восходящей ветви вспышки.

Возможно ли объяснить такое необычное поведение вспышки каким-нибудь инструментальным эффектом, например, эффектом Форбса (DI Lac в 2002г. наблюдалась на низких воздушных массах)? Очевидно, нет. Звезда сравнения "а", использовавшаяся при ПЗС-наблюдениях, согласно базе данных SIMBAD, где обозначена как "HH95 DI Lac-12", имеет показатель цвета  $B-V=0^m.75$ . Т.е. она не настолько краснее новой, чтобы на низких воздушных массах эффект Форбса оказался соизмеримым с наблюдаемой шириной петли. Кроме того, другая "обратная" петля получена и в условиях наблюдений DI Lac в 2001г. на минимальной воздушной массе.

**6. Обсуждение.** Анализ многолетних наблюдений DI Lac выявил следующие ее особенности:

1. В течение последних нескольких десятков лет звезда вспыхивает с характерным временем 36 дней и амплитудой около  $0^m.6$ . Средний профиль

вспышки в полосах  $V$  и  $R$  асимметричный: возрастание блеска длится около 5 дней, а ослабление - в 4 раза дольше. Похоже, что этой вспышке предшествует меньшая вспышка длительностью около 10 дней. Этим DI Lac отличается от GK Per и V446 Her, профиль вспышек которых симметричный.

2. С увеличением яркости звезда становится более голубой практически во всех спектральных полосах. Этот эффект наиболее выразителен в полосе  $V-I$  и наименее (если не отсутствует совсем) - в полосе  $B-V$ .

3. Поведение DI Lac на диаграммах "звездная величина-цвет" отличается от вспышки к вспышке. Их можно разделить на три типа. В первом случае (это относится к основной вспышке 1991г.) ее восходящая и нисходящая ветви совпадают, в другом (предвспышка) - не совпадают, а образуют петлю, развивающуюся против часовой стрелки, т.е. звезда выходит из вспышки более голубой, и в третьем случае (основные вспышки 2001г. и 2002г.) петля идет по часовой стрелке, т.е. звезда выходит из вспышки покрасневшей.

Первые два случая, действительно, напоминают особенности вспышек карликовых новых для различного направления развития тепловой нестабильности в аккреционном диске: из внешних слоев во внутренние (предвспышка) и из внутренних - наружу (основная вспышка). Такое поведение было получено при модельных расчетах Смаком [18] и подтверждено наблюдениями нескольких карликовых новых (например, VW Hui [19], SS Cyg [20], AN Her [21], V1504 Cyg [22]). Поведение третьего типа вспышек еще требует своего объяснения.

В заключение авторы выражают благодарность В.П.Маланушенко за обсуждение рукописи. Данная работа была частично спонсирована Фондом фундаментальных исследований Украины (02.07.00451).

<sup>1</sup> Крымская астрофизическая обсерватория,  
Украина, e-mail: pavlenko@crao.crimea.ua

<sup>2</sup> Киевский национальный университет им. Т.Г.Шевченко, Украина

<sup>3</sup> Государственный астрономический институт им. П.К.Штернберга,  
Россия

## MULTICOLOR PHOTOMETRY OF THE NOVA LACERTAE 1910=DILAC IN 1962-2002

E.P.PAVLENKO<sup>1</sup>, N.V.PRIMAK<sup>2</sup>, S.Yu.SHUGAROV<sup>3</sup>

We present multicolour study of the old Nova DI Lac over 40 years since 52 years after its explosion. DI Lac displays dwarf nova - like outburst activity

with typical time 36 days and amplitude of  $0^m.6$ . The outburst is asymmetrical: an ascending branch lasts  $\sim 5$  days, while a descending one lasts  $\sim 20$  days. The shorter outbursts could occur between the main outbursts. We define three types of outbursts in DI Lac, basing on their behaviour on the magnitude - colour diagrams. The 1st type of outbursts shows no loops, the 2nd type shows the counter-clockwise loop and the 3rd one shows the loop which develops clockwise. The first two types could be explained in the frame of theory of tidal instability. The nature of the third type is yet unknown.

Key words: (stars:) novae - stars:individual:DI Lac

## ЛИТЕРАТУРА

1. *S.W.Burnham*, *Astron. Nachr.*, **186**, 390, 1911.
2. *B.A.Vorontsov-Velyaminov*, "Gasnebel und Neue Sterne", Kultur und Fortschritt, Berlin, 1953.
3. *H.Ritter*, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, **85**, 1179, 1990.
4. *V.P.Goransky, S.Yu.Shugarov, E.S.Dmitrienko, E.P.Pavlenko*, *Astronomical Time Ser.*, Eds. D.Maoz, A.Strenberg, E.Leibowitz, ASC Libr., **218**, 219, 1997.
5. *R.K.Honeykutt, J.W.Robertson, G.W.Turner*, *Cataclysmic Variables*, Eds. A.Bianchini, M.Della Valle, M.Orio, ASC Libr., **205**, 76, 1995.
6. *R.K.Heneycutt, J.W.Robertson, G.W.Turner, A.A.Henden*, *Astrophys. J.*, **495**, 933, 1998.
7. *Ю.В.Лунатов*, *Дипломная работа*, МГУ, М., 1993.
8. *F.Sabbadin, A.Bianchini*, *Astron. Astrophys.*, **54**, 393, 1983.
9. *S.Yu.Shugarov*, *Peremen. Zvezdy*, **21**, 807, 1983.
10. *M.Livio*, *Comm. in Astrophys.*, **12**, 87, 1987.
11. *M.Livio*, in "Interacting Binaries", Proc. of 22nd SAAS Fee Advanced Course, ed. H.Nussbaumer, 1993.
12. *M.M.Shara*, *Publ. Astron. Soc. Pacif.*, **101**, 5, 1988.
13. *P.Szkody*, *Astron. J.*, **108**, 639, 1994.
14. *Y.Osaki*, *Publ. Astron. Soc. Pacif.*, **108**, 30, 1996.
15. *M.R.Schreiber, B.T.Gansicke, J.K.Cannizzo*, *Astron. Astrophys.*, **362**, 268, 2000.
16. *A.Bianchini, F.Sabbadin, G.C.Favero, I.Dalmeri*, *Astron. Astrophys.*, **160**, 367, 1986.
17. *A.M.Cherepashchuk, N.A.Katysheva, T.S.Khruzina, S.Yu.Shugarov*, *Highly Evolved Close Binary Stars: Catalog*, Eds. A.M.Cherepashchuk, Gordon&Breach Publishers, Brussel, 1996.
18. *J.Smak*, *Acta Astronomica*, **34**, 161, 1984.
19. *R.Haefner, R.Schoembs, N.Vogt*, *Astron. Astrophys.*, **77**, 7, 1979.
20. *M.C.Zuckerman*, *Ann. Astrophys.*, **24**, 431, 1961.
21. *P.Szkody*, *Astrophys. J.*, **210**, 1968, 1976.
22. *Е.П.Павленко, О.И.Дудка*, *Астрофизика*, **45**, 5, 2002.

УДК: 524.3-357

## АНОМАЛЬНОЕ ПОВЕДЕНИЕ ЛИНЕЙНОЙ ПОЛЯРИЗАЦИИ Ae-ЗВЕЗДЫ ХЕРБИГА WWVUL В МИНИМУМЕ 1997г.

Д.Н.ШАХОВСКОЙ

Поступила 10 мая 2002

Принята к печати 5 июля 2002

В ходе фотополариметрического мониторинга звезды Ae Хербига WWVul зарегистрировано необычное изменение линейной поляризации на выходе из глубокого минимума, которое не удастся объяснить стандартным для таких объектов (звезд типа UX Ori) механизмом - переменным вкладом излучения, рассеянного околозвездной пылью. Анализ возможных причин аномального поведения поляризации показывает, что, вероятнее всего, оно было вызвано присутствием выстроенных несферических пылинок в пылевом облаке, пересекавшем в этот момент луч зрения.

1. *Введение.* WWVul - изолированная Ae-звезда Хербига (Sp A2e) с большой амплитудой фотометрической переменности ([1,2]  $V=10.3-12.7$ ). Объекты такого типа, называемые также звездами типа UX Ori, окружены дискообразными газо-пылевыми оболочками (протопланетными дисками), ориентированными под небольшим углом к лучу зрения [3]. По своему эволюционному статусу они относятся к молодым звездам промежуточных масс, не достигшим еще Главной последовательности [4,5].

Фотометрическая переменность этих звезд обусловлена неоднородной структурой околозвездных оболочек, в которых существуют оптически толстые сгущения (облака), временами затмевающие звезду. Решающим доказательством именно такой модели переменности явилось обнаружение у ряда звезд этого типа [6,7] высокой линейной поляризации (до 10%) в минимумах блеска.

Дальнейшие наблюдения [8-11] подтвердили, что в целом переменность поляризации хорошо описывается моделью переменной околозвездной экстинкции. В этом случае собственная поляризация возникает при рассеянии излучения на пылевых частицах в околозвездном диске и связана с амплитудой ослабления блеска уравнением  $\Delta P = P_0 10^{0.4\Delta m}$ . Однако наблюдаемые зависимости  $\Delta P(\Delta m)$  не всегда точно соответствуют этому закону, причем величина отклонений значительно превышает ошибки наблюдений. Возможны два варианта интерпретации таких отклонений:

1. Переменность коэффициента  $P_0$ , вызванная изменением геометрии рассеивающей оболочки или условий ее освещенности во время экранирования звезды пылевым облаком. [4].

2. Действие другого механизма поляризации - поглощения ориентированными несферическими пылинками.

Второй вариант впервые был рассмотрен Бердюгиным и Грининым [12] при интерпретации аномального поведения поляризации, наблюдавшегося у WW Vul в ходе продолжительного минимума блеска в 1987г., однако дальнейшего развития эта идея не получила, поскольку не было возможности уверенно определить, действие какого из двух механизмов мы наблюдаем. В данной статье представлен эпизод, наблюдавшийся в ходе фотополариметрического мониторинга WW Vul, в котором аномальная переменность поляризации проявилась в наиболее отчетливой форме, что позволяет выявить механизм ее возникновения.

2. *Наблюдения.* Наблюдения WW Vul в 1997г. были проведены в рамках программы фотополариметрического мониторинга молодых звезд, выполняющейся в Крымской астрофизической обсерватории с 1986г. Все наблюдения проводились на телескопе АЗТ-11 с UBVR<sub>I</sub>-фотополариметром конструкции Пииролы [13]. Использовались диафрагмы диаметром 10 и 15 угловых секунд. Инструментальная поляризация определялась ежемесячно по наблюдениям поляризационных стандартов. На рис.1 представлены наблюдения в полосе V. Кривая блеска демонстрирует типичную для звезд типа UX Ori неправильную переменность. В период JD2450689-2450693

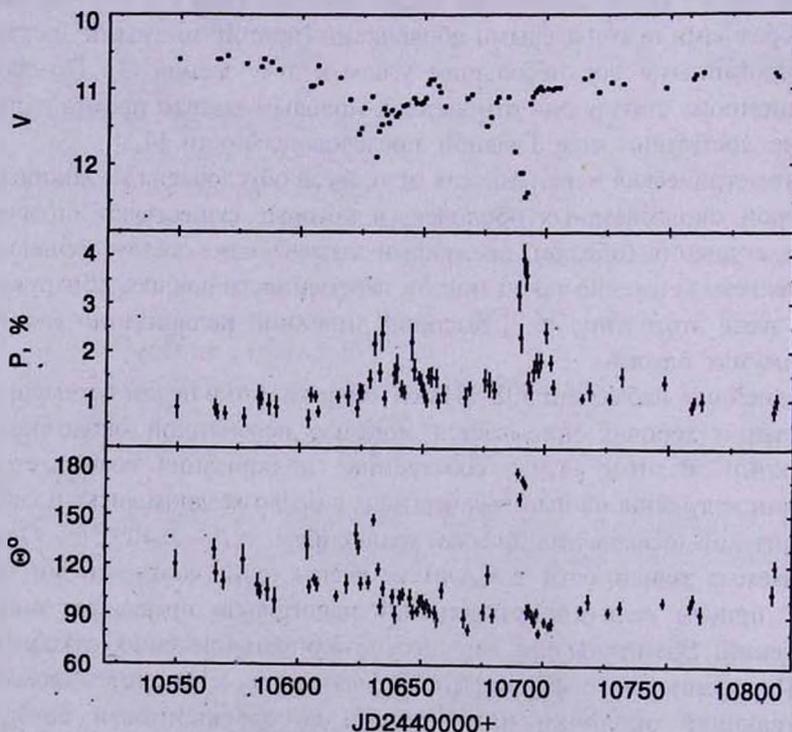


Рис.1. Результаты фотополариметрического мониторинга WW Vul в 1997г.

наблюдался глубокий минимум блеска. В целом в сезоне 1997г. и в ходе этого минимума поляризация антикоррелирует с блеском. Однако непосредственно после минимума наблюдалась значительная переменность поляризации при практически постоянном блеске. На рис.2-6 этот эпизод показан заполненными кружками и представляет собой увеличение степени

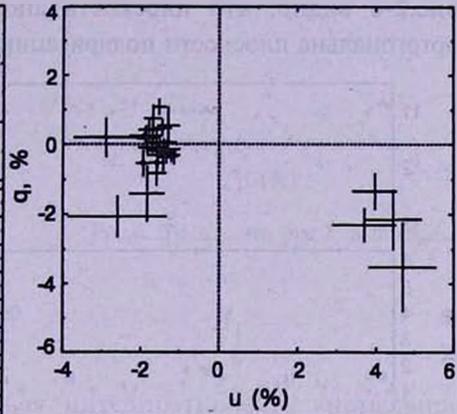
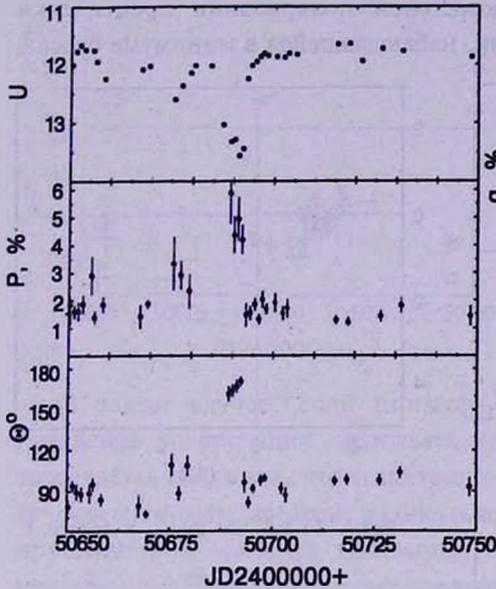


Рис.2. Изменение блеска и поляризации WW Vul в полосе U вблизи глубокого минимума блеска, а также положение наблюдавшихся параметров поляризации на плоскости нормализованных параметров Стокса ( $u$ ,  $q$ ). Заполненными кружками выделены наблюдения, в которых проявилась anomальная поляризация.

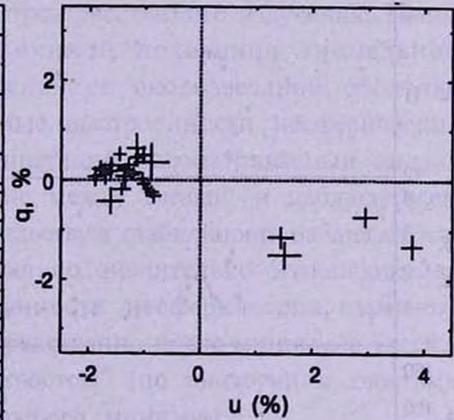
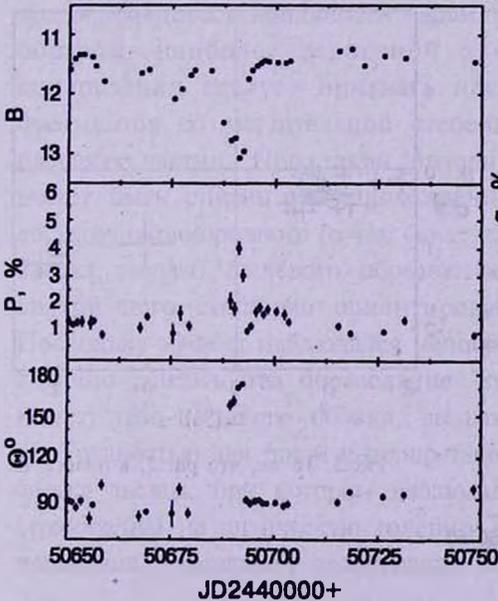


Рис.3. То же, что рис.2, в полосе V.

поляризации при практически неизменном позиционном угле, незаметное в полосах  $U$ ,  $V$  и достигающее максимальной величины в полосах  $V$  и  $R$ . Рост и последующее падение поляризации продолжались около 10 дней. Именно этот момент и представляет особый интерес.

3. *Анализ и интерпретация аномальной поляризации.* Из рис.2-6 видно, что плоскость аномальной поляризации практически ортогональна плоскости поляризации, наблюдавшейся в минимуме блеска.

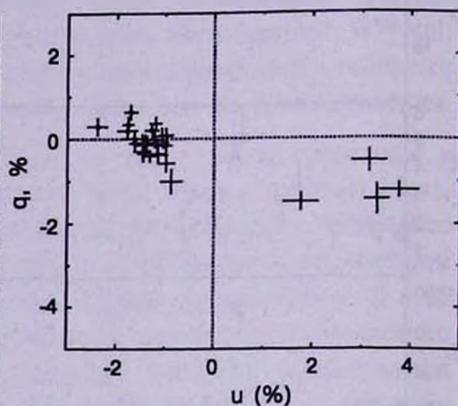
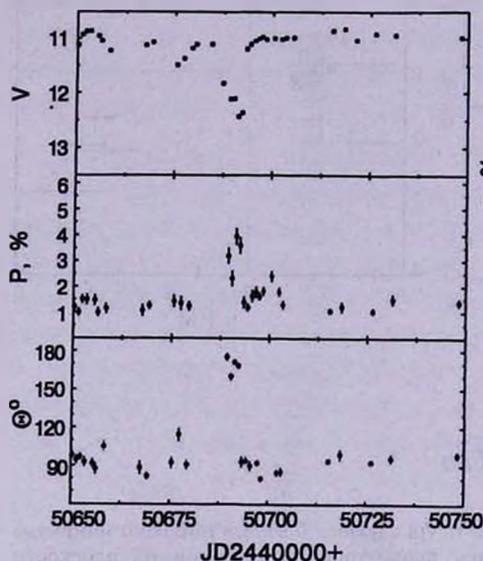


Рис.4. То же, что рис.2, в полосе  $V$ .

WW Vul 1997

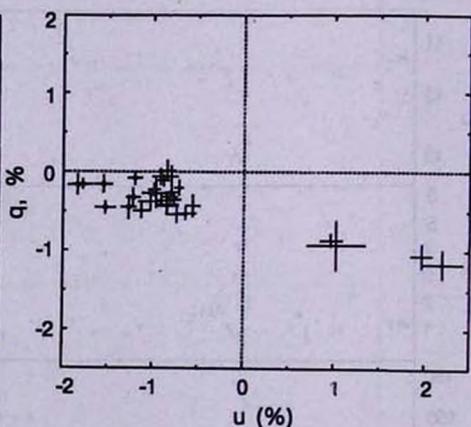
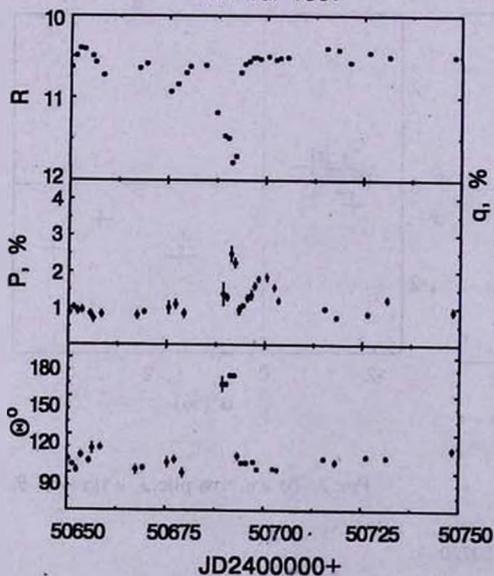


Рис.5. То же, что рис.2, в полосе  $R$ .

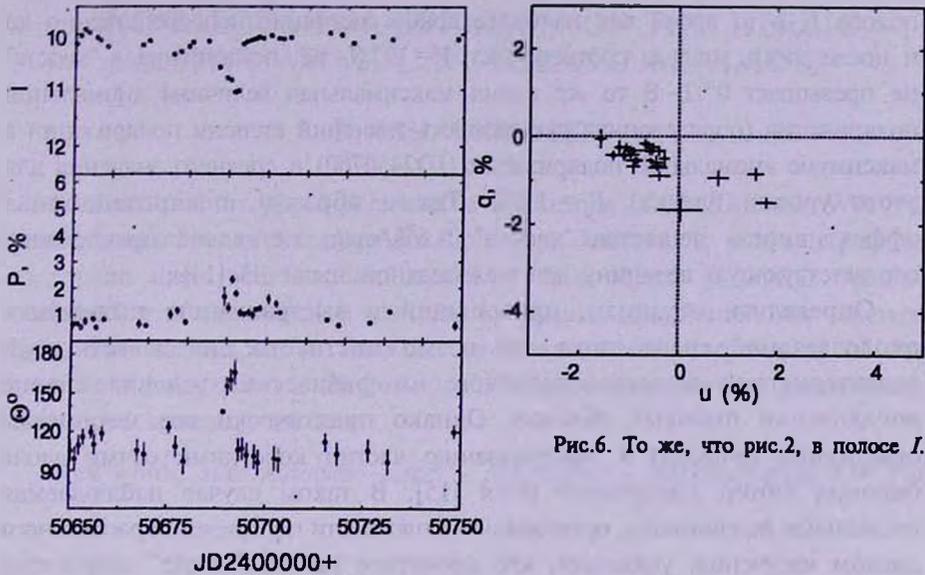


Рис.6. То же, что рис.2, в полосе I.

В таком случае, если попытаться интерпретировать anomальное поведение поляризации, используя исключительно механизм рассеяния, то придется допустить, что геометрия рассеивающей оболочки или условия ее освещенности звездой радикально изменились за несколько дней, прошедших с момента минимума блеска до появления anomальной поляризации. Такое объяснение выглядит маловероятным (хотя не может быть исключено полностью). Кроме того, поляризация, наблюдавшаяся в минимуме 1997г., практически не отличается от наблюдавшейся в минимумах 1987, 1989 и 1990 годов [6,10,12], что свидетельствует о долговременной стабильности параметров рассеянного излучения. Таким образом, наиболее вероятной причиной появления anomальной поляризации следует признать наличие в околозвездной оболочке фрагментов со значительной степенью выстроенности несферических пылевых частиц. При такой интерпретации рассматриваемый эпизод может быть описан как прохождение между звездой и наблюдателем достаточно однородного (о чем свидетельствует стабильность наблюдаемого блеска звезды) пылевого образования со значительно изменяющейся внутри него степенью ориентированности несферических пылинок. Поскольку эффект наблюдался непосредственно после минимума блеска, логично считать это образование "хвостом" (по аналогии с хвостами комет) газо-пылевого облака, вызвавшего минимум.

Трудностью для такой интерпретации является весьма высокий уровень блеска звезды, при котором наблюдалось это явление, что накладывает ограничение на оптическую толщину гипотетического "хвоста". В момент появления anomальной поляризации видимый блеск звезды был  $\sim 11^m.0$  в

полосе  $V$ , в то время как наиболее яркое состояние непосредственно до и после этого эпизода соответствует  $V=10^m.8$ , т.е. поглощение в "хвосте" не превышает  $0^m.2$ . В то же время максимальная величина аномальной поляризации (определенная как разность значений степени поляризации в максимуме аномальной поляризации (JD2450700) и среднего значения для этого уровня блеска)  $P_p = 1.2\%$ . Таким образом, поляризационная эффективность вещества "хвоста"  $> 6\%/mag$ , т.е. вдвое превосходит соответствующую величину для межзвездной пыли  $\sim 3$  [14].

Определить механизм, приводящий к выстраиванию пылинок в околосвездной среде, пока нет возможности, т.к. не известны ни характеристики вещества пылинок, ни физические условия в зоне локализации пылевых облаков. Однако практически все механизмы ориентации приводят к выстраиванию частиц короткими осями вдоль силовых линий магнитного поля [15]. В таком случае наблюдаемая аномальная поляризация, ортогональная плоскости поляризации рассеянного диском излучения, указывает, что магнитное поле в "хвосте" направлено вдоль плоскости околосвездного диска.

4. *Заключение.* Приведенный выше анализ одного из проявлений аномальной поляризации WWVul позволяет заключить, что в данном случае она вызвана прохождением между звездой и наблюдателем фрагмента околосвездной оболочки со значительной степенью выстроенности несферических пылевых частиц. Этот результат, как и обнаружение круговой поляризации у WWVul [16], указывает на важную роль явления выстраивания частиц в различных проявлениях поляризационной активности звезд типа UX Ori, а также важность этих эффектов как инструмента изучения структуры их оболочек, в частности, диагностики магнитных полей. Не менее важным является то, что такие эффекты позволяют проследивать аналогии и проводить сравнение явлений в Солнечной системе и в протопланетных оболочках молодых звезд.

Автор выражает В.П.Грину благодарность за поддержку и Ю.С.Ефимову за ценные замечания.

Крымская астрофизическая обсерватория,  
Украина, e-mail: shakh@crao.crimea.ua

# ANOMALOUS POLARIZATION OF THE HERBIG Ae STAR WW VUL IN THE 1997 MINIMUM

D.N.SHAKHOVSKOY

In course of the photo-polarimetric monitoring of HAEBE star WW Vul unusual variations of linear polarization were detected. It seems impossible to explain them with standard model of such objects (UXORs): variable contribution of the radiation scattered by circumstellar matter into observed light. The analysis shows that the most reasonable interpretation of this anomalous polarization is the presence of aligned non-spherical grains in the dust cloud screening the star.

Key words: *stars:variables - stars - polarization - stars:individual:WW Vul*

## ЛИТЕРАТУРА

1. Г.В.Зайцева, Диссертация, М., 1974.
2. S.Rossiger, W.Wenzel, *Astron. Nachr. Bd.*, **294**, 29, 1974.
3. V.P.Grinin, N.N.Kisilev, N.Kh.Minikulov, G.P.Chernova, N.V.Voshchinnikov, *Astrophys. Space Sci.*, **186**, 283, 1991.
4. А.Н.Ростопчина, *Астрон. ж.*, **76**, 113, 1999.
5. A.Natta, V.P.Grinin, V.Mannings, H.Ungerechts, *Astrophys. J.*, **491**, 885, 1997.
6. В.П.Гринин, Н.Н.Киселев, Н.Х.Миникулов, Г.П.Чернова, *Письма в Астрон. ж.*, **14**, 514, 1988.
7. Н.В.Вощинников, В.П.Гринин, Н.Н.Киселев, Н.Х.Миникулов, *Астрофизика*, **28**, 311, 1988.
8. V.P.Grinin, *Publ. Astron. Soc. Pacif. Conf. Ser.*, **62**, 67, 1994.
9. V.P.Grinin, E.A.Kolotilov, A.N.Rostopchina, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, **112**, 457, 1995.
10. А.В.Бердюгин, *Изв. Крым. астрофиз. обсерв.*, **87**, 107, 1993.
11. A.N.Rostopchina, V.P.Grinin, A.Okazaki, P.S.Thé, S.Kikuchi et al., *Astron. Astrophys.*, **327**, 145, 1997.
12. А.В.Бердюгин, В.П.Гринин, Н.Х.Миникулов, *Изв. Крым. астрофиз. обсерв.*, **86**, 69, 1992.
13. V.Pirola, *Observ. Astrophys. Labor. Univ. Helsinki Rept.*, **6**, 151, 1984.
14. K.Serkowski, D.S.Mathewson, V.L.Ford, *Astrophys. J.*, **196**, 261, 1975.
15. А.З.Долгинов, Ю.Н.Гнедин, Н.А.Силантьев, "Распространение и поляризация излучения в космической среде", Наука, М., 1979.
16. Д.Н.Шаховской, О.С.Шулов, Е.Н.Копачкая, *Письма в Астрон. ж.*, **27**, 438, 2001.

УДК: 524.4

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ СКОРОСТЕЙ ЗВЕЗД В  
АССОЦИАЦИИ PUP-CMA

А.Л.ГЮЛЬБУДАГЯН, А.А.АКОПЯН

Поступила 6 февраля 2002

Принята к печати 10 сентября 2002

Приведено распределение собственных движений звезд ассоциации Pup-Cma. Скорости звезд примерно параллельны друг другу, что свидетельствует о пространственной близости звезд. Взаимное распределение звезд и молекулярных облаков ассоциации интерпретируется как доказательство выхода звезд из первоначально целого гигантского молекулярного облака (или нескольких крупных облаков), разрушенного излучением и/или звездным ветром, выходящим из этих звезд. Предполагается, что часть этого облака диссипируется, а часть делится на несколько мелких облаков, которые мы и наблюдаем в настоящее время.

1. *Введение.* Классический способ обнаружения звездных скоплений основан на двух критериях: большая плотность звезд по сравнению со звездным полем и примерно одинаковые, сходящиеся в одной точке пространственные скорости членов данной группы. При открытии же звездных ассоциаций Амбарцумяном [1] был использован критерий большой парциальной плотности звезд определенного физического типа по сравнению со звездами поля того же типа. Дальнейшее изучение ассоциаций привело и к другим критериям принадлежности звезд и звездных объектов к ассоциациям: регулярный характер движения членов ассоциации (например, радиальное расширение из общего центра), а также одинаковое локальное пространственное распределение и физическая связь с родственными объектами. Применением некоторых из этих критериев недавно была открыта новая OB-ассоциация Pup-Cma, звезды которой расположены частично в Корме, частично в Большом Псе [2]. Как было показано в [2], эта ассоциация имеет свойства, типичные для OB-ассоциаций.

В данной работе рассмотрено распределение собственных движений звезд, входящих в ассоциацию Pup-Cma, по данным астрометрического спутника HIPPARCOS, а также распределение молекулярных облаков, связанных с ассоциацией.

2. *Молекулярные облака, связанные с Pup-Cma.* Все молекулярные облака, которые попадают в область  $\alpha(1950) = 6^{\text{h}}20^{\text{m}} - 8^{\text{h}}10^{\text{m}}$ ,  $\delta(1950) = -15^{\circ} + -35^{\circ}$  и которые можно различить на Паломарских картах, отмечены нами и данные о них приводятся ниже в табл.1. Это облака Puppis-A - Puppis-F, скорости которых приводятся впервые (более подробно

см. в [3]), и облака ВВW63, ВВW89, скорости которых измерены в [4]. Скорости облаков заключены в интервале 18-27 км/с, со средним значением 22.6 км/с. Эта величина находится в хорошем соответствии со значением средней радиальной скорости звезд, входящих в ассоциацию Pup-CMa, а именно 26 км/с [2]. Это обстоятельство свидетельствует о наличии физической связи между облаками и звездами ассоциации.

Оценим расстояние до перечисленных выше молекулярных облаков. С некоторыми из этих облаков связаны звезды (о чем свидетельствует наличие отражательных туманностей, освещаемых этими звездами), расстояния до которых можно принять в качестве расстояний связанных с ними молекулярных облаков. Это следующие звезды.

1. Звезда SAO 173446 = HIP35415. Это центральная звезда радиальной системы темных глобул, входящей в ассоциацию Pup-CMa. Согласно [5], ее параллакс  $\pi = 1 \text{ mas}$  ( $\sigma = 0.7$ ), что соответствует расстоянию 1000 пк. Ввиду наличия большой ошибки в параллаксе этой звезды оценим ее спектральный параллакс. В [2] рассчитан модуль расстояния для этой звезды, величина которого ( $m(r) = 8^{\text{m}}.8$ ) свидетельствует о принадлежности этой звезды ассоциации Pup-CMa, расстояние до которой, согласно [2], равно 540 пк. Эта звезда образует область НП, которая захватывает часть молекулярных облаков Puppis-A, B и E из [3], т.е. эти облака тоже должны быть расположены на этом расстоянии.

2. Звезда HD 61071 = vdB98 = SAO 174112. Параллакс этой звезды, согласно [5],  $\pi = 1.28 \text{ mas}$  ( $\sigma = 0.7$ ), что соответствует расстоянию 780 пк. Вычислим для нее спектральный параллакс. Спектр звезды B6V,  $V = 7^{\text{m}}.6$ ,  $E(B - V) = 0^{\text{m}}.08$ ,  $M_v = -0^{\text{m}}.9$  (эти данные о звезде взяты из [5-7]),  $A_v = 3^{\text{m}}.2$  (при  $R = 3.2$ ),  $m(r) = 8^{\text{m}}.24$ . Этот модуль расстояния попадает в интервал, принятый для звезд из Pup-CMa ( $m(r) = 7^{\text{m}}.91 - 9^{\text{m}}.7$ ) [2], для которых среднее расстояние равно 540 пк. Эта звезда связана с облаком ВВW54 из [4], которое соответствует облаку Puppis-D5 из [3], значит и это облако должно быть расположено на 540 пк.

3. Звезда HD57281 = vdB96. Параллакс этой звезды  $\pi = 7.73 \text{ mas}$  ( $\sigma = 3.46$ ) [5], что соответствует расстоянию 130 пк. Звезда связана с облаком ВВW17B из [4], которое соответствует облаку Puppis-C из [3]. Рассчитаем спектральный параллакс звезды, т.к. ее параллакс приводится с большой ошибкой. Спектр звезды B5V,  $V = 8^{\text{m}}.97$ ,  $B - V = -0^{\text{m}}.06$ ,  $M_v = -1^{\text{m}}$  (данные для этой звезды взяты из [5-7]), при  $R = 3.2$ ,  $A_v = 0^{\text{m}}.29$ , тогда модуль расстояния будет  $m(r) = 9^{\text{m}}.68$ . Это значение заключено в пределах, принятых для звезд ассоциации Pup-CMa, для которых средний модуль расстояния равен  $8^{\text{m}}.66$ , что соответствует расстоянию 540 пк.

Таким образом, облака Puppis-A, B, C, D5 находятся на расстоянии ассоциации, т.е. 500-600 пк. Ввиду того, что остальные облака (см. табл.1

# РАСПРЕДЕЛЕНИЕ СКОРОСТЕЙ ЗВЕЗД В АССОЦИАЦИИ 529

и рис.1) имеют близкие радиальные скорости, а также расположены близко друг от друга, образуя две группы, мы можем заключить, что все они (или большинство из них) расположены на расстоянии 500-600 пк.

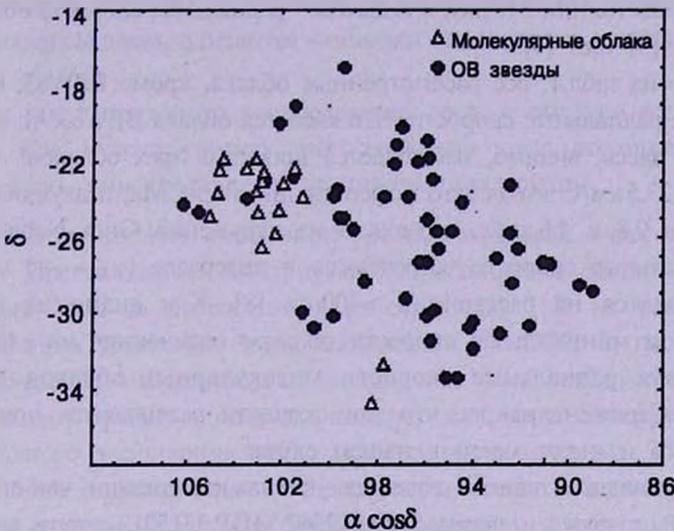


Рис.1. Распределение звезд и молекулярных облаков, входящих в ассоциацию Pup-CMa.

В табл.1 соответственно даны: в первом столбце - номер облака, во втором - название облака согласно [3] или [4], в третьем и четвертом -

Таблица 1

## МОЛЕКУЛЯРНЫЕ ОБЛАКА В АССОЦИАЦИИ PUP-CMA

| N  | Облако    | Гал. широта | Гал. долгота | Размеры в мин. дуги | Размеры в парсеках | Рад. скорость в км/с |
|----|-----------|-------------|--------------|---------------------|--------------------|----------------------|
| 1  | Puppis-A1 | 238°.5      | -4°.25       | 38 x 57             | 6 x 9              | 19.7                 |
| 2  | Puppis-A2 | 239.0       | -3.50        | 28 x 57             | 4.5 x 9            | 23.0                 |
| 3  | Puppis-A3 | 238.0       | -2.88        | 13 x 47             | 2 x 7.5            | 21.5                 |
| 4  | Puppis-B1 | 239.6       | -4.63        | 47 x 76             | 7.5 x 12           | 21.0                 |
| 5  | Puppis-B2 | 240.5       | -4.50        | 13 x 28             | 2 x 4.5            | 19.4                 |
| 6  | Puppis-C  | 237.4       | -4.75        | 38 x 38             | 6 x 6              | 20.4                 |
| 7  | Puppis-D1 | 237.1       | -0.88        | 19 x 47             | 3 x 7.5            | 21.6                 |
| 8  | Puppis-D2 | 237.1       | -2.00        | 28 x 38             | 4.5 x 6            | 22.4                 |
| 9  | Puppis-D3 | 237.8       | -1.00        | 28 x 57             | 4.5 x 9            | 22.8                 |
| 10 | Puppis-D4 | 238.9       | -1.50        | 38 x 95             | 6 x 15             | 19.6                 |
| 11 | Puppis-D5 | 240.1       | -1.88        | 19 x 38             | 3 x 6              | 21.3                 |
| 12 | Puppis-E  | 236.5       | -2.13        | 28 x 57             | 4.5 x 9            | 29.6                 |
| 13 | Puppis-F1 | 237.0       | -2.75        | 47 x 57             | 7.5 x 9            | 26.7                 |
| 14 | Puppis-F2 | 237.5       | -2.88        | 28 x 38             | 4.5 x 6            | 25.7                 |
| 15 | Puppis-F3 | 237.1       | -3.75        | 28 x 57             | 4.5 x 9            | 23.6                 |
| 16 | Puppis-F4 | 236.1       | -3.75        | 13 x 47             | 2 x 7.5            | 25.1                 |
| 17 | BBW63     | 247.6       | -4.72        | 9 x 9               | 1.4 x 1.4          | 0.8/4.6/23.5         |
| 18 | BBW89     | 251.0       | -2.82        | 1 x 1               | 0.2 x 0.2          | 29.2                 |

галактические координаты (соответственно галактическая широта и галактическая долгота), в пятом столбце - размеры облаков в минутах дуги, в шестом - размеры облаков в пк (при предположении, что все они находятся на расстоянии 540 пк), в седьмом - радиальная скорость облаков, измеренная в [3] или [4].

Как видно из табл.1, все рассмотренные облака, кроме BBW63, имеют очень близкие радиальные скорости. Что касается облака BBW63, то можно отметить, что здесь, видимо, наблюдается проекция трех облаков: облака со скоростью 23.5 км/с, входящего в ассоциацию Pup-CMa, и двух облаков, со скоростями 0.8 и 4.6 км/с, возможно из окружения Gum Nebula, для которых радиальные скорости встречаются в интервале (-6 + +6) км/с и которые находятся на расстоянии ~400 пк [8]. Как видно из табл.1, максимальная и минимальная скорости облаков отличаются на ~10 км/с. В [9], исследуя радиальные скорости молекулярных облаков в OB-ассоциациях, Сарджент нашла, что эти скорости различаются примерно на 10 км/с, что и имеет место в нашем случае.

В табл.2 приводятся данные о звездах - членах ассоциации, чьи спектры не позднее В3, а также о звезде SAO 172542 (HIP 33152), спектр которой К3 Tab.

Таблица 2

## СОБСТВЕННЫЕ ДВИЖЕНИЯ ЗВЕЗД АССОЦИАЦИИ PUP-CMA

| N  | HIP   | V    | $\alpha_{2000}$                                | $\delta_{2000}$ | $\mu_{\alpha}$<br>mas/y | $\mu_{\delta}$<br>mas/y | $\pi$<br>mas | $\sigma$<br>mas |
|----|-------|------|--|-----------------|-------------------------|-------------------------|--------------|-----------------|
| 5  | 32782 | 7.05 | 6 <sup>h</sup> 50 <sup>m</sup> 06 <sup>s</sup> | -27°20' 03"     | -1.03                   | 3.96                    | -.07         | .71             |
| 6  | 32827 | 6.32 | 6 50 37  | -25 46 41       | -4.20                   | 6.06                    | 2.71         | .62             |
| 10 | 33092 | 4.82 | 6 53 33  | -20 13 27       | -5.14                   | 4.07                    | 2.02         | .70             |
| 11 | 33152 | 3.89 | 6 54 08  | -24 11 02       | -3.46                   | 5.02                    | 1.65         | .62             |
| 12 | 33294 | 6.78 | 6 55 33  | -22 02 16       | -2.81                   | 4.46                    | 1.43         | .69             |
| 13 | 33316 | 5.29 | 6 55 47  | -22 56 29       | -3.24                   | 4.18                    | 1.51         | .64             |
| 14 | 33347 | 4.36 | 6 56 08  | -17 03 14       | -2.46                   | 1.91                    | 1.06         | .65             |
| 16 | 33532 | 6.36 | 6 58 08  | -27 09 53       | -2.50                   | 4.26                    | 2.24         | .73             |
| 20 | 33977 | 3.02 | 7 03 01  | -23 50 00       | -1.56                   | 4.28                    | 1.27         | .56             |
| 21 | 34041 | 6.86 | 7 03 43  | -25 05 03       | -3.30                   | 2.77                    | 1.79         | .66             |
| 23 | 34248 | 6.34 | 7 06 01  | -30 39 20       | -8.22                   | 7.41                    | 3.93         | .60             |
| 24 | 34331 | 6.61 | 7 07 00  | -26 39 28       | -3.32                   | 3.86                    | 2.23         | .65             |
| 25 | 34360 | 5.75 | 7 07 23  | -23 50 25       | -2.55                   | 5.11                    | 1.10         | .74             |
| 28 | 34924 | 6.12 | 7 13 36  | -27 21 21       | -3.22                   | 5.79                    | .63          | .63             |
| 29 | 34937 | 6.57 | 7 13 47  | -31 05 02       | -5.41                   | 4.23                    | 2.71         | .62             |
| 35 | 35415 | 4.37 | 7 18 42  | -24 57 15       | -1.82                   | 3.74                    | 1.02         | .71             |
| 39 | 35609 | 6.59 | 7 20 53  | -22 51 06       | -8.64                   | 5.04                    | 1.86         | .77             |
| 43 | 36168 | 5.65 | 7 26 59  | -23 05 10       | -6.65                   | 4.04                    | 2.30         | .70             |
| 45 | 36362 | 5.78 | 7 29 05  | -31 27 23       | -10.4                   | 5.47                    | 2.85         | .56             |
| 48 | 36955 | 7.23 | 7 35 51  | -33 23 33       | -5.05                   | 3.74                    | .70          | .63             |
| 50 | 37751 | 5.62 | 7 44 34  | -24 40 26       | -4.27                   | 5.23                    | 1.75         | .67             |
| 51 | 37880 | 6.73 | 7 45 52  | -24 15 21       | -7.57                   | 4.34                    | 1.15         | .79             |

В первом столбце табл.2 приведены номера звезд согласно [2], во втором - названия звезд согласно [5], в третьем - визуальные звездные величины, в четвертом и пятом столбцах отмечены координаты звезд, в шестом и седьмом - собственные движения звезд, в восьмом столбце - параллаксы звезд, в девятом - ошибки определения параллаксов (данные взяты из [5]).

На рис.1 приведено распределение звезд и облаков ассоциации Pup-SMa. Как можно увидеть, расположение звезд ассоциации довольно компактно, они составляют изолированную группу.

3. *Собственные движения звезд, входящих в ассоциацию Pup-SMa.* Предсказанное Амбарцумяном расширение звездных ассоциаций впервые было подтверждено в работе Блау [10] на основе изучения собственных движений звезд ассоциации Per OB2. В настоящее время представление Амбарцумяна об ассоциациях как о распадающихся системах не вызывает сомнения, однако в конкретных случаях обнаружение простого радиального расширения представляется очень сложным. Причиной тому могут быть недостаточная точность определения собственных движений, а также наличие нескольких центров образования и расширения подсистем OB-звезд. Эти факторы особенно осложняют интерпретацию наблюдаемой картины для далеких и богатых звездами ассоциаций.

Данные астрометрического спутника HIPPARCOS позволяют значительно улучшить ситуацию в этой области. В работе [11] определение принадлежности конкретных звезд ассоциациям и обнаружение новых ассоциаций по данным HIPPARCOS основано на модифицированном классическом критерии сходимости собственных движений.

Ассоциация Pup-SMa не входит в список исследованных в [11] ассоциаций. В отличие от [11] мы считаем, что принадлежность звезды к спектральным типам O и ранним B является более весомым критерием при определении ее членства, поэтому из звезд, принадлежащих ассоциации Pup-SMa, мы выбрали звезды, спектры которых не позднее B3, а также звезду SAO172542 спектрального класса K3 Iab. Этот выбор сделан с целью включения наиболее вероятных членов ассоциации. На рис.2 приведено современное местоположение (кружки) и расположение звезд через  $5 \cdot 10^6$  лет (на концах стрелок). Здесь время  $5 \cdot 10^6$  лет взято из следующих соображений. В [1] Амбарцумян рассчитал время жизни OB-ассоциаций от миллиона до десяти миллионов лет, мы же взяли промежуточную величину. Стрелки указывают на направление движения звезд. На рис.2 отмечены также молекулярные облака (треугольники), связанные с Pup-SMa.

Как можно видеть из рис.2, почти все звезды двигаются параллельно, что указывает на их близость друг к другу. Особый интерес представляет взаимное расположение звезд и молекулярных облаков. Молекулярные

облака составляют две группы: в первую входят облака Puppis-A - Puppis-F, во вторую - BW63 и BW89. Известно, что ОВ-звезды в основном образуются в молекулярных облаках, причем при образовании звезд молекулярные облака разрушаются частично или полностью (см., например, [12,13] и [14]). Из рис.2, исходя из вышесказанного, возможен вывод о том, что все отмеченные на рисунке облака составляли одно

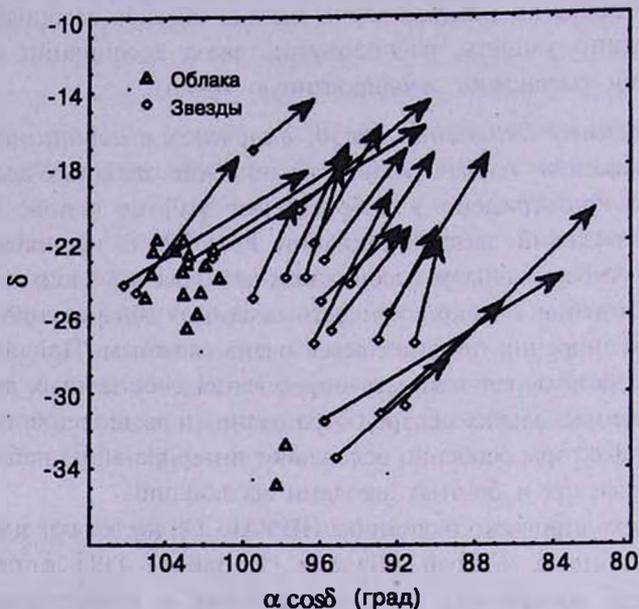


Рис.2. Собственные движения О-В3 звезд ассоциации Pup-CMa.

целое облако (или несколько крупных облаков), которое под действием звездного ветра и/или сильного излучения из образовавшихся ОВ-звезд было разрушено (часть облака была выветрена, а часть осталась в виде ряда более мелких облаков). Размеры всей рассмотренной группы облаков ~130 пк, а размеры группы, содержащей только облака Puppis-A - Puppis-F, ~50 пк. Эти значения находятся в пределах размеров гигантских молекулярных облаков: так, в [14] и [15] приводятся размеры в 40-50 пк, а в [15] сказано, что размеры гигантских молекулярных облаков могут в отдельных случаях превысить 100 пк.

**4. Заключение.** В статье получены следующие основные результаты. В ассоциации Pup-CMa собственные движения звезд примерно параллельны друг другу, что свидетельствует о близком расположении этих звезд.

Взаимное расположение звезд и молекулярных облаков в этой ассоциации может быть следствием выхода ОВ-звезд из одного целого облака (или нескольких крупных облаков), которое при выходе звезд

было частично рассеяно, а частично раздроблено на ряд более мелких облаков.

Бюраканская астрофизическая обсерватория им. В.А.Амбарцумяна,  
Армения, e-mail: agyulb@bao.sci.am

## DISTRIBUTION OF VELOCITIES OF STARS OF PUP-CMA ASSOCIATION

A.L.GYULBUDAGHIAN, A.A.AKOPIAN

Distribution of tangential velocities of Pup-CMa association stars is considered. The star velocities are almost parallel to each other, which is in favour of their mutual proximity. Distribution of stars and molecular clouds is interpreted as a prove of emergence of stars from an initially whole giant molecular cloud (or several large molecular clouds), destroyed by the radiation and/or stellar wind of emerging OB-stars. It is supposed that a part of that cloud was dissipated, and the other part was divided in many small clouds we observe now.

Key words: *stars:association - individual:Pup-CMa - stars:velocities*

## ЛИТЕРАТУРА

1. В.А.Амбарцумян, Астрон. ж., 26, 3, 1949.
2. А.Л.Гюльбудагян, Х.Май, Астрофизика, 42, 179, 1999.
3. J.May, A.L.Gyulbudaghian, Astron. Astrophys., 2002 (in press).
4. J.Brand, L.Blitz, J.G.A.Wouterloot, F.J.Kerr, Astron. Astrophys. Suppl. Ser., 68, 1, 1987.
5. The Hipparcos and Tycho Catalogues, European Space Agency, Noordwijk, Netherlands, 1997.
6. W.Buscombe, MK-spectral classifications, Twelfth General Catalogue, Northwestern Univ. Evanston, Illinois, 1995.
7. Star Catalogue 2000. vol.1, eds. A.Hirshfeld, R.W.Sinnott, Sky Publishing Corporation, 1982.
8. W.J.Zealey, Ap. Letters, 23, 119, 1983.
9. A.Sargent, Astrophys. J., 218, 736, 1977.
10. A.Blaauw, Bull. Astron. Inst. Netherlands, 11, 405, 1952.

11. *P.T. de Zeeuw, R.Hoogerwerf, J.H.J. de Bruijne, A.G.A.Brown, A.Blaauw*, *Astron. J.*, 117, 354, 1999.
12. *C.J.Lada, L.Blitz, B.G.Elmeegreen*, *Star Formation in OB-associations*. In "Protostars and Planets", ed. T.Gehrels, Tuscon, Univ. Arizona Press, 1978, p.341.
13. *А.Л.Гюльбудагян*, *Астрофизика*, 23, 295, 1985.
14. *Н.Г.Бочкарев*, *Основы физики межзвездной среды*, изд-во МГУ, 1992.
15. *Л.С.Марочник, А.А.Сучков*, *Галактика*, Наука, М., 1984.

УДК: 524.7

СИСТЕМА ШПУРОВ В ЭКЛИПТИКАЛЬНЫХ  
КООРДИНАТАХ

Р.Б.ШАЦОВА, Г.Б.АНИСИМОВА

Поступила 1 июня 2001

Принята к печати 20 августа 2002

Система шпуров (радиопетель I - IV) органически вписывается в эклиптикальную систему координат (ЭСК). Она определяет один из экваторов трехосной Местной системы (S). Пояса Гулда, Вокулера - Долидзе и др. в роли меридианов ортогональны S. Ось другого экватора совпадает с линией равноденствий. ЭСК связывает структуру и кинематику трех иерархических уровней: Солнечной системы, Местной системы и Галактики.

1. *Введение.* За полвека изучения шпуров становится все более понятно, что это одни из самых интересных и важных космических объектов в Местной системе, в радиусе 0.5 кпк. Их называют также петлями и радиопетлями, хотя они излучают не только в радио-, но и в рентгеновском и в гамма-диапазонах. Иногда их называли отрогами, чаще - оболочечными структурами. Речь идет о 4 или 5 объектах, на расстояниях в сотни парсеков от нас. Их ядра включают молекулярные облака и звездные ассоциации. В оболочках радиусами в 100-150 пк и толщиной порядка десяти пк установлена повышенная плотность газа (электронного, H I, ...), пыли и даже звезд. В разреженном пространстве между ядром и оболочкой температура превышает  $10^6$  К. В областях шпуров излучение высоко поляризованное, что связано с сильными магнитными полями. Все говорит о шпурах, как об астрофизически интересных объектах. В этом плане они наиболее интенсивно изучались.

Меньше внимания уделялось динамической роли шпуров. А ведь их массы -  $10^5 - 10^6 M_{\odot}$  - сравнимы с массой Местной системы ( $\approx 10^7 M_{\odot}$ ). При таких массах компактные шпуры неизбежно контролируют всю обстановку вокруг себя. Мы уже высказывали идею, что система шпуров образует совокупность ядер Местной системы [1].

Чтобы судить о характере влияния шпуров друг на друга и на другие объекты, на их проявления, надо как можно полнее описать саму систему 4-5 шпуров, как эта группа массивных структур расположена в пространстве. В качестве исходного материала использованы пространственные координаты, задаваемые обычно в галактической системе (ГСК). В рамках этой системы пока не удалось увидеть особых закономерностей в пространственном

размещении шпуров, разве лишь возможность объединить их в пары: I + IV и II + III. Относительно далека от них пятая петля R - O (Eп).

В связи с тем, что мы обнаружили [2,3] качественную привязанность распределений близких объектов (звезд, IRAS-источников, молекулярных облаков) к эклиптикальной системе координат (ЭСК), возникла потребность рассмотреть в ней и шпуры. Благодаря этому, было установлено, что ядра петель II, III и IV находятся в трех основных координатных плоскостях ЭСК. В определяемый ими плоский слой входит и ядро самой большой и массивной Петли I. Слой ядер шпуров наклонен к плоскости Галактики на  $\approx 70^\circ$ , а к эклиптике на  $\approx 45^\circ$  и пересекает ее по прямой, параллельной линии равноденствий. Этому слою ортогональны Пояс Гулда и Пояс Вокулера-Долидзе, символизирующие Местную систему.

Если главная плоскость Солнечной системы определяет эклиптику (E), то для Местной системы более показательной оказалась плоскость Г, ортогональная E. Третья основная плоскость ЭСК ( $\Lambda$ ) одновременно перпендикулярна и плоскости Галактики и тем объединяет ЭСК и ГСК. Так, ЭСК, определяемая структурами трех иерархических масштабов, имеет большой объединяющий смысл. Но ЭСК не ограничивается структурами или морфологией, она включает и кинематику. В плоскости E лежат орбиты больших тел Солнечной системы, в плоскости Г - траектории peculiarных движений Солнца и многих близких звезд, плоскость  $\Lambda$  - касательная к орбитам их галактического вращения.

Иначе говоря, при разных обстоятельствах основной в ЭСК может оказаться то одна, то другая плоскость (E, Г,  $\Lambda$ ). Но в рамках одной координатной системы открываются связи структур разных уровней. Так, казавшаяся динамически изолированной Солнечная система вписывается в Местную систему, как ориентацией эклиптики, так и направлением движения Солнца.

2. *Системы координат.* В работе используются эклиптикальная система координат, в сферическом ( $\lambda, \beta, r$ ) и прямоугольном ( $\xi, \eta, \zeta$ ) вариантах, а также более привычные для подобных задач галактическая ( $l, b$ ) и экваториальная ( $\alpha, \delta$ ) системы. Для координатных осей и основных точек неба, рассматриваемых ниже, в табл.1 собраны координаты в этих системах. В ней через  $l_0$  обозначена галактическая долгота начала отсчета эклиптикальной долготы,  $\lambda = 0$ ; через  $\sigma$  - угол между полюсами эклиптики  $\Pi_E$  и Галактики  $\Pi_G$  и через  $\epsilon$  - угол между полюсами мира  $P$  и эклиптики  $\Pi_E$ . Другие обозначения будут раскрыты в следующих разделах.

Из табл.1, в частности, следует, что линия узлов (Галактика - эклиптика) совпадает с линией солнцестояний ( $\odot, \Upsilon$ ). Эта линия на  $l_0 - 90^\circ \approx 7^\circ$  отклонена от направления на центр Галактики. У ЭСК и ГСК есть общая плоскость  $\Lambda$ , проходящая через точки  $\Upsilon, \Pi_G, \oplus$ ,

перпендикулярная как плоскости Галактики, так и эклиптике Е. Из кругов ЭСК наименьший наклон к плоскости Галактики, равный  $90 - \sigma = 29^\circ.8$ , имеет круг Г ( $\varpi$ ,  $\Pi_E$ ,  $P$ ,  $\Upsilon$ ). Сама эклиптика Е наклонена на угол  $\sigma \approx 60^\circ.2$ .

Таблица 1

ЭКЛИПТИКАЛЬНЫЕ, ГАЛАКТИЧЕСКИЕ И ЭКВАТОРИАЛЬНЫЕ  
КООРДИНАТЫ ОСНОВНЫХ ТОЧЕК НЕБА,

$$l_0 = 97^\circ, \quad \sigma = 60^\circ.2, \quad \varepsilon = 23^\circ.5, \quad \beta_{\text{Nor}} = 45^\circ$$

| Обозначения,<br>направления, точки | $\lambda$ | $\beta$              | $l$        | $b$           | $\alpha$  | $\delta$                           |
|------------------------------------|-----------|----------------------|------------|---------------|-----------|------------------------------------|
|                                    |           |                      |            |               | 1950      |                                    |
| Оси ЭСК                            |           |                      |            |               |           |                                    |
| $\xi, \Upsilon$                    | $0^\circ$ | $0^\circ$            | $l_0$      | $-\sigma$     | $0^\circ$ | $0^\circ$                          |
| $\eta, \varpi$                     | $90$      | $0$                  | $90+l_0$   | $0$           | $90$      | $\varepsilon$                      |
| $\zeta, \Pi_E$                     | $-$       | $90$                 | $l_0$      | $90 - \sigma$ | $270$     | $90 - \varepsilon$                 |
| Полюса                             |           |                      |            |               |           |                                    |
| $\Pi_E$                            | $-$       | $90$                 | $l_0$      | $90 - \sigma$ | $270$     | $90 - \varepsilon$                 |
| $\Pi_G$                            | $180$     | $90 - \sigma$        | $-$        | $90$          | $192.2$   | $27.4$                             |
| $P$                                | $90$      | $90 - \varepsilon$   | $123$      | $27$          | $-$       | $90$                               |
| $P_{GB}$                           | $158$     | $25$                 | $195$      | $70$          | $165$     | $32$                               |
| $P_{V,D} \text{ (№6)}$             | $16$      | $-11$                | $300$      | $46$          | $190$     | $-17$                              |
| $\text{Nor}$                       | $270$     | $\beta_{\text{Nor}}$ | $48$       | $20.6$        | $270$     | $\beta_{\text{Nor}} - \varepsilon$ |
| Восходящие узлы                    |           |                      |            |               |           |                                    |
| $\Omega_G$                         | $270$     | $0$                  | $l_0 - 90$ | $0$           | $270$     | $-\varepsilon$                     |
| $\Omega_{a,G}$                     | $283.3$   | $22.9$               | $33$       | $0$           | $282.2$   | $0$                                |
| $\Omega_{GB}$                      | $164$     | $-59$                | $285$      | $0$           | $157$     | $-58$                              |
| $\Omega_{V,D} \text{ (№6)}$        | $282$     | $20$                 | $30$       | $0$           | $281$     | $-3$                               |
| $\Omega_S$                         | $341$     | $0$                  | $62$       | $-55$         | $342$     | $-7$                               |
| Апекс                              |           |                      |            |               |           |                                    |
| станд. (LSR)                       | $270$     | $53$                 | $56$       | $23$          | $270$     | $30$                               |
| базисн. (Ar)                       | $264$     | $44$                 | $45$       | $24$          | $265$     | $21$                               |

3. *Слой ядер шпуров.* В табл.2 приведены ЭСК-координаты центров радиопетель и угловые диаметры оболочек  $\rho$ . Для петель I - IV они соответствуют данным в ГСК: для частоты 820 MHz [4] и для 150 MHz [5]. Второй вариант для Петли III - по данным Зениной [6], полученным по совокупности разных частот. Для пятой оболочки (E1) использованы данные в [7]. Варианты отражают известную небольшую зависимость координат центров от частоты. Средние квадратичные ошибки  $\lambda, \beta$  и  $\rho$  на своих частотах не превышают  $\pm 4^\circ$ .

Из табл.2 видно, что ядра всех петель, кроме I, расположены практически, на главных кругах ЭСК, т.е. в их плоскостях. Отклонения

от  $\lambda = 0, \lambda = 90^\circ$  и  $\beta = 0$  гораздо меньше размеров не только оболочек, но и ядер. Зато на оболочку Петли I попадают пересечения трех кругов ЕА, ЕГ и АГ. На остальные петли - по одному пересечению или полюсу.

Таблица 2

### ЭКЛИПТИКАЛЬНЫЕ КООРДИНАТЫ ЦЕНТРОВ И УГЛОВЫЕ РАЗМЕРЫ ШПУРОВ

| Петля                | $\lambda$ | $\beta$ | $R$    | $\rho$ | $\xi$ пк | $\eta$ пк | $\zeta$ пк |
|----------------------|-----------|---------|--------|--------|----------|-----------|------------|
| I                    | 233°      | -18°    | 130±75 | 116°   | -74      | -99       | -40        |
|                      | 234       | -21     | 170±40 |        | -97      | -129      | -52        |
|                      |           |         |        |        | -93      | -128      | -61        |
| II                   | 3         | 28      | 110±40 | 91     | 97       | 5         | 52         |
| III                  | 65        | 61      | 150±50 | 65     | 31       | 66        | 131        |
|                      | 90        | 62      |        |        | 0        | 69        | 133        |
| IV                   | 204       | -4      | 250±90 | 40     | -228     | -101      | -19        |
| E <sub>1</sub> (R-O) | 83        | -18     | 500±10 | ≥ 40   | 58       | 470       | -159       |
|                      |           |         | 0      |        |          |           |            |
|                      | 66        | -25     | 400    |        | 146      | 330       | -172       |

Как было показано в [3], через центры петель проходят мощные IRAS-шпурсы, вытянутые вдоль кругов Е, Г, А или параллельно им. Они напоминают бары этих петель, зачастую даже их взаимно перпендикулярные пары. Эти факты означают большую привязанность к ЭСК системы шпуров.

Следующий важный момент в изучении системы ядер шпуров открывает рис.1а - проекция шпуров (из табл.2) на плоскость  $\Gamma(\eta, \zeta)$ . Около центров проставлена координата  $\xi$ . Проекция четырех центров лежат практически на одной прямой. У  $\xi$  разброс большой. Это означает, что система ядер четырех петель очень плоская. Допустим, что табл.2 содержит точные координаты. Тогда по центрам II, III и IV, оказавшимся около плоскостей Е, А, Г, уравнение плоскости S запишем в виде:

$$A\xi + B\eta + C\zeta + D = 0, \quad (1)$$

где  $A = 0.088$ ,  $B = -0.727$ ,  $C = 0.681$ ,  $D = -40.3$  пк.

Плоскость S проходит на расстоянии D от Солнца. Смещение D равно минимальной среднеквадратичной ошибке расстояний центров, соответственно малый круг мало отличается от большого, S'. Центр Петли I отстоит от плоскости S на расстоянии

$$\delta_I = A\xi_I + B\eta_I + C\zeta_I + D. \quad (2)$$

Для трех вариантов  $(\xi_I, \eta_I, \zeta_I)$  в табл.2 находим:  $\delta_I = -1.8, 9.6$  и  $3.1$  пк.

Даже наибольшее из них составляет лишь 1/4 ошибки  $r_p$ , следовательно и ядро Петли I лежит в плоском слое, определенном тремя другими

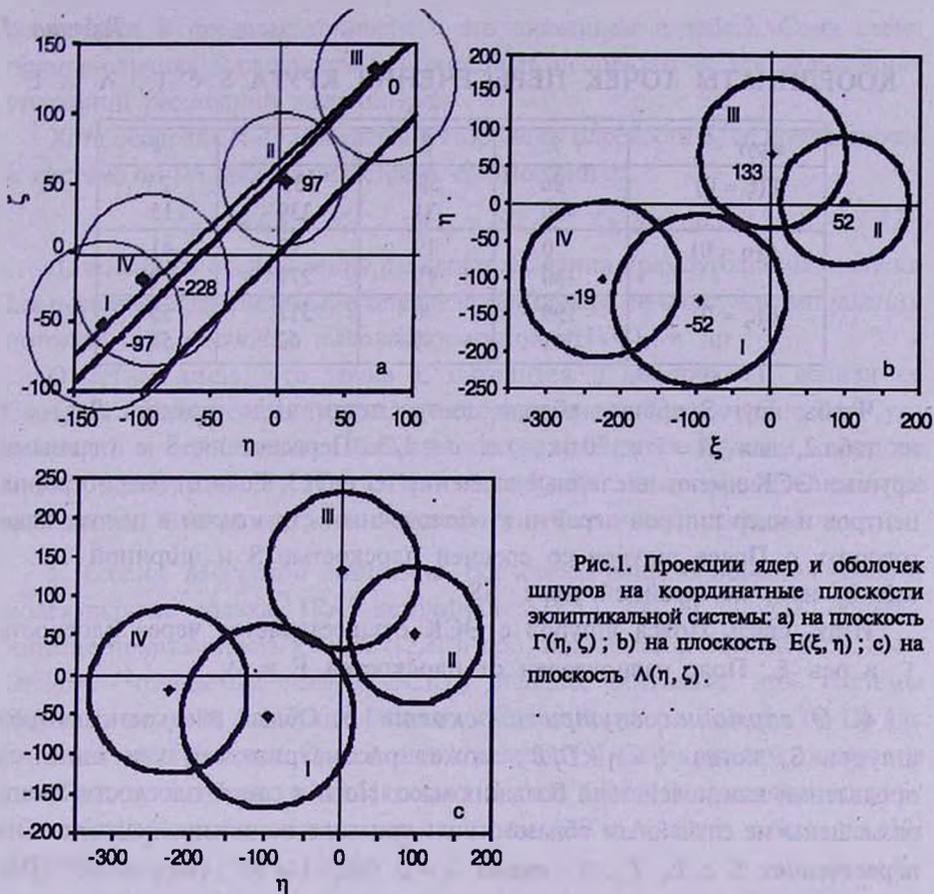


Рис.1. Проекция ядер и оболочек шпуров на координатные плоскости эллиптической системы: а) на плоскость  $\Gamma(\eta, \zeta)$ ; б) на плоскость  $E(\zeta, \eta)$ ; в) на плоскость  $\Lambda(\eta, \zeta)$ .

ядрами. В этом отличается от них  $R-O$ , у которой  $\delta_{R-O} = 400$  пк. По направляющим косинусам, равным  $A$ ,  $B$  и  $C$ , находим углы между нормалью  $N_{OG}$  к плоскости  $S$  и осями:  $N_{OG}$  ( $a_{\xi} = 85^{\circ}$ ,  $a_{\eta} = -43^{\circ}$ ,  $a_{\zeta} = 47^{\circ}$ ).

С учетом ошибок координат центров можно принять приближение  $N_{OG}$  ( $a_{\xi}^{\circ} = 90^{\circ}$ ,  $a_{\zeta}^{\circ} = -a_{\eta}^{\circ} = 45^{\circ}$ ), тогда уравнение плоскости  $S$ :

$$-0.707\eta + 0.707\zeta - 40 = 0. \quad (3)$$

Оно означает, что плоскость центров четырех шпуров  $S$  перпендикулярна кругу  $\Gamma$ , пересекает эллиптику  $E(\zeta = 0)$  по прямой  $\eta = -57$  пк, параллельной оси  $\xi$ , и наклонена к  $E$ , как и к кругу  $\Lambda$ , на  $45^{\circ}$ . Координаты  $N_{OG}$  приведены в табл.1.

Угол между  $S$  и плоскостью Галактики или между нормальми к ним  $\nu(N_{OG}, \Pi_G) = 69^{\circ}.4$ .

Уравнение малого круга  $S$  - сечения небесной сферы  $\xi^2 + \eta^2 + \zeta^2 = R^2$  плоскостью  $-\eta + \zeta = D/B$  имеет вид:

$$\xi^2 + 2\eta\zeta = R^2(1 - d^2), \quad (4)$$

где  $d = D/BR$ .

Таблица 3

## КООРДИНАТЫ ТОЧЕК ПЕРЕСЕЧЕНИЯ КРУГА S с Г, Л и Е

| Круг             | $\lambda$  | $\beta$    | $l$         | $b$        |
|------------------|------------|------------|-------------|------------|
| Г( $\xi = 0$ )   | $90^\circ$ | $58^\circ$ | $133^\circ$ | $25^\circ$ |
|                  | -90        | -31        | 339         | -15        |
| Л( $\eta = 0$ )  | 0          | 19         | 97          | -41        |
|                  | 180        | 19         | 277         | 79         |
| Е( $\zeta = 0$ ) | 199        | 0          | 311         | 55         |
|                  | 341        | 0          | 62          | -55        |

Чтобы круг S прошел вблизи центра петли, надо принять  $R = r$  с  $r$  из табл.2, для  $R = \bar{r} = 170$  пк, т.е.  $d = 1/3$ . Пересечения S с главными кругами ЭСК имеют численные значения из табл.3. Если от рассмотрения центров и ядер шпуров перейти к оболочечным структурам в целом, надо говорить о Поясе шпуров со средней плоскостью S и шириной  $\rho$  (табл.2) или, по крайней мере,  $SS'$ .

Итак, связь Пояса шпуров с ЭСК осуществляется через плоскость Г и ось  $\xi$ . Пояс равноудален от плоскостей Е и Л.

4. *О гармонии внутри плоскости S.* Общая плоскость центров шпуров S, когда  $\zeta \approx \eta + D/B$ , может рассматриваться как одно из проявлений взаимодействий больших масс. Но и в самой плоскости S они размещены не случайным образом, коль три ядра из четырех находятся на пересечениях S с Е, Г, Л, около  $\lambda = 0$  (II),  $\lambda = 90^\circ$  (III),  $\beta = 0^\circ$  (IV). Гармоничность в системе шпуров видна по ряду приближенных соотношений между сферическими координатами центров по табл.2

$$\lambda_{III} - \lambda_{II} \approx 90^\circ, \quad \beta_{II} + \beta_{III} = 90^\circ, \quad \beta_{III} - \beta_I \approx 90^\circ, \quad \beta_I + \beta_{IV} \approx -\beta_{II}. \quad (5)$$

Они не зависят от расстояний  $r_i$ .

Симметрия центров II, III и I видна и в прямоугольных координатах, зависящих от  $r_i$ .

Так, по рисункам 1b и 1c в проекциях  $(\xi, \eta)$  и  $(\xi, \zeta)$  ядра шпуров находятся приблизительно в вершинах трапеции. А в проекции на плоскость S в вариантах  $r_I = 170$  пк и  $r_{IV} = 215$  пк эта фигура близка к прямоугольнику. При этом середина диагонали L и вершины II и III образуют равносторонний треугольник:

$$\Delta r_{II, III} = 142, \quad \Delta r_{L, III} = r_{L, III}/2 = 144, \quad \Delta r_{L, II} = 149 \text{ пк}. \quad (6)$$

Координаты точки L относительно Солнца  $\xi = -50, \eta = -30, \zeta = +40$  пк. Точность в несколько парсеков или несколько процентов от  $r$  делает это утверждение почти достоверным. Одновременно L может быть Лагранжевой точкой и в треугольнике (L, I, IV), поскольку принятый вариант  $r_{IV}$

согласуется в пределах точности с его значением в табл.2. Сама схема прямоугольника в плоскости S может быть использована для дальнейших уточнений расстояний ядер шпуров.

Хотя оболочка R-O находится в стороне от плоскости S, ее причастность к системе I-IV просматривается в соотношениях:

$$\xi_{R-O} \approx \zeta_{II} = -\zeta_I, \quad \eta_{R-O} \approx -2\xi_{IV}, \quad \zeta_{R-O} \approx \eta_I. \quad (7)$$

Дальнейшие исследования раскроют значения прямоугольника и точки L в устойчивости системы, в определении центра ее масс, в установлении потоков газа, включая высокоскоростной (HVC), и др.

Отметим лишь, что точка L находится в оболочке I, вблизи ее Северного полярного шпура, на расстоянии около 70 пк от Солнца. Судя по рис.1b и 1c, Солнце и близкие звезды находятся в узком коридоре между оболочками I, II и III, в более или менее уравновешенном положении. Это важно для стабильности Солнечной системы.

5. *Схема Местной системы.* Все классы близких объектов (звезды, молекулярные облака, IRAS-источники и т.д.), как и шпуры, обнаружившие привязанность к ЭСК ([2,3] и др.), принадлежат Местной системе. Отсюда - ожидаемая связь с ЭСК у ставших символами этой системы Пояса Гулда (GB) для ярких В-звезд и Пояса Вокулера-Долидзе (V-D) для туманностей [8] и ярких звезд поздних классов [9]. Связь увидим, определив углы между поясами и плоскостью S или между нормальными к ним:  $\angle(P', \text{Nor})$ . Используя координаты полюсов GB и V-D из табл.1, по [10] и [8], получаем:

$$\angle(P_{GB}, \text{Nor}) = 86^\circ.5 \quad \text{и} \quad \angle(P_{V-D}, \text{Nor}) = 87^\circ,$$

т.е. оба круга практически перпендикулярны S и пересекаются друг с другом и с кругом Г в полюсах Nor и -Nor.

Рассматривая морфологию Местной системы по объектам разной природы (по звездам, туманностям, остаткам сверхновых и др.), Долидзе [8] провела, хотя и не очень уверенно, кроме GB и V-D, еще четыре круга, нанизав на них однотипные объекты. Среди них есть перпендикулярные между собой. В [8] даны ссылки на другие источники новых кругов. Долидзе обратила внимание на то, что в проекции на плоскость Галактики эти круги расходятся веером или "стрелами".

Мы проверили эту идею по однородному материалу - по подсчетам звезд ярче  $V=9^m$  каталога SAO, обработанным в [9]. Большое число кругов неба, к которым концентрируются звезды, действительно имеет место. Но при этом пришлось уточнить их число и параметры, что сделало систему кругов более стройной.

Шесть кругов пересекаются в полюсах Nor и -Nor. Эти круги - V-D, Г, GB и перпендикулярные им  $\perp V-D$ ,  $\perp \Gamma$ ,  $\perp GB$  - через каждые

$30^\circ$  пересекают круг  $S$  при фиксированном положении  $\Gamma$ . Подтверждены также концентрации звезд к  $E$  и  $\Lambda$ . Последние вместе с  $S'$  и  $\perp \Gamma$  пересекаются в точках равновесия, являющихся полюсами по отношению к кругу  $\Gamma$ . Отсюда наблюдаемые веера и "стрелы".

Все перечисленные девять кругов - синусоид в проекции ( $l, b$ ) показаны на рис.2. Там же изображены оболочки шпуров. Рисунок соответствует

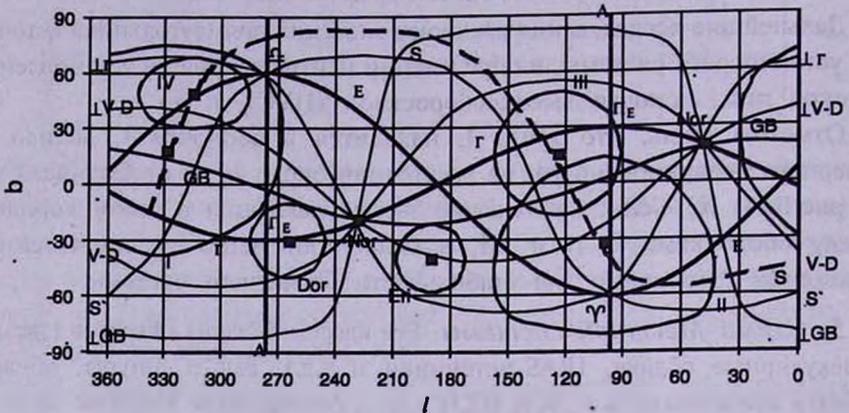


Рис.2. Звездные синусоиды Местной системы и шпур в галактической системе координат.

трехосной схеме Местной системы. Главная ось  $a \equiv (\text{Nor}, -\text{Nor})$  лежит между парами шпуров I+IV и II+III. В плоскости  $S'$  лежат оси  $b \equiv (\gamma, \underline{\alpha})$  и  $c$ . Они проходят по шпурам. С осью  $a$  связан экватор  $S$  и шесть меридианов, в том числе  $GB$  и  $V-D$ . С осью  $b$  связаны четыре меридиана ( $E, S', \Lambda$  и  $\perp \Gamma$ ), пересекающих экватор  $\Gamma$  через  $45^\circ$ . Два экватора ( $S'$  и  $\Gamma$ ) пересекаются по оси  $c$  через  $90^\circ$ .

В систему звездных поясов - меридианов очень хорошо вписывается система шпуров. Пять меридианов оси  $a$  охватывают двумя сетками пары шпуров. Эти сетки расположены симметрично по отношению к шестому меридиану ( $\perp GB$ ), разделяющему пары шпуров. Меридианы оси  $b$  объединяют все 4 шпура единой сеткой. Так звездные пояса, подобно силовым линиям, связывают шпуры (их ядра и оболочки) с полюсами Местной системы. В эту геометрически правильную, можно сказать кристаллическую схему вполне вписываются и меньшие оболочки  $Ep$  ( $R-O$ ) и  $Dor$ , которые уместно присоединить к парам больших оболочек (рис.2):

Как видим, все элементы прочно связаны между собой и с Местной системой в целом. Поэтому неудивительно, что в этой жестко скрепленной системе имеется точка Лагранжа  $L$ . Упорядоченность Местной системы, несомненно, обусловлена совокупным действием гармоничной системы шпуров. Детальное рассмотрение морфологии Местной системы в рамках новой схемы, как самостоятельную задачу, представим в следующей публикации.

Новая схема должна учитываться и в кинематике.

6. *Траектории Солнца и близких звезд.* Рассмотрим локальные движения Солнца и звезд относительно системы шпуров, Местной системы и ЭСК. Солнце и близкие звезды, как отмечалось в разделе 4, находятся на пересечении довольно узких коридоров между оболочками, на расстояниях десятков парсеков от них. Сильная гравитация способна разрушить звездное скопление, приблизившееся на расстояние приливного радиуса ядра шпура, совпадающее с радиусом оболочки. Об этом говорит отсутствие скоплений в объемах петель, в то время как в коридорах между петлями их много [11].

Пострадала бы и крепче спаянная Солнечная система, если бы она пересекла какую-нибудь из оболочек. Кроме того, условия внутри шпуров - температуры в миллионы градусов, интенсивные рентгеновская и гамма - радиации, сильное магнитное поле - существенно отличались бы от существующих в настоящее время в нашей системе. Поэтому современное расположение Солнечной системы можно считать благоприятным. Для прогнозирования будущего важно знать траекторию Солнца. На некотором отрезке она определяется положением апекса  $Ap$  и антиапекса  $Ap'$ . Известен разброс координат апекса по разным наблюдательным данным. Ограничимся близкими к средним из них, так называемыми стандартным (LSR) и базисным апексами ( $Ap$ ), включенными в табл.1. LSR лежит в плоскости  $\Gamma$ , между линией узлов ( $\eta < 0$ ) и осью эклиптики ( $\zeta > 0$ ), в нескольких градусах от полюса Местной системы  $Pol^{\circ}$ . Еще ближе к полюсу базисное  $Ap$ . Но и положение  $Pol^{\circ}$  в разделе 3 найдено с точностью в несколько градусов. Поэтому мы будем недалеко от истины, если скажем, что Солнце движется параллельно оси Местной системы. При этом LSR находится между петлями I, II, III, приблизительно на одинаковых угловых расстояниях от ближайших точек их оболочек:  $l_I \approx 30^{\circ}$ ,  $l_{III} \approx 90^{\circ}$ ,  $b_{II} \approx -4^{\circ}$ . Так что сближение ни с одной из петель нам не грозит.

Можно ли при этом, как принято, считать, что направление солнечного апекса случайно? Добавим, что в этом же направлении (и противоположном) движется большинство близких звезд. Так Попович и др. [12] показали, что примерно 80% звезд каталога Глизе ( $r \leq 25$  пк) имеют гелиоцентрические скорости в сторону антиапекса и близко к нему. В этом же направлении движется семь потоков звезд [13]. Когда будет исключена скорость Солнца, окажется, что значительная часть звезд движется к апексу.

Для более далеких звезд (ярче  $V = 9^m$ ) на рис.3 приведена фигура Ковальского-Каптейна, дающая распределение 1116 позиционных углов собственных движений звезд из каталога SAO по данным [14]. Она относится к площадке неба: ( $l = 30 + 60^{\circ}$ ,  $b = 15 + 30^{\circ}$ ), включающей апекс

и  $\text{Nor}$ . Большая ось фигуры отклоняется меньше, чем на  $2^\circ$  от среднего направления параллактических движений ОС.

Таким образом, направление апекса соответствует максимальной

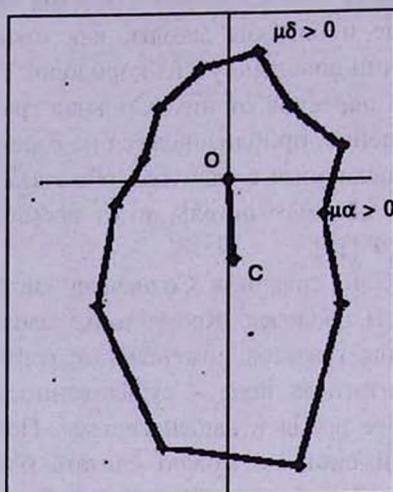


Рис.3. Фигура Ковальского-Каптейна для звезд ярче  $V=9^m$  в площадке неба  $l(30 + 60^\circ)$ ,  $b(15 + 30^\circ)$  с центром тяжести С, ОС - среднее параллактическое движение.

вероятности. Другие направления в фигуре рис.3 связаны с ошибками наблюдаемых собственных движений или относятся к далеким звездам, имеются и другие причины.

Второй аспект: траектории Солнца и многих звезд лежат в (или вблизи) плоскости  $\Gamma$  - одной из трех главных плоскостей ЭСК. Это еще один аргумент в пользу того, что именно плоскость  $\Gamma$  особенно важна для Местной системы. Более того, он означает, что не только для современной ее структуры, но и для некоторого отрезка времени от прошлого, связанного с антиапексом, до будущего - с апексом. Если для внутренней структуры Солнечной системы и движений в ней главная плоскость - эклиптика  $E$ , то ее же внешний элемент - движение в Местной системе связан с ее осью и плоскостью  $\Gamma$ , наконец в плоскости  $\Lambda$  находится касательная к орбите галактического вращения. Так ЭСК, возможно, отражает стабильность Солнечной системы в трех масштабах. И в конфигурационном, и в фазовом пространствах ЭСК является объединяющей координатной системой.

**7. Заключение.** Материальная система шпуров тесно связана с геометрической системой ЭСК. Связь выражается в том, что в каждой координатной плоскости ( $E$ ,  $\Gamma$ ,  $\Lambda$ ) лежит по одному ядру шпура. Через ядра проходят бары, отмеченные звездами и IRAS-циррусами, вытянутыми вдоль главных кругов ЭСК. Центры четырех шпуров определяют плоскость  $S$  - малого круга неба, ортогонального плоскости

Г, равноудаленного от Е и А. Круг S пересекает эклиптику по прямой, параллельной линии равноденствий. Солнце удалено от плоскости S на расстоянии  $< 40 \pm (>40)$  пк.

Фигура с вершинами - ядрами I, II, III и IV оказывается близкой к прямоугольнику. Его центр L вместе с ядрами II и III образует равносторонний треугольник со стороной  $\Delta r \approx 145$  пк. При некотором варианте расстояния ядра Петли IV таким же треугольником может быть (L I IV).

Проявлением большой упорядоченности системы шпуров может служить установленная ею геометрически правильная трехосная структура Местной системы, описываемая в рамках ЭСК. Одна из осей совпадает с линией равноденствий, вдоль нее пересекаются 4 звездных меридиана (Е, S', А и  $\perp$  Г), ортогональных экватору Г.

Одновременно плоскость S служит экватором для другой оси (Nog, -Nog) и шести меридианов, включая Пояс Гулда. Оба экватора Г и S пересекаются по третьей оси. Каждый шпур в отдельности, а также их пары и тройки через меридианы связаны с полюсами Местной системы.

Что, как не массивная и гармоничная система шпуров, могло создать и поддерживать такой порядок?

Если плоскость Е связана со структурой Солнечной системы, а плоскость Г - с Местной системой, то третья плоскость А - с Галактикой, поскольку она перпендикулярна ее главной плоскости. По линии солнцестояний, близкой к галактическому радиусу Солнца, пересекаются плоскости Галактики и эклиптики. Ось  $\zeta$  - ось Солнечной системы, ось  $\xi$  - линия узлов Местной системы, ось  $\eta$  - линия узлов Галактики. Так ЭСК объединяет три уровня иерархических структур. Одновременно ЭСК отражает и объединяет и кинематику этих трех уровней. В плоскости Е вращаются тела Солнечной системы. В плоскости Г лежат апекс и антиапекс локальных траекторий Солнца и многих близких звезд. Плоскость А - касательная к их орбитам в галактическом вращении.

Возможность связать масштабы трех уровней единой системой координат - несомненное свидетельство взаимосвязанности структур, их кинематик и динамик. Трудно представить, что связующая функция ЭСК возникла недавно. Следовательно, ее необходимо учитывать и в космогоническом, и в эволюционном аспектах.

Ростовский - на - Дону Государственный педагогический университет,  
Россия, e-mail: galina@iubip.ru

## THE SPUR SYSTEM IN ECLIPTIC COORDINATES

R.B.SHATSOVA, G.B.ANISIMOVA

The spur system (radioloops I - IV) organically enter into the ecliptic coordinate system (ECS). It defines one of the equators of the 3 - axial Local system (S). The Gould, the Vaucouleur-Dolidze and other Belts as a part of meridians are orthogonal to S. The axis of another equator coincides with the equinox line. ECS connects the structure and kinematics of three hierarchical levels: the Solar system, the Local system and the Galaxy.

Key words: *Galaxy: radioloops*

## ЛИТЕРАТУРА

1. *R.B.Shatsova, G.B.Anisimova*, "Structure and Evolution of Stellar Systems", St. Peterburg, 184, 1997.
2. *Р.Б.Шацова, Г.Б.Анисимова*, Изв. РАН, сер. физ. 62, №9, 1807, 1998.
3. *Р.Б.Шацова, Г.Б.Анисимова*, "Астрофизика на рубеже веков", "Янус-К", Пушино, 298, 2001.
4. *E.M.Berkhuijsen*, Astron. Astrophys., 24, 143, 1973.
5. *T.L.Landecker, R.W.Wielebinski*, Austral. J. Phys. Astrophys. Suppl. Ser., №16, 1, 1970.
6. *И.А.Зенина*, Астрофизика, 33, 283, 1990.
7. *R.J.Reynolds, P.M.Ogden*, Astrophys. J., 229, 942, 1979.
8. *М.В.Долідзе*, Письма в Астрон. ж., 6, 92 и 745, 1980.
9. *Р.Б.Шацова, Г.Б.Анисимова*, "Астрономо-геодезические исследования", Свердловск, 73, 1989.
10. *F.Comerón*, "Structure and Evolution of Stellar Systems", St. Peterburg, 161, 1997.
11. *Р.Б.Шацова, Г.Б.Анисимова*, Астрон. циркуляр, №1546, 13, 1990.
12. *G.M.Popovic, S.Nincovic, R.Pavlovic*, "Structure and Evolution of Stellar Systems" (Abstracts of the conference), Petrozavodsk, 31, 1995.
13. *G.M.Popovic, S.Nincovic, R.Pavlovic*, "Structure and Evolution of Stellar Systems", St. Peterburg, 108, 1997.
14. *Г.Б.Анисимова*, кандид. диссертация, ГАО, С.Петербург, 1993.

УДК: 524.74

## ПЛОСКИЕ ГАЛАКТИКИ КАТАЛОГА RFGC, ДЕТЕКТИРОВАННЫЕ В HIPASS - ОБЗОРЕ

И.Д.КАРАЧЕНЦЕВ<sup>1</sup>, А.А.СМИРНОВА<sup>2</sup>

Поступила 6 мая 2002

Данные сплошного обзора южного неба в линии нейтрального водорода, HIPASS, использованы для определения лучевых скоростей и ширины HI-линии у плоских спиральных галактик каталога RFGC, наблюдаемых с ребра. Выборка из 103 плоских галактик, детектированных в HIPASS, характеризуется медианной лучевой скоростью +2037 км/с и медианной шириной HI-линии на уровне 50% от максимума 242 км/с. Для RFGC-галактик 50% уровень детектирования в HIPASS соответствует видимой величине  $B = 14^m.5$  или угловому диаметру  $a = 2'.9$ . Относительное число детектированных галактик возрастает от 2% для морфологических типов Sbc, Sc до 41% для типа Sm. Медианное значение отношения водородной массы к полной массе у RFGC-галактик составляет 0.079. С учетом среднего внутреннего поглощения у галактик с ребра,  $\langle \Delta B \rangle = 0^m.75$ , медианное отношение водородной массы к светимости,  $M_{HI}/L_B = 0.74 M_{\odot}/L_{\odot}$ , является типичным для спиралей поздних типов. Из-за своей малой глубины HIPASS выявляет всего несколько RFGC-галактик с неизвестными ранее скоростями и шириной линий.

1. *Введение.* Каталог плоских галактик, FGC Караченцева и др. [1] и его обновленная версия, RFGC [2] были созданы для изучения крупномасштабных течений галактик на шкале порядка 100 Мпк. В своей последней версии каталог содержит 4236 галактик, распределенных по всему небу, с видимым отношением осей  $a/b \geq 7$  и большим угловым диаметром  $a \geq 0'.6$ . Основную часть Каталога составляют плоские дискообразные галактики морфологических типов Sc-Sd. Такие объекты богаты газом и легко детектируются в линии нейтрального водорода 21 см. Обладая упрощенной структурой, плоские галактики хорошо следуют зависимости Талли-Фишера, которая связывает абсолютную величину или линейный диаметр с шириной линии HI (или амплитудой кривой вращения). Это позволяет определять расстояние до галактик независимо от лучевой скорости и тем самым исследовать их крупномасштабные движения. Согласно Караченцеву [3], характерная погрешность измерения расстояния таким способом составляет около 20%. При изучении космических течений важным условием является полнота обзора галактик по всему северному и южному небу. Джиованелли и др.[4] предприняли массовые измерения лучевых скоростей и ширины линии HI у FGC-галактик на 300-метровом радиотелескопе в Аресибо. В зоне склонений  $[0^{\circ} < \delta < +38^{\circ}]$  было детектировано около 600 галактик. Эта выборка характеризуется средней гелиоцентрической лучевой скоростью  $V_h = 6500$  км/с

и средней шириной линии HI  $W = 299$  км/с. Позднее Макаров и др. [5,6] измерили оптические кривые вращения у более чем 300 северных RFGC-галактик со склонениями  $\delta > +38^\circ$ . В южной полусфере систематические наблюдения плоских галактик в линиях HI или  $H_\alpha$  не проводились. Однако Мэтьюсон и др. [7,8] определили лучевые скорости и амплитуды внутренних движений у 167 южных RFGC-галактик, выполняя обзоры по другим программам. 193 RFGC-галактики были исследованы также Мэтьюс и ван Дрилем [9]. Начиная с 1997г., Стевели-Смит и его сотрудники [10,11] проводили сплошной обзор южного неба ( $\delta < +2^\circ$ ) в линии 21 см на 64-метровом Паркском радиотелескопе, оснащенный 13-пучковой приемной системой. Режим "слепого" обзора с эффективным временем накопления примерно 450 секунд и угловым разрешением  $15.5$  перекрывал диапазон лучевых скоростей от  $-1200$  км/с до  $+12700$  км/с с эффективным разрешением  $13$  км/с. Эффективная чувствительность обзора на уровне  $5\sigma$  составляла  $70$  мДж /канал/пучок при средней температуре системы  $23$  К. Результаты наблюдений представлены на web-странице <http://www.atnf.csiro.au/research/multibeam> в виде спектров от участков неба размером  $4' \times 4'$  с типичными флуктуациями шума примерно  $6$  мДж/пучок. Эти данные были использованы нами для поиска эмиссий в линии 21 см от галактик каталога RFGC, расположенных южнее склонения  $\delta = +2^\circ$ .

2. *RFGC-галактики, детектированные в HIPASS.* Каждая из 2232 галактик каталога RFGC в зоне HIPASS-обзора была проверена на наличие в ее спектре водородной эмиссии. Как правило, область лучевых скоростей  $V_L < 500$  км/с не рассматривалась из-за присутствия там сильной эмиссии галактического водорода. Для дальнейшего анализа мы отбирали только случаи с уверенно обнаружимой эмиссией HI от галактик, когда можно было измерить с приемлемой точностью ширину линии 21 см на уровне 50% ( $W_{50}$ ) и 20% ( $W_{20}$ ) от максимальной интенсивности. Из-за широкой диаграммы направленности радиотелескопа ( $15.5$ ) в нее иногда попадало несколько галактик, что привносило путаницу в определение скорости и ширины линии HI. Сомнительные случаи мы проверяли на изображениях с цифрового обзора неба (DSS), привлекая данные из NASA Extragalactic Database (NED) о лучевых скоростях соседних галактик. В результате мы измерили лучевые скорости и ширины линий для 103 галактик каталога RFGC. На рис.1 представлена зависимость между ширинами линии 21 см, измеренными на уровне 50% и 20% от максимальной интенсивности. Линия регрессии для них выражается соотношением  $\langle W_{50} \rangle = 0.95 \cdot W_{20} - 18.2$  в км/с. Некоторые галактики заметно отклоняются от линии регрессии. Такие отклонения обусловлены низким отношением сигнал/шум спектра, а также асимметричным профилем линии из-за попадания в диаграмму телескопа соседних галактик, входящих в единую группу. Чтобы ослабить

роль случайных факторов, мы используем далее в качестве оценки ширины линии полусумму значений  $W_{50}$  и  $0.95 \cdot W_{20}$  - 18.2, обозначая ее как  $\langle W \rangle$ . Внутренняя погрешность этой величины равна 15 км/с. При медианном значении  $W_{50} = 242$  км/с относительная ошибка определения ширины линии составляет всего 6%, что вполне приемлемо при построении зависимости

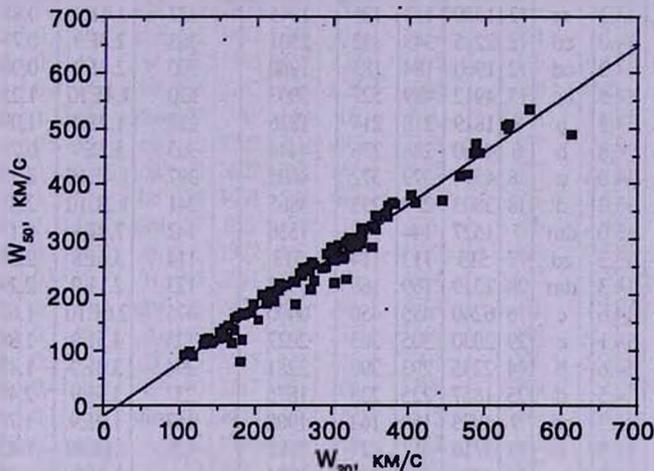


Рис.1. Соотношение между шириной линии HI, измеренной на уровнях 50% и 20% от максимального значения.

Талли-Фишера. Сводка данных о 103 детектированных галактиках представлена в табл. 1. В ее столбцах содержатся: 1 - номер галактики в каталоге RFGC; 2 - большой угловой диаметр в угловых минутах, приведенный к стандартной изофоте  $25^m/\square''$ ; 3 - малый угловой диаметр в угловых минутах при той же изофоте; 4 - видимая интегральная величина  $B_i^c$  в системе каталога RC3 [12], исправленная за поглощение света в нашей Галактике согласно Шлегелу и др. [13]; 5 - морфологический тип; 6 - интегральный поток  $S$  в линии HI, выраженный в единицах  $\text{Jy} \cdot \text{км/с}$ ; 7 - измеренная гелиоцентрическая лучевая скорость  $V_h$  в км/с; 8 - измеренная ширина линии на уровне 50% от максимальной интенсивности  $W_{50}$  в км/с; 9 - усредненная оценка ширины HI-линии  $\langle W \rangle$  в км/с; 10 - гелиоцентрическая лучевая скорость  $V_h$  (NED) в км/с из базы данных NED или LEDA [14]; 11 - ширина линии на уровне 50% от максимума по данным из NED или LEDA; 12 - масса нейтрального водорода в галактике в единицах массы Солнца, определяемая как

$$M_{HI} = 2.36 \cdot 10^5 \cdot S \cdot D^2,$$

где  $D$  - расстояние до галактики в Мпк, вычисленное по лучевой скорости относительно центра Местной группы при постоянной Хаббла  $H_0 = 75 \text{ км/с/Мпк}$ ; 13 - отношение водородной массы к светимости в солнечных единицах; 14 - отношение водородной массы галактики к ее "полной" массе, где полная масса внутри стандартной изофоты

Таблица 1

| RFGC | $q_0$ | $B_0$ | $B_1^c$ | Тип | $S$ | $V_A$ | $W_{30}$ | $\langle W \rangle$ | $V_A(\text{NED})$ | $W_{30}(\text{NED})$ | $M_{\text{HI}}$ | $M_{\text{HI}}/L$ | $M_{\text{HI}}/M_{25}$ |
|------|-------|-------|---------|-----|-----|-------|----------|---------------------|-------------------|----------------------|-----------------|-------------------|------------------------|
| 1    | 2     | 3     | 4       | 5   | 6   | 7     | 8        | 9                   | 10                | 11                   | 12              | 13                | 14                     |
| 99   | 2.5   | 0.2   | 15.1    | c   | 13  | 5242  | 370      | 387                 | 5339              | 406                  | 1.6E10          | 2.13              | 0.07                   |
| 161  | 3.4   | 0.3   | 14.4    | d   | 12  | 1543  | 200      | 190                 | 1555              | 194                  | 1.3E9           | 1.06              | 0.06                   |
| 179  | 3.1   | 0.4   | 14.2    | m   | 12  | 1330  | 133      | 131                 | 1345              | 137                  | 1.1E9           | 0.88              | 0.13                   |
| 238  | 3.3   | 0.4   | 14.0    | cd  | 12  | 2285  | 343      | 332                 | 2301              | 363                  | 2.3E9           | 0.77              | 0.03                   |
| 255  | 4.6   | 0.3   | 14.2    | cd  | 12  | 1960  | 184      | 185                 | 1980              | 200                  | 2.3E9           | 0.90              | 0.06                   |
| 396  | 3.2   | 0.4   | 14.5    | bc  | 13  | 4912  | 489      | 527                 | 5003              | 520                  | 1.4E10          | 1.25              | 0.03                   |
| 411  | 2.2   | 0.3   | 14.8    | b   | 8   | 1819  | 218      | 214                 | 1826              | 238                  | 1.2E9           | 1.09              | 0.06                   |
| 416  | 2.3   | 0.3   | 14.8    | b   | 6   | 4360  | 286      | 276                 | 4444              | 303                  | 5.2E9           | 0.76              | 0.06                   |
| 435  | 1.9   | 0.2   | 14.8    | c   | 18  | 4514  | 379      | 372                 | 4605              | 397                  | 1.4E10          | 2.20              | 0.11                   |
| 438  | 2.8   | 0.2   | 15.0    | d   | 18  | 3803  | 239      | 233                 | 3865              | 241                  | 1.2E10          | 2.81              | 0.18                   |
| 509  | 2.3   | 0.2   | 15.0    | dm  | 7   | 1527  | 144      | 141                 | 1536              | 142                  | 7.9E8           | 1.17              | 0.10                   |
| 566  | 5.8   | 0.6   | 13.2    | cd  | 77  | 515   | 113      | 114                 | 513               | 114                  | 3.6E8           | 2.24              | 0.13                   |
| 600  | 3.1   | 0.3   | 14.3    | dm  | 28  | 1319  | 169      | 168                 | 1332              | 173                  | 2.1E9           | 2.29              | 0.16                   |
| 609  | 2.6   | 0.3   | 14.6    | c   | 16  | 6240  | 455      | 450                 | 6400              | 475                  | 2.6E10          | 1.67              | 0.07                   |
| 621  | 3.7   | 0.4   | 14.1    | c   | 29  | 2030  | 305      | 305                 | 2027              | 325                  | 4.5E9           | 1.88              | 0.06                   |
| 640  | 2.9   | 0.4   | 14.6    | b   | 14  | 2245  | 293      | 298                 | 2281              | 294                  | 3.0E9           | 1.48              | 0.05                   |
| 722  | 3.2   | 0.3   | 14.5    | d   | 25  | 1857  | 225      | 235                 | 1875              | 237                  | 3.5E9           | 2.49              | 0.10                   |
| 745  | 1.4   | 0.2   | 15.3    | cd  | 9   | 1895  | 168      | 162                 | 1908              | 157                  | 1.2E9           | 1.78              | 0.18                   |
| 777  | 2.8   | 0.3   | 14.3    | c   | 18  | 3716  | 417      | 427                 | 3791              | 426                  | 1.1E10          | 1.43              | 0.05                   |
| 799  | 1.9   | 0.2   | 14.9    | m   | 24  | 1316  | 228      | 256                 | 1304              | —                    | 1.2E9           | 3.28              | 0.08                   |
| 811  | 2.5   | 0.2   | 14.7    | bc  | 8   | 4000  | 343      | 333                 | 4067              | 341                  | 5.2E9           | 0.99              | 0.04                   |
| 824  | 3.3   | 0.4   | 14.1    | c   | 17  | 1364  | 192      | 192                 | 1364              | 199                  | 9.2E8           | 1.17              | 0.06                   |
| 855  | 2.1   | 0.2   | 15.1    | c   | 6   | 4274  | 296      | 292                 | —                 | —                    | 4.6E9           | 1.06              | 0.05                   |
| 1025 | 2.2   | 0.3   | 14.7    | bc  | 9   | 2332  | 302      | 301                 | 2381              | 326                  | 1.8E9           | 1.09              | 0.04                   |
| 1049 | 4.3   | 0.5   | 13.5    | cd  | 39  | 1201  | 283      | 286                 | 1211              | 283                  | 1.5E9           | 1.46              | 0.04                   |
| 1081 | 1.8   | 0.2   | 14.0    | m   | 12  | 782   | 118      | 113                 | 786               | 116                  | 1.9E8           | 0.73              | 0.13                   |
| 1118 | 2.1   | 0.2   | 14.9    | d   | 6   | 1042  | 123      | 130                 | —                 | —                    | 1.4E8           | 0.83              | 0.05                   |
| 1224 | 3.3   | 0.4   | 13.1    | d   | 26  | 2830  | 320      | 312                 | 2875              | 331                  | 7.2E9           | 0.68              | 0.08                   |
| 1250 | 2.3   | 0.3   | 14.0    | cd  | 21  | 2885  | 324      | 322                 | 2916              | 329                  | 6.2E9           | 1.36              | 0.09                   |
| 1290 | 2.5   | 0.3   | 13.6    | c   | 30  | 1543  | 284      | 277                 | 1558              | 277                  | 2.1E9           | 1.26              | 0.08                   |
| 1295 | 6.1   | 0.7   | 11.8    | dm  | 70  | 1108  | 302      | 296                 | 1119              | —                    | 2.0E9           | 0.57              | 0.04                   |
| 1403 | 2.0   | 0.2   | 14.7    | cd  | 6   | 1658  | 182      | 176                 | 1652              | 157                  | 4.8E8           | 0.71              | 0.05                   |
| 1421 | 2.5   | 0.3   | 14.0    | dm  | 30  | 1692  | 303      | 304                 | 1703              | 305                  | 2.5E9           | 1.76              | 0.07                   |
| 1500 | 6.5   | 0.7   | 13.0    | bc  | 19  | 1820  | 508      | 498                 | 1836              | 513                  | 2.0E9           | 0.46              | 0.01                   |
| 1504 | 4.8   | 0.3   | 13.8    | d   | 31  | 2161  | 323      | 320                 | 2177              | 334                  | 4.8E9           | 1.57              | 0.05                   |
| 1623 | 2.8   | 0.3   | 12.7    | d   | 14  | 2661  | 269      | 276                 | —                 | —                    | 3.2E9           | 0.25              | 0.06                   |
| 1629 | 2.8   | 0.3   | 14.6    | dm  | 9   | 1393  | 164      | 161                 | 1425              | 154                  | 5.3E8           | 0.94              | 0.05                   |
| 1654 | 5.7   | 0.6   | 13.2    | d   | 39  | 1279  | 317      | 319                 | 1292              | 324                  | 1.9E9           | 1.11              | 0.03                   |
| 1678 | 3.3   | 0.4   | 13.8    | cd  | 24  | 2778  | 265      | 273                 | 2812              | 265                  | 6.4E9           | 1.21              | 0.10                   |
| 1682 | 6.1   | 0.7   | 12.7    | b   | 32  | 2444  | 456      | 454                 | 2474              | 482                  | 6.4E9           | 0.58              | 0.02                   |
| 1700 | 4.3   | 0.3   | 14.3    | dm  | 14  | 657   | 121      | 117                 | 662               | 130                  | 1.0E8           | 1.15              | 0.04                   |
| 1705 | 1.8   | 0.2   | 14.7    | m   | 6   | 1975  | 113      | 127                 | —                 | —                    | 6.8E8           | 0.66              | 0.13                   |
| 1745 | 3.2   | 0.3   | 13.9    | c   | 17  | 2494  | 340      | 332                 | 2525              | 345                  | 3.5E9           | 0.95              | 0.04                   |
| 1747 | 2.9   | 0.3   | 14.4    | cd  | 13  | 2576  | 341      | 339                 | 2608              | 345                  | 2.9E9           | 1.18              | 0.04                   |
| 1876 | 5.0   | 0.7   | 13.2    | cd  | 30  | 978   | 222      | 221                 | 986               | 232                  | 7.7E8           | 0.87              | 0.04                   |
| 1893 | 4.3   | 0.5   | 13.8    | cd  | 20  | 2037  | 258      | 250                 | 2053              | 254                  | 6.7E9           | 1.04              | 0.08                   |
| 1937 | 1.7   | 0.2   | 14.6    | dm  | 8   | 1277  | 118      | 137                 | 1301              | —                    | 3.1E8           | 0.78              | 0.09                   |
| 1986 | 3.5   | 0.4   | 13.3    | dm  | 30  | 1310  | 197      | 192                 | 1383              | —                    | 1.5E9           | 0.93              | 0.10                   |
| 2002 | 3.2   | 0.3   | 13.4    | c   | 16  | 2965  | 365      | 368                 | 3030              | —                    | 5.1E9           | 0.55              | 0.04                   |
| 2162 | 2.4   | 0.3   | 14.3    | m   | 22  | 1780  | 187      | 191                 | 1796              | 192                  | 2.2E9           | 1.82              | 0.15                   |
| 2308 | 2.6   | 0.2   | 14.4    | b   | 14  | 2581  | 222      | 222                 | 2632              | —                    | 3.2E9           | 1.25              | 0.10                   |

Таблица 1 (окончание)

| 1    | 2    | 3   | 4    | 5  | 6  | 7    | 8   | 9   | 10   | 11  | 12     | 13   | 14   |
|------|------|-----|------|----|----|------|-----|-----|------|-----|--------|------|------|
| 2315 | 11.5 | 1.5 | 11.2 | d  | 88 | 1114 | 295 | 290 | 1121 | 306 | 3.5E9  | 0.41 | 0.03 |
| 2399 | 2.5  | 0.2 | 14.8 | dm | 18 | 2241 | 242 | 240 | 2258 | 237 | 3.2E9  | 2.25 | 0.10 |
| 2419 | 1.6  | 0.2 | 15.6 | m  | 3  | 1106 | 89  | 92  | 1116 | 95  | 1.3E8  | 0.84 | 0.10 |
| 2425 | 2.5  | 0.3 | 14.6 | cd | 18 | 2800 | 287 | 293 | 2839 | —   | 5.5E9  | 1.96 | 0.09 |
| 2429 | 3.8  | 0.3 | 14.2 | dm | 15 | 1482 | 249 | 254 | 1487 | 251 | 1.1E9  | 1.15 | 0.03 |
| 2432 | 1.9  | 0.2 | 15.3 | m  | 7  | 1585 | 138 | 135 | 1605 | 146 | 6.1E8  | 1.38 | 0.11 |
| 2441 | 3.1  | 0.4 | 14.4 | bc | 16 | 3762 | 414 | 420 | 3804 | 418 | 9.2E9  | 1.48 | 0.04 |
| 2449 | 8.0  | 1.1 | 12.1 | dm | 82 | 740  | 110 | 108 | 744  | 114 | 1.0E9  | 0.91 | 0.18 |
| 2501 | 3.5  | 0.5 | 13.6 | cd | 10 | 2728 | 290 | 283 | 2758 | 307 | 2.8E9  | 0.44 | 0.03 |
| 2541 | 2.9  | 0.3 | 13.2 | cd | 12 | 2622 | 262 | 266 | 2671 | 275 | 2.7E9  | 0.35 | 0.05 |
| 2579 | 9.9  | 1.2 | 11.5 | bc | 75 | 1491 | 504 | 493 | 1502 | 507 | 5.5E9  | 0.44 | 0.02 |
| 2603 | 12.2 | 1.3 | 11.0 | dm | 17 | 825  | 133 | 130 | 826  | 136 | 2.4E9  | 0.69 | 0.18 |
| 2652 | 1.4  | 0.1 | 16.0 | d  | 8  | 1872 | 117 | 118 | 1892 | 133 | 9.5E8  | 2.98 | 0.27 |
| 2682 | 6.1  | 0.8 | 12.7 | b  | 45 | 2641 | 472 | 459 | 2664 | 477 | 1.2E10 | 0.80 | 0.03 |
| 2693 | 2.3  | 0.3 | 14.2 | dm | 39 | 2878 | 286 | 301 | 2914 | 311 | 1.1E10 | 2.86 | 0.19 |
| 2731 | 5.5  | 0.7 | 13.2 | d  | 49 | 1529 | 235 | 233 | 1540 | 245 | 4.3E9  | 1.37 | 0.09 |
| 2860 | 3.7  | 0.5 | 13.6 | cd | 29 | 2185 | 221 | 246 | 2201 | 226 | 5.3E9  | 1.20 | 0.10 |
| 2895 | 2.6  | 0.4 | 14.2 | d  | 10 | 3747 | 261 | 264 | 3789 | 259 | 5.4E9  | 0.69 | 0.07 |
| 2906 | 1.5  | 0.1 | 15.9 | dm | 6  | 2485 | 158 | 152 | 2515 | —   | 1.4E9  | 1.99 | 0.16 |
| 2928 | 3.2  | 0.2 | 14.7 | d  | 12 | 1999 | 154 | 165 | 2021 | 145 | 2.0E9  | 1.39 | 0.11 |
| 2937 | 10.9 | 1.0 | 10.7 | c  | 97 | 521  | 162 | 156 | 522  | 177 | 4.5E8  | 0.28 | 0.05 |
| 3021 | 4.3  | 0.4 | 13.8 | c  | 21 | 1897 | 247 | 251 | 1913 | 250 | 3.3E9  | 1.03 | 0.06 |
| 3041 | 1.2  | 0.2 | 15.1 | d  | 14 | 2190 | 120 | 123 | 2199 | 111 | 2.6E9  | 2.45 | 0.62 |
| 3079 | 2.8  | 0.2 | 13.8 | cd | 25 | 5314 | 499 | 493 | 5427 | 511 | 2.8E10 | 1.30 | 0.07 |
| 3111 | 5.7  | 0.6 | 12.9 | c  | 29 | 2026 | 360 | 348 | 2045 | —   | 5.2E9  | 0.65 | 0.03 |
| 3238 | 5.0  | 0.4 | 12.5 | d  | 46 | 1482 | 224 | 221 | 1508 | 226 | 3.4E9  | 0.70 | 0.10 |
| 3428 | 3.7  | 0.4 | 13.7 | cd | 16 | 3146 | 271 | 270 | 3182 | 287 | 6.4E9  | 0.73 | 0.07 |
| 3437 | 2.7  | 0.3 | 14.3 | d  | 13 | 1831 | 187 | 188 | 1841 | 191 | 1.7E9  | 1.09 | 0.09 |
| 3489 | 3.3  | 0.2 | 14.6 | cd | 23 | 1903 | 253 | 249 | 1928 | 255 | 3.2E9  | 2.36 | 0.08 |
| 3561 | 2.3  | 0.2 | 15.2 | cd | 12 | 2800 | 250 | 244 | 2837 | 247 | 4.0E9  | 2.25 | 0.10 |
| 3711 | 2.9  | 0.3 | 14.5 | cd | 15 | 3244 | 273 | 267 | 3260 | 275 | 6.4E9  | 1.48 | 0.09 |
| 3724 | 2.8  | 0.3 | 14.6 | d  | 11 | 1769 | 163 | 159 | 1791 | 175 | 1.3E9  | 1.25 | 0.10 |
| 3753 | 1.5  | 0.3 | 15.7 | dm | 6  | 2909 | 203 | 198 | 2931 | —   | 2.5E9  | 1.77 | 0.12 |
| 3793 | 2.4  | 0.3 | 14.8 | c  | 10 | 3352 | 348 | 342 | 3395 | 360 | 5.1E9  | 1.22 | 0.05 |
| 3846 | 3.5  | 0.3 | 15.0 | c  | 17 | 2969 | 312 | 308 | 3014 | —   | 7.3E9  | 2.52 | 0.06 |
| 3854 | 2.4  | 0.2 | 15.2 | c  | 9  | 2239 | 166 | 165 | 2270 | 171 | 1.9E9  | 1.65 | 0.12 |
| 3895 | 1.6  | 0.2 | 15.8 | dm | 4  | 2644 | 98  | 94  | 2657 | —   | 1.3E9  | 1.29 | 0.30 |
| 3896 | 2.6  | 0.2 | 15.0 | c  | 19 | 1693 | 136 | 141 | 1693 | 137 | 2.0E9  | 2.99 | 0.22 |
| 3908 | 4.9  | 0.6 | 13.4 | cd | 48 | 1719 | 363 | 355 | 1746 | 361 | 5.2E9  | 1.64 | 0.05 |
| 3915 | 2.2  | 0.2 | 15.0 | cd | 7  | 2881 | 205 | 198 | 2921 | 206 | 2.5E9  | 1.13 | 0.09 |
| 3916 | 2.0  | 0.2 | 15.2 | cd | 14 | 2743 | 209 | 225 | 2783 | 224 | 4.5E9  | 2.68 | 0.15 |
| 3935 | 2.9  | 0.3 | 14.5 | dm | 18 | 1774 | 79  | 116 | 1808 | 146 | 2.6E9  | 1.76 | 0.32 |
| 3997 | 2.0  | 0.3 | 14.9 | m  | 8  | 2560 | 190 | 188 | 2588 | 178 | 2.6E9  | 1.16 | 0.12 |
| 3998 | 3.5  | 0.3 | 13.9 | c  | 19 | 2326 | 220 | 211 | 2364 | 219 | 3.9E9  | 1.04 | 0.10 |
| 4013 | 1.8  | 0.2 | 15.3 | dm | 11 | 3151 | 190 | 189 | 3189 | 215 | 5.1E9  | 2.19 | 0.23 |
| 4023 | 1.6  | 0.2 | 15.4 | cd | 20 | 2660 | 207 | 203 | 2693 | 212 | 6.1E9  | 4.56 | 0.33 |
| 4031 | 4.1  | 0.4 | 14.2 | dm | 16 | 920  | 110 | 109 | 929  | —   | 5.8E8  | 1.14 | 0.12 |
| 4050 | 2.3  | 0.3 | 14.7 | ab | 14 | 5766 | 367 | 355 | 5888 | 405 | 2.1E10 | 1.75 | 0.11 |
| 4152 | 2.3  | 0.2 | 15.7 | cd | 10 | 3171 | 183 | 202 | 3197 | —   | 4.1E9  | 3.04 | 0.13 |
| 4156 | 5.5  | 0.6 | 13.3 | b  | 39 | 2807 | 534 | 524 | 2843 | 546 | 1.3E10 | 1.30 | 0.03 |
| 4170 | 2.6  | 0.3 | 14.5 | d  | 11 | 1473 | 248 | 240 | 1489 | 239 | 1.0E9  | 1.07 | 0.04 |
| 4177 | 5.1  | 0.7 | 13.3 | d  | 33 | 261  | 91  | 87  | 267  | 93  | 1.3E8  | 1.11 | 0.10 |

определялась, согласно Робертсу [15], выражением

$$M_{25} = 33113 \cdot \langle W \rangle^2 \cdot a \cdot D.$$

При вычислении интегральной светимости галактик мы учитывали поглощение света в нашей Галактике по данным [13], а внутреннее поглощение в самой галактике игнорировали ввиду неопределенности величины этой поправки. Сопоставление данных столбцов 7 и 10 показывает, что средняя квадратичная разность лучевых скоростей по нашим измерениям и данным NED/LEDA составляет  $\sigma(\Delta V) = 29$  км/с, а средняя разность скоростей  $\langle V_{HIPASS} - V_{NED} \rangle = (-28 \pm 3)$  км/с. Аналогичное сравнение оценок ширины линии  $W_{50}$  из столбцов 8 и 11 дает  $\sigma(\Delta W) = 14$  км/с и  $\langle W_{HIPASS} - W_{LEDA} \rangle = (-7 \pm 2)$  км/с. Как видим, погрешности определения лучевой скорости и ширины HI-линий по спектрам HIPASS невелики, хотя и показывают некоторые систематические различия с опубликованными данными.

3. *Обсуждение результатов.* Параметры "слепого" обзора HIPASS (собирающая поверхность телескопа, время накопления) таковы, что обзор детектирует менее 5% галактик каталога RFGC. Разумеется, коэффициент детектирования зависит от видимой величины и/или углового диаметра галактик. На рис.2 представлено распределение RFGC-галактик по видимым величинам  $B_i^c$ . Штриховкой выделены галактики, детектированные в HIPASS. Как видно из этой гистограммы, относительное число объектов с HIPASS-эмиссией быстро падает с ростом видимой величины, и 50% уровень детектирования соответствует  $B_i^c = 14^m.5$ . Аналогичное распределение по угловым диаметрам показывает, что половина RFGC-галактик детектируется в HIPASS при угловом диаметре  $a = 2'.9$ . Однако вероятность детектирования в HI зависит не только от видимой величины галактики, но также от ее морфологического типа. На

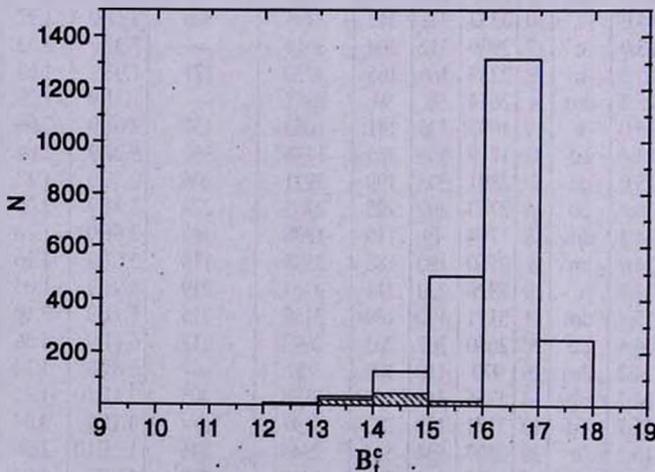


Рис.2. Распределение числа южных RFGC-галактик по видимым величинам. Штриховкой отмечены объекты, детектированные в HIPASS.

рис.3 показано распределение RFGC-галактик в зоне HIPASS по морфологическим типам. Штриховка на нем соответствует объектам табл.1. Для спиральных галактик более ранних типов {Sab, Sb, Sbc, Sc} уровень

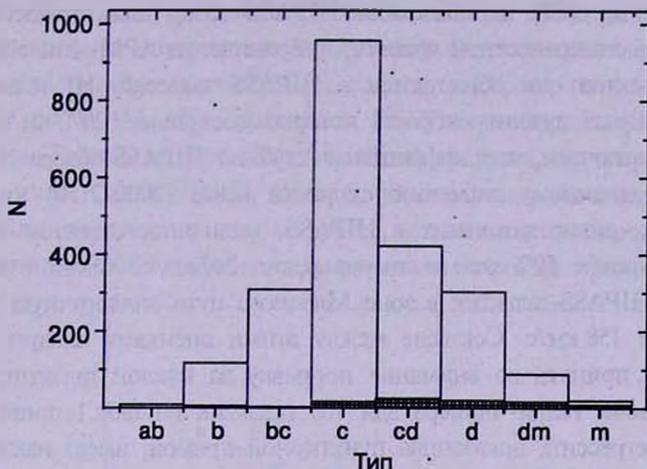


Рис.3. Распределение числа южных галактик по морфологическим типам. Объекты, детектированные в HIPASS, заштрихованы.

детектирования равен всего 2%. Для поздних типов {Scd, Sd} относительное число детектированных галактик возрастает до 5-7%, а у иррегулярных галактик типа Sdm и Sm уровень детектирования повышается, соответственно, до 22% и 41%. Распределение 103 галактик из табл.1 по измеренным скоростям и ширинам линии HI приведено на рис.4. Наблюдаемая слабая положительная корреляция между  $W_{50}$  и  $V_h$  отражает эффект селекции галактик по светимости с расстоянием, характерный для выборок, ограниченных видимой величиной  $B_i$  или предельным потоком  $S$ . Медианное значение лучевой скорости для

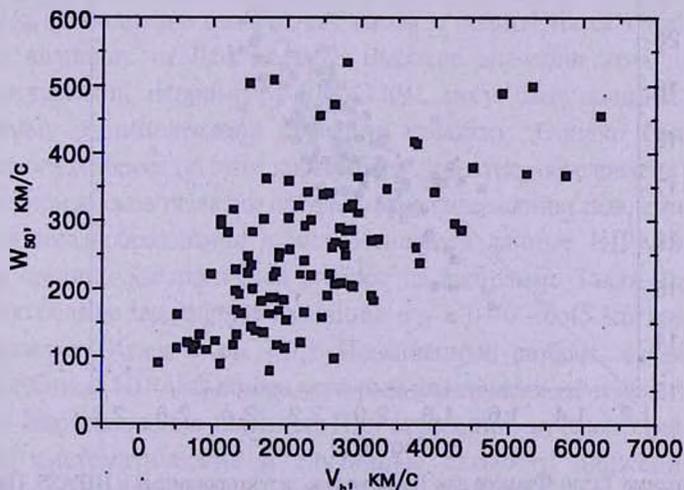


Рис.4. Распределение 103 детектированных в HIPASS галактик по измеренной лучевой скорости и ширине линии HI.

детектированных галактик составляет  $+2037$  км/с. Близкое к этому медианное значение лучевой скорости,  $+2150$  км/с, получили Хеннинг и др. [16] для 110 галактик, детектированных обзором HIPASS в зоне южного Млечного пути. Дэвис и др. [17] использовали HIPASS-обзор для отождествления галактик низкой поверхностной яркости, выбранных из APM-каталога. Среди 2435 таких объектов они обнаружили в HIPASS эмиссию HI только у 26 галактик, медианная лучевая скорость которых составила  $+2070$  км/с. Таким образом, мы заключаем, что эффективная глубина HIPASS-обзора невелика, достигая по медианному значению скорости всего (2000-2150) км/с. Для RFGC-галактик, детектированных в HIPASS, медианное значение ширины линии HI на уровне 50% от максимума равно 242 км/с. Хеннинг и др.[16] получили для HIPASS-галактик в зоне Млечного пути аналогичную медиану ширины линии 158 км/с. Согласие между этими оценками следует считать хорошим, если принять во внимание поправку за наклон галактик к лучу зрения. Диаграмма Талли-Фишера для 103 галактик из табл.1 приведена на рис.5. Линия регрессии, показанная пунктирной прямой, имеет наклон  $-5.45 \pm 0.4$ . Относительно нее дисперсия абсолютных величин составляет  $0^m.74$ . Сплошной прямой на рисунке показана стандартная регрессия для произвольно ориентированных спиральных галактик по данным Краан-Кортевег [18]. Ее наклон равен  $6.70 \pm 0.3$ . Различие нуль-пунктов указывает на то, что среднее внутреннее поглощение у плоских галактик, наблюдаемых с ребра, составляет в  $B$ -полосе величину  $\Delta B_i = 1^m.5$ , или 4 раза по светимости. Наблюдаемое различие в наклонах легко объяснимо, если внутреннее поглощение в гигантских спиральных системах сильнее, чем в карликовых системах, как это предполагали Талли и др. [19] и Дживанелли и др. [20]. На рис.6 представлено распределение детектированных в HIPASS-галактик по глобальным параметрам: отношению

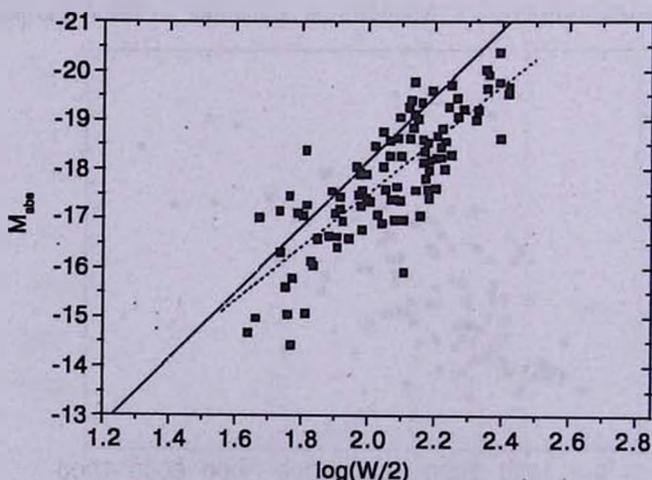


Рис.5. Диаграмма Талли-Фишера для 103 галактик, детектированных в HIPASS. Пунктирная прямая соответствует линейной регрессии для них. Сплошная прямая изображает линейную регрессию для произвольно ориентированных галактик согласно данным [18].

водородной массы к светимости и отношению водородной массы к полной массе (в пределах стандартной изофоты). Медианное значение  $M_{\text{HI}}/L_{\text{B}}$  для этой выборки равно  $1.2 M_{\odot}/L_{\odot}$ , что заметно выше аналогичных значений (0.2-0.5)  $M_{\odot}/L_{\odot}$  для спиральных галактик поздних типов у Робертс и Хайнес [21]. Однако учет внутреннего поглощения света в галактиках, видимых с ребра, ослабляющего светимость в среднем в 2 раза, понижает медианную величину до  $0.7 M_{\odot}/L_{\odot}$ , уравнивая RFGC-галактики с обычными Sc-Sd спиральями. Распределение объектов нашей выборки по второму параметру,  $M_{\text{HI}}/M_{25}$ , имеет медиану 0.079, характерную для спиральных галактик поздних типов. Как следует из данных рис.6, отношение водородной массы к светимости у RFGC-галактик варьируется в широких пределах: от 0.25 до

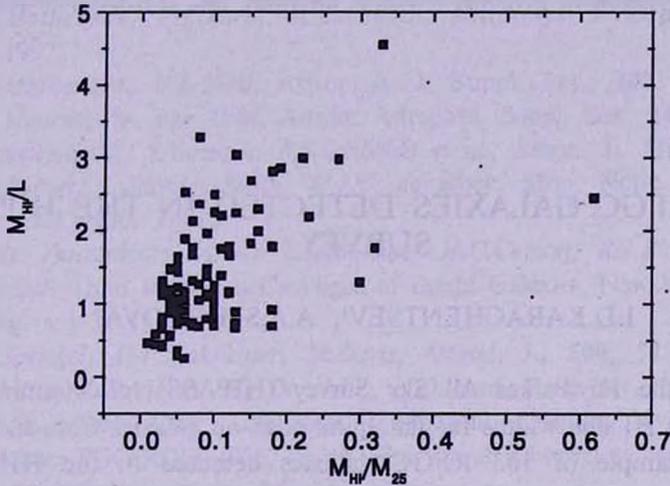


Рис.6. Распределение детектированных галактик по отношению водородной массы к светимости и отношению водородной массы к полной массе в солнечных единицах.

$4.56 M_{\odot}/L_{\odot}$ . Отношение водородной массы к полной массе также охватывает широкий диапазон: от 0.01 до 0.62. Высокие значения этих параметров у некоторых галактик, например, у RFGC 3041, могут быть вызваны попаданием в диаграмму радиотелескопа соседних галактик. Однако большая часть наблюдаемого разброса по этим параметрам, вероятно, обусловлена физическим разнообразием дисков галактик по удельному содержанию газа, которое зависит от темпов звездообразования в них. Используя данные HIPASS-обзора, мы получили средний квадратичный разброс на диаграмме Талли-Фишера  $0^{\text{m}}.74$ , что заметно больше характерной величины  $\sigma_M = 0.40 - 0.45$  для других выборок RFGC-галактик (Кудря и др. [22]). Повышенный разброс, очевидно, связан с малой глубиной HIPASS-обзора, который фактически не выходит за пределы Местного сверхскопления галактик. При медианной лучевой скорости обзора 2037 км/с систематические и случайные скорости движения галактик существенно влияют на вид диаграммы Талли-Фишера.

В заключение отметим, что результативность HIPASS-обзора оказалась

относительно низкой: среди 103 южных галактик из каталога RFGC, детектированных в HIPASS, добавилось всего 13 галактик с новыми оценками ширины  $W$ , из которых только 4 объекта не имели ранее измеренных лучевых скоростей.

Результаты, обсуждаемые в этой статье, получены на Паркском радиотелескопе, который является частью Телескопа Австралии под управлением CSIRO. В статье использована база данных NASA/IPAC (NED) и Лионская внегалактическая база данных LEDA. Авторы признательны Анастасии Боярчук за помощь в работе.

<sup>1</sup> Специальная астрофизическая обсерватория РАН, e-mail: [ikar@luna.sao.ru](mailto:ikar@luna.sao.ru)

<sup>2</sup> Государственный астрономический институт им. П.К.Штернберга, Россия

## FLAT RFGC GALAXIES DETECTED IN THE HIPASS SURVEY

I.D.KARACHENTSEV<sup>1</sup>, A.A.SMIRNOVA<sup>2</sup>

We use the HI Parkes All Sky Survey (HIPASS) to determine radial velocities and HI line widths for flat spiral edge-on galaxies from the RFGC catalog. A sample of 103 RFGC galaxies detected in the HIPASS is characterized with the median radial velocity +2037 km/s and the median line width 242 km/s. The 50% level of detection in the HIPASS corresponds to an apparent magnitude of  $B_r = 14^m.5$  or apparent angular diameter of 2'.9. A relative number of detected galaxies increases from 2% for the morphological types Sbc, Sc till to 41% for the Sm type. The median value of the hydrogen mass-to-total mass ratio for the detected objects is 0.079. After correction for the mean internal extinction,  $\langle \Delta B_r \rangle = 0^m.75$ , derived for the edge-on galaxies, their median hydrogen mass-to-luminosity ratio is  $M_{HI}/L_B = 0.74 M_\odot/L_\odot$ , which is typical for the late type spirals. Being rather shallow, the HIPASS reveals only a few RFGC galaxies, whose radial velocities and HI line widths have been unknown before.

Key words: *galaxies:spirals - galaxies:radial velocities - galaxies:general*

## ЛИТЕРАТУРА

1. *I.D.Karachentsev, V.E.Karachentseva, S.L.Parnovsky*, *Astron. Nachr.*, **314**, 97 (FGC), 1993.
2. *I.D.Karachentsev, V.E.Karachentseva, Yu.N.Kudrya, M.E.Sharina, S.L.Parnovsky*, *Bull. Spec., Astrophys. Observ.*, **47**, 5 (RFGC), 1999.
3. *I.D.Karachentsev*, *Astron. J.*, **97**, 1566, 1989.
4. *R.Giovanelli, E.Avera, I.D.Karachentsev*, *Astron. J.*, **114**, 122, 1997.
5. *Д.И.Макаров, А.Н.Буренков, Н.В.Тюрина*, *Письма в Астрон. ж.*, **25**, 706, 1999.
6. *Д.И.Макаров, А.Н.Буренков, Н.В.Тюрина*, *Письма в Астрон. ж.*, **27**, 250, 2001.
7. *D.S.Mathewson, V.L.Ford, M.Buchhorn*, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, **81**, 97, 1992.
8. *D.S.Mathewson, V.L.Ford*, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, **107**, 97, 1996.
9. *L.D.Matthews, W. van Driel*, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, **143**, 421, 2000.
10. *L.Staveley-Smith, S.Yuraszek, B.S.Koribalski et al.*, *Astron. J.*, **116**, 2717, 1998.
11. *D.G.Barnes, L.Staveley-Smith, W.J.C. de Block*, *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **322**, 486, 2001.
12. *G. de Vaucouleurs, A. de Vaucouleurs, H.C.Corwin, R.J.Buta, G.Paturel, P.Fouqué*, *Third Reference Catalogue of Bright Galaxies*, New-York, Springer-Verlag, v.1-3, 1991.
13. *D.J.Schlegel, D.P.Finkbeiner, M.Davis*, *Astron. J.*, **500**, 525, 1998.
14. *G.Paturel, L.Bottinelli, H. Di Nella, N.Durand, R.Garnier, L.Gouguenheim, M.C.Marthinnet, C.Petit, J.Rousseau, G.Theureau, I.Vauglin*, *Principal Galaxy Catalogue: PGC-ROM 1996*, (Saint-Genis Laval: Observatoire de Lyon), 1996.
15. *M.S.Roberts*, *Astron. J.*, **74**, 859, 1969.
16. *P.A.Henning, L.Staveley-Smith, R.D.Ekers et al.*, *astrop-ph/0003245*, 2000.
17. *J.I.Davies, W.J.C. de Block, R.M.Smith et al.*, *astro-ph/01099087*, 2001.
18. *R.C.Kraan-Korteweg et al.*, *Astrophys. J.*, **331**, 620, 1998.
19. *R.B.Tully, M.J.Pierce, Jia-Sheng Huang et al.*, *Astron. J.*, **115**, 2264, 1998.
20. *R.Giovanelli, M.P.Haynes, J.J.Salzer et al.*, *Astron. J.*, **107**, 2036, 1994.
21. *R.Giovanelli, M.P.Haynes*, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, **32**, 115, 1994.
22. *Ю.Н.Кудря, В.Е.Караченцева, И.Д.Караченцев, С.Л.Парновский*, *Письма в Астрон. ж.*, **23**, 728, 1997.

УДК: 524.74

СПЕКТРАЛЬНЫЕ НАБЛЮДЕНИЯ НОВЫХ ГАЛАКТИК  
С УФ-ИЗБЫТКОМ. III

М.А.КАЗАРЯН, Э.Л.КАРАПЕТЯН

Поступила 10 апреля 2002

Принята к печати 10 сентября 2002

Приведены результаты спектрального наблюдения 23 галактик с УФ-избытком из списков Казаряна. Спектры получены на 2.6-м телескопе Бюраканской обсерватории камерой Вуи FOSC-2. При наблюдении были использованы две гризмы - "красная" и "зеленая". В спектрах 21 галактики наблюдаются эмиссионные линии.

1. *Введение.* Систематические спектральные наблюдения галактик из списков Казаряна (Kaz) начались на 6-м телескопе САО АН России с 1979г. Некоторые результаты этих наблюдений опубликованы в работах [1,2]. В них приводятся данные о 83 галактиках. В дальнейшем они наблюдались разными методами, в разных диапазонах спектра во многих обсерваториях мира. Многие из них оказались очень интересными объектами. Среди них наиболее интересными являются Kaz 102 [3,4] и Kaz 163 [5,6].

До настоящего времени получены спектры примерно 320 галактик с УФ-избытком из списков Казаряна, что составляет 55.2% их общего числа [7-11].

В настоящей работе приводятся данные спектральных наблюдений 23 галактик с УФ-избытком, взятых из работ [7,9,10].

2. *Наблюдательный материал.* Наблюдения проводились в первичном фокусе на 2.6-м телескопе Бюраканской обсерватории со спектральной камерой Вуи FOSC-2. При наблюдении были использованы две гризмы, "красная" и "зеленая". Использован также детектор CCD типа Томпсона(1060x1028). Дисперсии камеры при этих гризмах  $2.1 \text{ \AA}/\text{pix}$  и  $2.7 \text{ \AA}/\text{pix}$  соответственно.

Получены 60 спектров для 23 галактик с 4 по 8 марта 1999г. и 20 апреля 2001г. Щель камеры имела высоту  $5'$ , а ее ширина составляет  $2''$ . При всех наблюдениях щель имела одно и то же направление: север-юг. В табл.1 приведены сведения о наблюдениях. Спектры всех галактик, кроме Kaz 56 и Kaz 249, были получены с "красной" гризмой, охватывающей интервал  $\lambda\lambda 7500 - 5400 \text{ \AA}$ . Для галактик Kaz 56 и Kaz 249 спектры получены с "зеленой" гризмой, которая практически охватывает

## СВЕДЕНИЯ О СПЕКТРАЛЬНЫХ НАБЛЮДЕНИЯХ

| Галактика | Дата наблюдения | Продолж. экспозиции | Количество спектров (в мин) | Галактика     | Дата наблюдения | Продолж. экспозиции (в мин) | Количество спектров |
|-----------|-----------------|---------------------|-----------------------------|---------------|-----------------|-----------------------------|---------------------|
| Kaz 51    | 04.03.99        | 15                  | 1                           | Kaz 379       | 05.03.99        | 20                          | 1                   |
| -//-      | -//-            | 20                  | 1                           | -//-          | -//-            | 40                          | 1                   |
| -//-      | 20.04.01        | 10                  | 1                           | Kaz 380       | -//-            | 40                          | 2                   |
| -//-      | -//-            | 20                  | 1                           | Kaz 387       | -//-            | 20                          | 2                   |
| Kaz 52    | 04.03.99        | 10                  | 1                           | Kaz 390       | 06.03.99        | 10                          | 1                   |
| -//-      | -//-            | 15                  | 1                           | -//-          | -//-            | 20                          | 1                   |
| Kaz 53    | 05.03.99        | 5                   | 1                           | Kaz 390 (I)   | -//-            | 20                          | 2                   |
| Kaz 54    | 04.03.99        | 10                  | 2                           | Kaz 390 (II)  | -//-            | 20                          | 2                   |
| Kaz 56    | 20.04.01        | 20                  | 1                           | Kaz 390 (III) | -//-            | 20                          | 2                   |
| -//-      | -//-            | 40                  | 1                           | Kaz 390 (IV)  | -//-            | 20                          | 2                   |
| Kaz 60    | 08.03.99        | 10                  | 2                           | Kaz 390 (V)   | -//-            | 20                          | 2                   |
| Kaz 61    | 06.03.99        | 20                  | 2                           | Kaz 395       | -//-            | 30                          | 1                   |
| Kaz 243   | 04.03.99        | 20                  | 2                           | -//-          | -//-            | 50                          | 1                   |
| Kaz 244   | -//-            | 20                  | 2                           | Kaz 396       | -//-            | 50                          | 1                   |
| Kaz 247   | 08.03.99        | 30                  | 1                           | -//-          | -//-            | 20                          | 1                   |
| -//-      | -//-            | 50                  | 1                           | Kaz 399       | 07.03.99        | 30                          | 1                   |
| Kaz 248   | 04.03.99        | 10                  | 2                           | -//-          | -//-            | 40                          | 1                   |
| -//-      | -//-            | 15                  | 1                           | Kaz 404       | 08.03.99        | 40                          | 1                   |
| Kaz 249   | 20.04.01        | 20                  | 2                           | -//-          | -//-            | 50                          | 1                   |
| -//-      | -//-            | 40                  | 1                           | Kaz 418       | -//-            | 30                          | 1                   |
| Kaz 251   | 07.03.99        | 20                  | 2                           | -//-          | -//-            | 40                          | 1                   |
| Kaz 255   | 08.03.99        | 20                  | 3                           |               |                 |                             |                     |

интервал  $\lambda\lambda 6500 - 4500 \text{ \AA}$ . Для галактики Kaz 51 спектры получены двумя призмами.

3. *Описание спектров.* Спектры обрабатывались по программе "MIDAS". Определены красные смещения ( $z$ ) и абсолютные звездные величины ( $M_v$ ) для галактик, которые приведены в табл.2. Там же приведены их угловые размеры, фотографические звездные величины и СМ- характеристики, взятые из работ [7,9,10].

Из табл.2 видно, что примерно половина изученных галактик имеет сильный УФ-избыток (т.е. баллы 1 и 2), а остальные галактики имеют слабый УФ-избыток (балл 3). В спектрах 21 галактики, кроме Kaz 56 и Kaz 249, наблюдаются эмиссионные линии [SII] $\lambda\lambda 6731, 6717$  и  $H_\alpha$ . В спектрах подавляющего большинства этих же галактик наблюдаются также линии [NII] $\lambda\lambda 6584, 6548$ .

В спектрах 9 галактик линии наклонены, что указывает на вращение галактик. Это число возможно увеличилось бы, если бы щель камеры не была фиксирована на определенное направление, а для каждой галактики

она была направлена по ее большой оси. Из табл.2 видно, что большинство галактик протяженные и имеют большие угловые размеры.

Ниже для каждой галактики приводится более детальное описание

Таблица 2

ДАННЫЕ О ГАЛАКТИКАХ С УФ-ИЗБЫТКОМ

| Галактика | Угловые размеры | $m_{\alpha}$       | СМ-характеристики | $z$    | $M_{\alpha}$        |
|-----------|-----------------|--------------------|-------------------|--------|---------------------|
| Kaz 51    | 20"             | 15 <sup>m</sup> .3 | d3                | 0.0344 | -20 <sup>m</sup> .4 |
| Kaz 52    | 10 x 45         | 15.0               | sd2               | 0.0137 | -18.7               |
| Kaz 53    | 35 x 60         | 15.0               | d2                | 0.0116 | -18.3               |
| Kaz 54    | 16 x 28         | 15.3               | d2                | 0.0143 | -18.5               |
| Kaz 56    | 12 x 45         | 15.2               | sd3               | 0.0264 | -19.9               |
| Kaz 60    | 15 x 30         | 15.1               | d2                | 0.0297 | -20.3               |
| Kaz 61    | 20 x 28         | 15.3               | d2                | 0.0311 | -20.2               |
| Kaz 243   | 17 x 27         | 15.7               | d2                | 0.0288 | -19.6               |
| Kaz 244   | 13 x 20         | 16.0               | d3                | 0.0350 | -19.7               |
| Kaz 247   | 27 x 54         | 16.5               | d3                | 0.0055 | -15.2               |
| Kaz 248   | 20 x 30         | 15.3               | d3                | 0.0310 | -20.2               |
| Kaz 249   | 7 x 11          | 17.0               | d2                | 0.0473 | -19.4               |
| Kaz 251   | 12 x 18         | 16.5               | d3                | 0.0300 | -18.9               |
| Kaz 255   | 13 x 27         | 16.8               | d3                | 0.0305 | -18.7               |
| Kaz 379   | 10 x 20         | 16.7               | d1                | 0.0453 | -19.6               |
| Kaz 380   | 8 x 70          | 17.3               | d2                | 0.0054 | -14.4               |
| Kaz 387   | 13 x 20         | 16.2               | d3                | 0.0361 | -19.6               |
| Kaz 390   | 30 x 135        | 15.5               | d2                | 0.0017 | -13.7               |
| Kaz 395   | 8 x 10          | 16.5               | d2                | 0.0354 | -19.3               |
| Kaz 396   | 22 x 30         | 16.3               | d3                | 0.0046 | -15.0               |
| Kaz 399   | 8 x 60          | 16.5               | d3                | 0.0060 | -15.4               |
| Kaz 404   | 23 x 26         | 17.8               | d3                | 0.0383 | -18.1               |
| Kaz 418   | 20 x 22         | 16.0               | d2                | 0.0384 | -19.9               |

спектра и ориентации ее большой оси относительно направления щели.

Kaz 51 - Эмиссионные линии [SII]λλ6731, 6717, [NII]λλ6584, 6548 и H<sub>α</sub> очень сильные. Высота линии H<sub>α</sub> равна 15" и мало уступает размеру галактики. Это означает, что газовая составляющая охватывает всю галактику. Линия [NII]λ6584 по интенсивности мало уступает интенсивности линии H<sub>α</sub>.

Kaz 52 - Большая ось галактики ориентирована в направлении север-юг, т.е. совпадает с направлением щели. Линии наклонены, что указывает на вращение галактики. Высота линии H<sub>α</sub> равна 18". Линии сравнительно широкие, полуширина линии H<sub>α</sub> примерно 10Å. Такую же ширину имеет [NII]λ6584. Линия NaI λ5893 в спектре галактики наблюдается в поглощении. Эта галактика была изучена также в радиодиапазоне на 21 см [12]. На рис.1 приведен ее спектр.

Kaz 53 - В спектре вышеотмеченные линии сравнительно сильные. Высота H<sub>α</sub> равна 45". Как H<sub>α</sub>, так и [NII]λ6584 по высоте разделяются

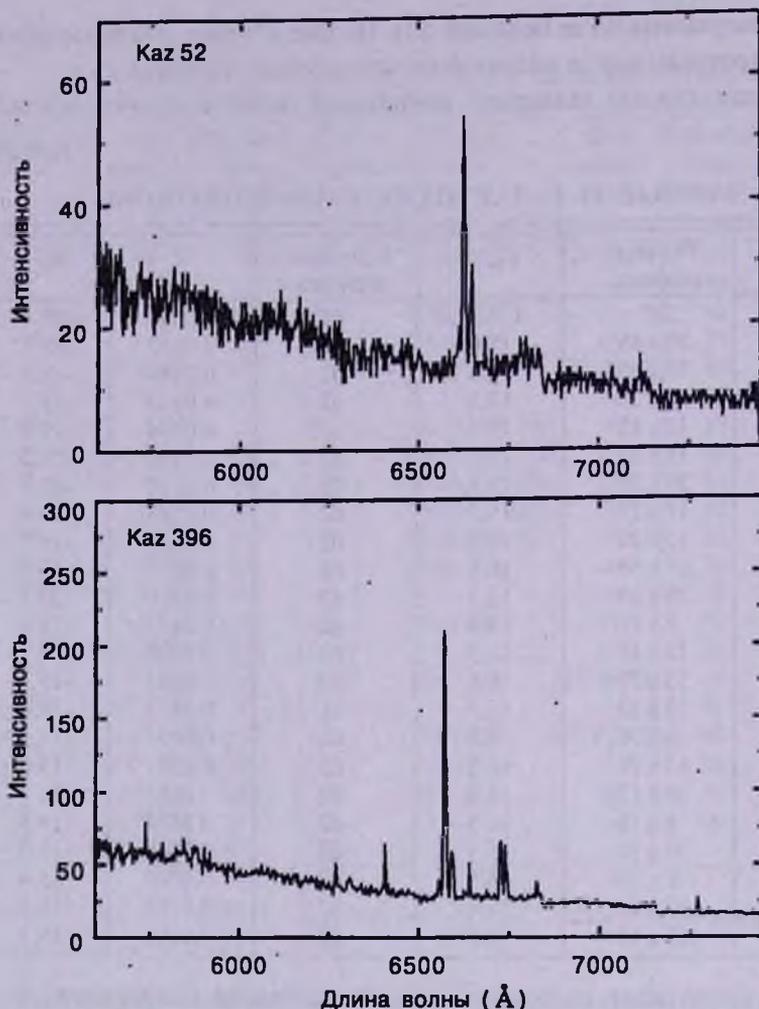


Рис.1. Спектры галактики Kaz 52 и Kaz 396.

на три яркие части. Центральная часть самая яркая, хорошо выделяется на сильном непрерывном спектре и имеет высоту  $7''$ . Линия  $[\text{NII}]\lambda 6584$  по интенсивности мало уступает интенсивности  $\text{H}\alpha$ . Kaz 53 составляет физическую пару с Kaz 52 поблизости красных смещений (0.0116 и 0.0137) и малому угловому расстоянию ( $2'.3$ ) между ними.

*Kaz 54* - Линии наклонены. Высота линии  $\text{H}\alpha$  равна  $16''$ . Интенсивность линии  $[\text{NII}]\lambda 6584$  по сравнению с интенсивностью  $\text{H}\alpha$  довольно слабая, но ее полуширина больше полуширины  $\text{H}\alpha$ . Полуширина  $[\text{NII}]\lambda 6584$  равна примерно  $10\text{\AA}$ , а  $\text{H}\alpha$  -  $7\text{\AA}$ .

*Kaz 56* - Наблюдается сильный непрерывный спектр центральной яркой части галактики, высота которого равна  $8''$ . На нем видна только одна линия, которая, по всей вероятности, является  $\text{NaI}\lambda 5893$ . Ориентация

большой оси галактики относительно направления щели составляет примерно  $5^\circ$ , однако линия  $\text{NaI } \lambda 5893$  не наклонена.

*Kaz 60* - В спектре линия  $\text{H}_\alpha$  очень яркая и имеет высоту  $17''$ . Высота линии  $[\text{NII}] \lambda 6584$   $9''$ , а линии  $[\text{SII}] \lambda \lambda 6731, 6717$  -  $5''$ . Последние две линии сливаются. Линии наклонены.

*Kaz 61* - В спектре  $[\text{SII}] \lambda \lambda 6731, 6717$ ,  $[\text{NII}] \lambda 6584$ ,  $\text{H}_\alpha$ ,  $[\text{NII}] \lambda 6548$  линии очень яркие. По интенсивности линия  $[\text{NII}] \lambda 6584$  мало уступает интенсивности  $\text{H}_\alpha$ . Высота  $\text{H}_\alpha$  составляет  $17''$ . Ориентация большой оси галактики относительно направления щели составляет примерно  $45^\circ$ .

*Kaz 243* - Эмиссионные линии наклонены. Ориентация большой оси галактики составляет с направлением щели  $20^\circ$ . Высота линии  $\text{H}_\alpha$  составляет  $16''.5$ .

*Kaz 244* - Ориентация большой оси галактики составляет примерно  $45^\circ$  с направлением щели. Линии наклонены. Высота линии  $\text{H}_\alpha$  равна  $10''$ . Линии довольно широкие, полуширина  $\text{H}_\alpha$  равна примерно  $11 \text{ \AA}$  без учета полуширины инструментальной системы. Линия  $[\text{NII}] \lambda 6584$  по интенсивности почти не уступает интенсивности линии  $\text{H}_\alpha$ .

*Kaz 247* - В спектре линии слабые.  $\text{H}_\alpha$  и  $[\text{NII}] \lambda 6584$  по интенсивности почти равны. Высота  $\text{H}_\alpha$  составляет  $6''$ .

*Kaz 248* - В спектре наблюдаются все вышеотмеченные эмиссионные линии. Высота  $\text{H}_\alpha$  равна  $5''$ . Наблюдаются также линии поглощения  $\text{NaI } \lambda 5893$  и  $\text{FeI } \lambda 5589$ .

*Kaz 249* - В спектре галактики наблюдаются линии  $[\text{OIII}] \lambda \lambda 5007, 4959$  и  $\text{H}_\beta$ , причем линия  $[\text{OIII}] \lambda 5007$  по интенсивности больше интенсивности  $\text{H}_\beta$ . Все линии широкие. Высота линий  $\text{H}_\beta$  равна  $5''$ .

*Kaz 251* - Ориентация большой оси примерно совпадает с направлением щели. Линии очень яркие и наклонены. Высота линии  $\text{H}_\alpha$  равна  $15''$ , которая мало уступает размеру большой оси. Это говорит о том, что газовая составляющая охватывает всю галактику. Полуширина линии  $\text{H}_\alpha$  составляет примерно  $9 \text{ \AA}$ . Линия  $[\text{NII}] \lambda 6584$  в два раза слабее линии  $\text{H}_\alpha$ .

*Kaz 255* - В спектре линии  $[\text{NII}] \lambda 6584$  и  $\text{H}_\alpha$  слабые и имеют одинаковую интенсивность. Высота  $\text{H}_\alpha$  равна  $5''$ . В спектре наблюдается также линия поглощения  $\text{NaI } \lambda 5893$ .

*Kaz 379* - Галактика имеет очень сильный УФ-избыток. Наблюдается хорошо выраженный непрерывный спектр, который принадлежит центральной яркой части галактики. На спектре этой части наблюдаются слабые линии  $[\text{NII}] \lambda 6584$ ,  $\text{H}_\alpha$  и  $[\text{SII}] \lambda \lambda 6731, 6717$ . Высота линии  $\text{H}_\alpha$  равна  $9''$ , а ее полуширина примерно  $8 \text{ \AA}$ .

*Kaz 380* - Большая ось галактики с направлением щели составляет около  $45^\circ$ . Высота линии  $\text{H}_\alpha$  равна  $7''$ . В спектре линия  $\text{H}_\alpha$  довольно яркая, но  $[\text{NII}] \lambda 6584$  не наблюдается. Линии  $[\text{SII}] \lambda \lambda 6731, 6717$  хорошо видны. По всей вероятности, галактика имеет низковозбужденную газовую

составляющую.

*Каз 387* - Высота линии  $H_{\alpha}$  составляет 15". Она разделена на две части: северную и южную. Северная часть имеет размер 9", а южная - 4". Линии наклонены. Полуширина северной части линии  $H_{\alpha}$  примерно 8Å. В северной части линии [SII]λλ6731 и 6717 разделяются друг от друга, а в южной части сливаются.

*Каз 390* - Галактика имеет самые большие угловые размеры среди изученных галактик, причем ее большая ось была ориентирована почти в направлении щели. Галактика богата сгущениями. Как отмечено в табл.1, для этой галактики были получены 12 спектров. В одном из спектров линия  $H_{\alpha}$  имеет высоту 75" и состоит из пяти частей. Две из этих частей имеют непрерывные спектры и в них, кроме линии  $H_{\alpha}$ , наблюдаются также [NII]λλ6584, 6548, [SII]λλ6731, 6717, которые довольно сильные. В спектрах остальных трех частей наблюдаются только линии  $H_{\alpha}$ , без непрерывного спектра. При получении большинства спектров в щель попадали компактные сгущения. В их спектрах получились сильные линии  $H_{\alpha}$ , [NII]λλ6584, 6548, [SII]λλ6731, 6717. По всей вероятности, эти сгущения являются ассоциациями.

*Каз 395* - В спектре линия  $H_{\alpha}$  яркая и имеет высоту 8". Полуширина  $H_{\alpha}$  равна примерно 8Å. Линия [NII]λ6584 слабая, а другой компонент [NII]λ6584 не виден.

*Каз 396* - Все линии яркие, хорошо выделяется непрерывный спектр ядра. Высота линии  $H_{\alpha}$  21", ее полуширина равна примерно 8Å. Полуширина [NII]λ6584 также равна 8Å. Спектр этой галактики приведен на рис.1.

*Каз 399* - Линия  $H_{\alpha}$  хорошо выделяется в спектре и имеет высоту 30". Ее полуширина равна 8Å, [NII]λλ6584, 6548 не видны, линии [SII]λλ6731, 6717 имеют умеренные яркости. По-видимому, галактика имеет низковозбужденную газовую составляющую.

*Каз 404* - В спектре наблюдаются все вышеотмеченные эмиссионные линии, но слабые. Высота линии  $H_{\alpha}$  равна 5".

*Каз 418* - Все линии яркие, высота линии  $H_{\alpha}$  составляет 15". Линии [NII]λ6584 и [SII]λλ6731, 6717 сливаются с линиями неба. Все линии слегка наклонены.

4. *Обсуждение результатов.* Из табл.2 видно, что красные смещения и абсолютные фотографические звездные величины галактик меняются в широких интервалах, первые из них от 0.0017 до 0.0473, а вторые - от  $-13^m.7$  до  $-20^m.4$ . Самую большую светимость имеет галактика *Каз 390*, а самую высокую - *Каз 51*  $-20^m.4$ . Причем *Каз 390* по угловому размеру большой оси  $-135''$  среди новых галактик с УФ-избытком уступает только *Каз 210*, большая ось которой равна 260". Галактики *Каз 380* и

Kaz 390 имеют светимости сверхассоциаций. Большинство значений светимости лежат в пределах от  $-18^m.1$  до  $-20^m.4$ . Среди изученных галактик имеются такие (Kaz 51, Kaz 244, Kaz 247 и Kaz 255), в спектрах которых интенсивность линии  $[NII]\lambda 6584$  почти не уступает интенсивности линии  $H_{\alpha}$ . По всей вероятности, газовые составляющие этих галактик имеют более высокую возбужденность по сравнению с остальными галактиками. Этот результат будет более уверенным, если получать спектры той части длин волн, куда попадают линии  $[OIII]\lambda\lambda 5007$  и  $4959$ . Из этих четырех галактик Kaz 244 имеет широкую линию  $H_{\alpha}$ , ее полуширина равна  $11\text{\AA}$ . Примерно такую ширину имеет также линия  $H_{\alpha}$  в спектре Kaz 52. У галактики Kaz 54 полуширина линии  $[NII]\lambda 6584$  ( $10\text{\AA}$ ) больше, чем линии  $H_{\alpha}$  ( $7\text{\AA}$ ). Как у этих галактик, так и у остальных в полуширинах не были учтены значения инструментальной полуширины.

Важно отметить те галактики, в спектрах которых высота линии  $H_{\alpha}$  намного больше, чем таковая у линии  $[NII]\lambda 6584$ . Такую особенность имеет Kaz 60, у которой высота  $H_{\alpha}$  равна  $17''$ , а  $[NII]\lambda 6584$  -  $9''$ . Это также говорит о том, что в Kaz 60 имеются разные возбужденности в разных газовых областях. Как было отмечено выше, такой особенностью обладает также газовая составляющая Kaz 390. В этой галактике имеются также такие газовые области, в которых не наблюдается линия  $[NII]\lambda 6584$ , т.е. они в ней являются самыми низко возбужденными областями. Такими особенностями обладают также галактики Kaz 380 и Kaz 399.

Таким образом, хотя изученные галактики, в основном (кроме Kaz 52 и Kaz 56), имеют спектральные характеристики "d", в них идут разные физические процессы. В спектрах некоторых из них интенсивность линии  $[NII]\lambda 6584$  почти равна интенсивности линии  $H_{\alpha}$ , а у некоторых галактик линия  $[NII]\lambda 6584$  вообще не наблюдается. Полуширины линий  $H_{\alpha}$  и  $[NII]\lambda 6584$  в спектрах разных галактик разные. Для выяснения сути этих процессов необходимо, чтобы эти галактики изучались в более широких интервалах длин волн, как было отмечено выше, хотя бы в том интервале, где наблюдаются линии  $[OIII]\lambda\lambda 5007, 4959$ .

Ереванский государственный университет,  
Армения, e-mail: astro@ysu.am

## THE SPECTRAL OBSERVATIONS OF THE NEW GALAXIES WITH UV EXCESS. III

M.A.KAZARIAN, E.L.KARAPETIAN

The results of the spectral observations of 23 galaxies with UV excess are presented. The spectra have been obtained with 2.6-m telescope of the Byurakan Observatory with the camera Byu FOSC-2. Two grizms, "red" and "green" have been used. 21 galaxies show emission lines in the spectra.

Key words: *galaxies:ultraviolet - galaxies:spectra*

## ЛИТЕРАТУРА

1. М.А.Казарян, Э.С.Казарян, *Астрофизика*, **26**, 5, 1987.
2. М.А.Казарян, *Астрофизика*, **27**, 399, 1987.
3. М.А.Казарян, Э.Е.Хачикян, *Астрофизика*, **17**, 661, 1981.
4. A. Treves, H.H.Fink, M.Malkan et al., *Astrophys. J.*, **442**, 589, 1995.
5. М.А.Казарян, *Астрофизика*, **19**, 411, 1983.
6. W.N.Brandt, A.C.Fabian, K.Nandra et al., *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, **271**, 958, 1994.
7. М.А.Казарян, *Астрофизика*, **15**, 5, 1979.
8. М.А.Казарян, *Астрофизика*, **15**, 193, 1979.
9. М.А.Казарян, Э.С.Казарян, *Астрофизика*, **16**, 17, 1980.
10. М.А.Казарян, Э.С.Казарян, *Астрофизика*, **18**, 512, 1982.
11. М.А.Казарян, Э.С.Казарян, *Астрофизика*, **19**, 213, 1983.
12. V.S.Tamazian, E.Theurean, N.Condreau-Durand, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, **126**, 471, 1997.

УДК: 524.7

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ГАЛАКТИК ОТНОСИТЕЛЬНО  
НАПРАВЛЕНИЯ ПЕРЕМЫЧЕК SB-ГАЛАКТИК

Г.А.АРУТЮНЯН, А.Т.КАЛЛОГЛЯН

Поступила 5 июня 2002

Исследовано окружение 75 активных SB-галактик. С достаточно высокой степенью достоверности показано, что в направлении перемычки наблюдается больше галактик, чем в остальных направлениях. Сделан вывод, что это может быть следствием галактикообразовательной активности этих галактик. Отмечается, что традиционно обсуждается вопрос влияния окружения на галактику, хотя есть много свидетельств о том, что благодаря активности галактик формируется их окружение.

1. *Введение.* В течение десятилетий внутренние особенности галактик с перемычкой, как фотометрические, так и кинематические, исследовались достаточно интенсивно и многосторонне. По общепринятому в настоящее время мнению, внутренняя динамика спиральных галактик данного подтипа во многом определяется наличием перемычки. В ядерных областях галактик с перемычкой имеются очаги звездообразования в виде "горячих пятен". Известно также, что процесс звездообразования в SB-галактиках происходит намного более интенсивно, чем в обычных спиральных галактиках.

В серии работ Каллогляна и Кандаляна (см., например, [1,2]) сравнительному статистическому исследованию подвергались галактики с перемычкой и без перемычки, используя при этом данные, полученные в широком диапазоне спектра от рентгеновских лучей до радиоволн. Получены как сходства, так и различия между этими двумя главными типами спиральных галактик. При этом выявленные различия были объяснены более интенсивным звездообразовательным процессом, происходящим в галактиках с перемычкой.

Можно полагать, что наблюдаемые явления и структуры в галактиках с перемычкой должны быть результатом активности соответствующих галактик. Еще в 1964г. на XIII Сольвейской конференции Амбарцумян [3] выдвинул предположение о выбросе вещества перемычек из ядер SB-галактик, считая такие выбросы еще одной формой активности ядер. Если это так, то, по всей видимости, эта активность может оказаться рекуррентной. При этом, согласно концепции Амбарцумяна, из ядер могут выбрасываться также и целые галактики.

В этом отношении представляет интерес исследование окружения

галактик. Аналогичные исследования с целью обнаружения влияния окружения на эволюционные процессы галактик были выполнены неоднократно. В данном случае нас интересует окружение галактик с перемычкой. В работе [4] Каллогляном было показано, что в скоплении Virgo карликовые галактики низкой светимости чаще встречаются вокруг SB-галактик, чем вокруг обычных спиралей без перемычки. Работа Каллогляна и Арутюняна [5] была посвящена исследованию распределения галактик вокруг SB и SA спиралей в скоплениях Дева и Печь. В частности, оказалось, что яркие SB-галактики в парах встречаются чаще, чем представители SA-типа. При этом слабые SB-галактики более часто являются первыми соседями самих галактик с перемычкой. В работе [6] было показано, что ближайшие соседи галактик с перемычкой, в среднем, находятся существенно ближе к центральным SB-галактикам, чем ближайшие соседи к своим центральным SA-галактикам.

В настоящей работе мы поставили цель исследовать распределение окружающих галактик относительно направления перемычки. Были выбраны галактики с перемычкой с ультрафиолетовым континуумом из списков Маркаряна, часть которых является галактиками типа Сейферта, а другая, более многочисленная часть, галактиками с вспышкой звездообразования. С этой целью был исследован список, приведенный в работе Шапелона и др. [7].

2. *Отбор окружающих галактик.* Из электронного каталога NED<sup>1</sup> были выписаны экваториальные координаты всех галактик, независимо от их индивидуальных параметров, расположенных внутри круга радиусом

$$\alpha = \arctg(0.5/D) \quad (1)$$

вокруг каждой из ярких галактик Маркаряна с перемычкой из списка Шапелона и др. [7], где  $D$  - расстояние данной галактики в Мегапарсеках. При этом в составленных нами списках соответствующие галактики были пронумерованы в порядке их удаления от центральной галактики. Затем были определены угловые расстояния каждой из этих галактик от северного направления, т.е. позиционный угол каждой линии, соединяющей центральную галактику с данной галактикой.

С другой стороны, в списке Шапелона и др. [7], наряду с другими параметрами, приводятся также позиционные углы больших осей галактик, а также разница между позиционными углами направлений перемычки и большой оси соответствующей галактики. Нетрудно видеть, что с помощью этих данных легко могут быть вычислены позиционные углы самих перемычек. Далее, имея позиционные углы перемычек центральных

<sup>1</sup> Внегалактическая база данных NASA/IPAC (NED) функционирует Лабораторией реактивного движения, Калифорнийским технологическим институтом, по контракту с Национальным управлением авиации и космических исследований.

галактик и галактик окружения, мы исследовали распределение последних относительно направления перемычки. С этой целью круг вокруг каждой центральной галактики был разделен на три сектора по 60°, биссектрисы двух из которых совпадают с направлениями перемычки и перпендикуляра к перемычке (рис.1).

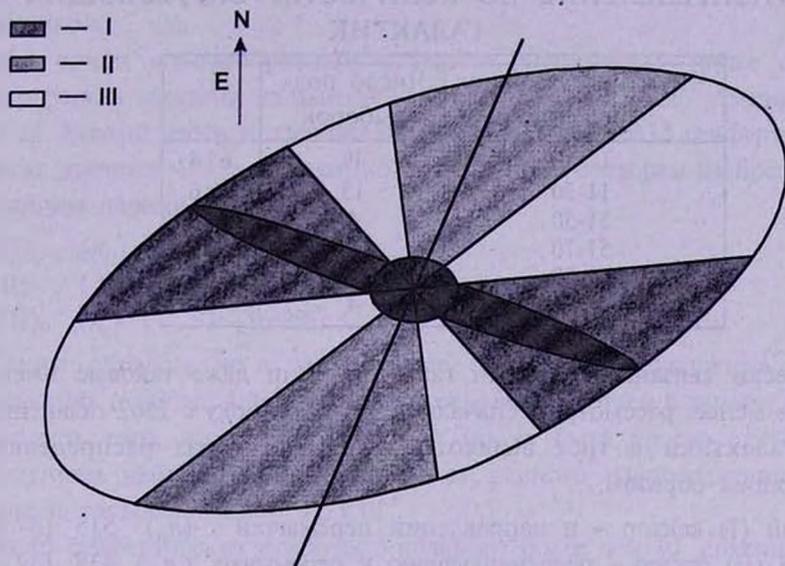


Рис.1. Схематическое изображение секторов относительно направления перемычки, в которых произведены подсчеты галактик.

**3. Результаты.** Вокруг некоторой части рассматриваемых SB-галактик в радиусе (1) вообще не оказалось галактик. Поэтому всего рассматривалось окружение 75 галактик с ультрафиолетовым континуумом, приведенных в работе [7]. Распределение этих галактик по признакам активности следующее:

| Тип | Число |
|-----|-------|
| STB | 56    |
| SY  | 15    |
| LIN | 4     |

т.е. подавляющее большинство объектов является галактиками со звездообразовательной активностью.

Вокруг указанных 75 галактик в круге радиуса, определенного соотношением (1), в базе данных NED оказалось 1362 галактик. Распределение по количеству окружающих галактик приводится в табл.1. Как видно из приведенных данных, вокруг 65% галактик рассматриваемой выборки имеются до 10 "спутников".

Отметим еще раз, что в качестве единственного параметра для отбора галактик было использовано проекционное расстояние последних от

центральной, поэтому нет сомнения, что ошутимая их часть является объектами фона. Поэтому понятно также, что большое количество объектов в окружении центральных галактик искажает реальную картину

Таблица 1

### РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ПО КОЛИЧЕСТВУ ОКРУЖАЮЩИХ ГАЛАКТИК

| Число окружающих галактик | Число под-выборок | %    |
|---------------------------|-------------------|------|
| 1- 10                     | 49                | 65.4 |
| 11-30                     | 15                | 18.6 |
| 31-50                     | 4                 | 7.0  |
| 51-70                     | 2                 | 3.0  |
| 71-90                     | 1                 | 1.0  |
| > 91                      | 4                 | 5.0  |

физически связанных с ними галактик, если даже таковые имеются. Тем не менее, рассмотрим сначала полную выборку с 1362 галактиками. Эти галактики в трех вышеотмеченных секторах распределяются следующим образом:

Первый (I) сектор - в направлении перемычки ( $n_{II}$ ) 515 (37.8%)  
 Второй (II) сектор - перпендикулярно к перемычке ( $n_I$ ) 438 (32.2%)  
 Третий (III) сектор - между секторами I и II ( $n_0$ ) 409 (30.0%).

При равном распределении ожидаемое число галактик в каждом из интервалов должно было быть 454. Таким образом, в направлении перемычки имеется избыток числа галактик окружения по сравнению со случаем равного распределения. Вероятность того, что наблюдаемое отклонение является случайным, равна  $4.6 \times 10^{-4}$ . Малая величина вероятности показывает, что наблюдаемое преобладание числа галактик окружения в направлении перемычки, скорее всего, не является случайным.

Нами была отдельно рассмотрена также подвыборка центральных галактик, вокруг которых имеется не более десяти галактик. Таких галактик с перемычкой в нашем списке всего 49, как это явствует из табл.1. Вокруг этих центральных систем, согласно данным электронного каталога, имеется всего 218 галактик, которые находятся внутри круга радиусом (1). Распределение этих галактик по трем секторам относительно направления перемычки следующее:

(I) ( $n_{II}$ ) 93 (42.7%)  
 (II) ( $n_I$ ) 65 (29.8%)  
 (III) ( $n_0$ ) 60 (27.5%).

Как и в случае полной выборки, наблюдается значительный избыток галактик в направлении перемычки. В процентном отношении (42.7%)

здесь этот избыток даже больше, чем в первом случае (37.8%). При равном распределении, как это нетрудно видеть, ожидаемое число должно было быть 73. Вероятность того, что наблюдаемое отклонение является случайным, равна  $3.4 \times 10^{-3}$ , почти на порядок больше, чем в первом случае, что объясняется малой, по сравнению с первым случаем, статистикой.

Мы сочли целесообразным отдельно рассмотреть также случай сейфертовских галактик из данной выборки. Как уже было отмечено, их всего 15. Внутри соответствующих областей вокруг этих 15 сейфертовских галактик имеются 193 галактики, которые по трем секторам распределены следующим образом:

|       |                 |             |
|-------|-----------------|-------------|
| (I)   | ( $n_{  }$ )    | 89 (46.1%)  |
| (II)  | ( $n_{\perp}$ ) | 52 (26.9%)  |
| (III) | ( $n_0$ )       | 52 (26.9%). |

Таким образом, и в этом случае очевидно превышение числа окружающих галактик в направлении перемычки. Причем в данном случае вероятность того, что это превышение может быть просто случайным отклонением наблюдаемой величины от равного распределения, еще меньше и составляет всего  $1.5 \times 10^{-4}$ .

Из 15 сейфертовских галактик 5 обладают более чем 10 "спутниками". Вокруг остальных 10 сейфертовских галактик насчитывается 38 галактик, удовлетворяющих условию (1). Из этих 38 галактик 18 (47.4%) находятся в секторе, совпадающем с направлением перемычки. Вероятность случайного отклонения от наимвероятнейшего значения на такую величину составляет примерно 4 процента.

Таким образом, во всех рассмотренных случаях наблюдается избыток окружающих галактик в направлении перемычки SB-галактик, причем вероятность того, что это может быть результатом случайного отклонения, крайне мала.

**4. Обсуждение.** Опубликовано много работ, в которых показывается, что окружение влияет на индивидуальные особенности и на морфологию галактик. Причем подавляющим большинством исследователей обычно рассматривается именно такая причинно-следственная последовательность, т.е. когда окружение воздействует на формирование индивидуальных объектов. Почти не рассматривается обратный эффект - влияние индивидуальных галактик на формирование окружения. Примером такого распространенного подхода является недавно опубликованная работа [8] (см. также ссылки в ней), в которой рассматривается возможная корреляция между окружением галактик и активностью их ядер, содержанием газа в них.

А, между тем, еще в 50-х годах прошлого столетия Амбарцумян,

выдвигая концепцию активности ядер галактик как один из важнейших признаков активности, отмечал выброс целых галактик из активных ядер. Тем самым он последовательно доказывал идею о влиянии индивидуальных галактик на формирование их окружения. И, вообще, следует отметить, что активность, по Амбарцумяну, это индивидуальное свойство данной галактики, которое вызвано ее внутренними свойствами, но ни в коем случае не является следствием внешних воздействий.

Как известно, в течение десятилетий аналогичную концепцию стойко защищают Арп, Бербидж, Хойл и Нарликар, а также их сотрудники, доказывая локальное происхождение квазаров. В работе Арутюняна и Никогосян [9] приводятся факты, которые по существу доказывают, что квазары, найденные в области скопления галактик в Деве, принадлежат данному скоплению. Более того, ими же показано, что квазары из непосредственного окружения центральной галактики M87 выброшены из этой активной галактики. Совсем недавно Белл [10,11] привел ряд доводов в пользу того, что квазары, обнаруженные вокруг сейфертовской галактики NGC 1068, выброшены из ее ядра.

Таким образом, активность галактик достаточно явно проявляется также в форме квазарообразования. С другой стороны, имея в виду, что квазары являются ранней стадией эволюции галактик, можно предполагать, что асимметрия распределения галактик по отношению перемычки - результат активности рассматриваемых SB-галактик. То, что все галактики нашего списка обладают звездообразовательной активностью, несомненно увеличивает вероятность наличия также других типов активности, в том числе и вероятность больших сгустков материи. С другой стороны, на наш взгляд, достаточно важным фактором является выделенное направление перемычки в этих галактиках. Конечно, на основе этих результатов трудно еще утверждать, что направление перемычки является своего рода каналом для выноса вещества из ядра галактики, однако подсказывает, что исследования этого вопроса могут быть плодотворными. А влияние галактик с перемычкой на формирование галактического окружения, если исходить из наших результатов, почти не вызывает сомнения.

Бюраканская астрофизическая обсерватория им. В.А.Амбарцумяна,  
Армения, e-mail: hhaik@bao.sci.am

## THE DISTRIBUTION OF GALAXIES ALONG BARS OF SB-GALAXIES

H.A.HARUTYUNIAN, A.T.KALLOGHLIAN

The environment of 75 SB active galaxies is investigated. An overabundance of galaxies in the bar direction is shown with a high significance level. A conclusion is drawn that this effect may be a result of the galaxy-burst activity of SB-galaxies. It is mentioned that only the influence of the environment on a galaxy is considering usually, though a lot of evidences exists that the environment of a galaxy is highly affected by the activity of the latter.

Key words: *galaxies:barred* - *galaxies:environment*

## ЛИТЕРАТУРА

1. А.Т.Каллоглян, Р.А.Кандалян, *Астрофизика*, **41**, 185, 1998.
2. Р.А.Кандалян, А.Т.Каллоглян, *Астрофизика*, **41**, 349, 1998.
3. V.A.Ambartsumian, in "The Structure and Evolution of Galaxies", Interscience Publishers, London-New York-Sydney, 1965, p.1.
4. А.Т.Каллоглян, *Астрофизика*, **38**, 630, 1995.
5. А.Т.Каллоглян, Г.А.Арутюнян, *Астрофизика*, **40**, 609, 1997.
6. А.Т.Каллоглян, Р.А.Кандалян, В.Г.Панадзян, *Астрофизика*, **42**, 579, 1999.
7. S.Chapelon, T.Contini, E.Davoust, *Astron. Astrophys.*, **345**, 81, 1999.
8. D.F. de Mello, T.Wiklind, M.A.G.Maia, *Astron. Astrophys.*, **381**, 771, 2002.
9. Г.А.Арутюнян, Е.Г.Никогосян, *Астрофизика*, **43**, 531, 2000.
10. M.B.Bell, *Astrophys. J.*, **566**, 705 2002.
11. M.B.Bell, *Astrophys. J.*, **567**, 801 2002.

УДК: 524.354.4

## ОБРАТНАЯ ЗАДАЧА ТЕОРИИ РЕЛАКСАЦИИ УГЛОВОЙ СКОРОСТИ ПУЛЬСАРА VELA ПОСЛЕ ЕЕ СКАЧКОВ

Д.М.СЕДРАКЯН, М.В.АЙРАПЕТЯН

Поступила 5 июня 2002

Проведено сравнение теории релаксации угловой скорости пульсаров с наблюдательными данными для первых восьми скачков пульсара Vela. Рассмотрена обратная задача теории релаксации и найдены решения этой задачи в областях экспоненциальной и линейной релаксации. Выявлены общие особенности в распределении нейтронных вихрей в этих областях сразу после скачка. Показано, что эти особенности могут быть связаны с величиной скачка угловой скорости пульсара.

1. *Введение.* Радиопулсары, известные как компактные нейтронные звезды, являются источниками периодических радиоимпульсов. Время периодического прихода одной и той же детали в последовательности импульсов определяет период, вместе с тем и угловую скорость вращения пульсаров. Угловая скорость вращения пульсаров имеет вековое изменение порядка  $|\dot{\Omega}|/\Omega \approx 10^{-13} + 10^{-15} \text{ с}^{-1}$ . Известно также, что пульсарам свойственно нерегулярное поведение - угловая скорость претерпевает скачки и микроскачки порядка  $\Delta\Omega/\Omega \approx 10^{-6} + 10^{-9}$ . После скачка угловая скорость вращения пульсаров релаксирует к своему предскачковому значению с характерными временами от нескольких дней до нескольких сот дней. Как показывают наблюдения, кривая релаксации для  $\Delta\dot{\Omega}(t)$  - отклонения величины  $\dot{\Omega}(t)$  от предскачкового значения - имеет ярковыраженную структуру, состоящую из кратковременных экспоненциальных и одной линейной зависимостей [1,2].

Нерегулярное поведение угловой скорости пульсаров с дальнейшей релаксацией указывает на наличие слабосвязанной сверхтекучей компоненты внутри нейтронной звезды. В сверхтекучее состояние переходят нейтроны в "Аеп" и "пре"- фазах, а также протоны в "пре"- фазе (ядре) нейтронной звезды при температуре  $10^9$  К. При вращении звезды в нейтронной сверхтекучей жидкости возникает решетка квантованных вихревых нитей. В работах [3-5] временные нерегулярности угловой скорости пульсаров связываются с динамикой движения нейтронных вихрей в "пре" - фазе нейтронной звезды. Эффект увлечения сверхпроводящих протонов сверхтекучей нейтронной жидкостью приводит к возникновению нейтронно - протонного вихревого кластера с магнитным полем порядка  $10^{14}$  Гс. Взаимодействие между сверхтекучей компонентой и нормальной компонентой

- релятивистскими электронами - осуществляется рассеянием этих электронов на магнитном поле кластера. В результате после скачка звезды происходит непрерывная передача момента количества движения от сверхтекучей компоненты к нормальной. Это и приводит к наблюдаемому релаксационному поведению коры нейтронной звезды - сильносвязанной с нормальной компонентой в ядре. В вышеуказанных работах были получены уравнения нестационарной динамики вращения двухкомпонентной нейтронной звезды, на основе которых была развита теория скачков и релаксации угловой скорости вращения пульсара Vela. В дальнейшем теория релаксации была обобщена в рамках ОТО в  $\Omega$  - приближении [6-8]. Такое рассмотрение позволило найти характерные времена релаксации и решения уравнений динамики вращения нейтронной звезды с учетом поправок ОТО.

В период с 1968г. по 2001г. пульсар Vela проявлял большую активность и претерпел 15 малых и больших скачков. Сравнение теории релаксации угловой скорости пульсара Vela с наблюдательными данными для шести скачков [1] было проведено в [5,9]. Это позволило найти относительные моменты инерции областей, ответственных за релаксацию, в квадратичном по угловой скорости приближении. На модели нейтронной звезды найдены также местоположения этих областей в ядре звезды. В результате можно было заключить, что теория релаксации угловой скорости пульсаров на основе динамики движения сверхтекучей системы в "пре" - фазе нейтронной звезды находится в хорошем согласии с наблюдениями для стандартных моделей нейтронных звезд.

Сравнение теории релаксации с наблюдениями для первых восьми скачков угловой скорости пульсара Vela [2] было проведено в [10]. Предложенный здесь метод сравнения принципиальным образом отличается от метода, использованного в предыдущих работах [5,9]. Так, в обоих случаях сравнение теории с наблюдениями проводилось в рамках многослойной модели областей релаксации. Считалось, что, например, релаксация угловой скорости пульсара с характерным временем  $\tau_i$  представляет собой отклик того слоя, среднее значение времени релаксации в котором равно  $\tau_i$ . В [5,9] также предполагается наличие активных и пассивных областей внутри каждого слоя в зависимости от условий пиннинга и начального распределения нейтронных вихрей. После скачка в активных областях происходила релаксация, причем среднее значение времени релаксации активной области должно было соответствовать наблюдаемому характерному времени релаксации угловой скорости пульсара. В пассивных же областях должно было выполняться условие  $\dot{\Omega}_i = \dot{\Omega}_e$ , так, чтобы эти области не могли участвовать в релаксации. Для этого в пассивных областях должно создаваться такое распределение вихрей за время между двумя последовательными скачками пульсара, которое соответствовало бы одинаковому темпу замедления угловых скоростей сверхтекучей и нормальной

компонент. Такое разделение областей в ядре звезды весьма условно, и было бы правильным учесть влияние всего слоя на процесс релаксации. С этой целью в работе [10] был предложен новый метод сравнения теории релаксации угловой скорости пульсаров с наблюдениями. В этой работе была решена обратная задача - из наблюдательных данных для величины  $\dot{\Omega}_e(t)$  найдено распределение вихрей и выяснена роль эффектов пиннинга и депиннинга нейтронных вихрей внутри каждого слоя.

Цель данной статьи - провести полный и уточненный анализ наблюдательных данных пульсара Vela после восьми скачков и рассмотреть решения обратной задачи в теории релаксации. Такое рассмотрение позволит выяснить общие особенности в распределении вихрей в ядре звезды сразу после скачка. Эти особенности могут быть связаны с наблюдаемыми характеристиками релаксации угловой скорости пульсара.

Динамика движения двухкомпонентной сверхтекучей жидкости рассматривается в ньютоновском приближении, однако время релаксации и моменты инерции областей релаксации вычислены в квадратичном по угловой скорости приближении в рамках ОТО. Вращение звезды аксиально - симметричное, а поведение сверхтекучей жидкости рассматривается в гидродинамическом приближении.

2. Уравнения движения. Уравнения движения двухкомпонентной нейтронной звезды с учетом пиннинга и депиннинга нейтронных вихрей имеют вид [11]:

$$I_e \frac{d\Omega_e}{dt} + \frac{d}{dt} \int \Omega_s dI_s = -K_{ext}, \quad (1)$$

$$\frac{\partial \Omega_s}{\partial t} = -v_0 [n - n_p] k (\Omega_s - \Omega_e), \quad (2)$$

$$\frac{\partial}{\partial r} (r^2 \Omega_s) = v_0 n r, \quad (3)$$

$$\frac{\partial n_p}{\partial t} = \frac{n - n_p}{\tau_p} - \frac{n_p}{\tau_d}, \quad (4)$$

где  $\Omega_e, I_e$  и  $\Omega_s, I_s$  - угловые скорости и моменты инерции нормальной и сверхтекучей компонент соответственно,  $K_{ext}$  - внешний тормозящий момент сил, действующих на звезду,  $n(r)$  и  $n_p(r)$  - значения плотности вихрей и пиннингованных вихрей в точке  $r$ ,  $\tau_p$  и  $\tau_d$  - характерные времена пиннинга и депиннинга нейтронных вихрей,  $v_0 = \hbar/2 m_n$ , где  $m_n$  - масса нейтрона, а величина  $k$  определена согласно [3].

Как было показано в [4,5], время релаксации звезды  $\tau$  является быстро возрастающей функцией плотности вещества в сверхтекучей области. В соответствии с этим, в ядре звезды можно выделить две существенно различные области: назовем их активной и пассивной областями. В активной области время релаксации  $\tau$  меньше или порядка времен наблюдаемой релаксации (для пульсара Vela  $\tau \leq 1000$  дней). Будем

считать, что  $\Delta\Omega$  меняется только в этой области, которая ответственна за скачок и послескачковую релаксацию угловой скорости пульсара, т.е. в этой области  $\partial\Delta\Omega/\partial t \neq 0$ . Пассивную область, где время релаксации больше характерных времен наблюдаемой релаксации, можно разбить на две подобласти. В первой из них, где выполняется условие  $\tau \leq \tau_0$ , где  $\tau_0$  - время жизни пульсара ( $\tau_0 = 10^4$  лет для пульсара Vela), в течение времени жизни пульсара должно создаваться такое распределение вихрей, что угловые скорости  $\Omega_s$  и  $\Omega_e$  сверхтекучей и нормальной компоненты имеют одинаковый темп замедления под воздействием внешнего тормозящего момента сил. Следовательно, в этой подобласти  $\dot{\Omega}_s = \dot{\Omega}_e$  и  $\partial\Delta\Omega/\partial t = 0$ . Во второй же подобласти, где  $\tau \geq \tau_0$ , распределение вихрей не меняется в течение жизни пульсара, т.е.  $\Omega_s = \text{const}$  и, следовательно,  $\partial\Delta\Omega/\partial t = -\partial\Omega_e/\partial t$  в этой подобласти. С учетом вышесказанного, уравнение (1) можно привести к виду [8]:

$$\frac{d\Omega_e}{dt} + \frac{p_0}{1 + \lambda p_0} \int_0^\mu \frac{\partial\Delta\Omega}{\partial t} dy = -\gamma_2, \quad (5)$$

где  $\Delta\Omega = \Omega_s - \Omega_e$ ,  $p_0 = I_s/I_e$  - относительный момент инерции сверхтекучей области,  $\mu p_0$  - относительный момент инерции активной области,  $\lambda p_0$  - относительный момент инерции первой пассивной подобласти. При получении (5) мы принимали, что  $\mu \ll \lambda$ , поскольку времена наблюдаемой релаксации после скачка много меньше времени жизни пульсара. Величина  $\gamma_2$  в (5) определяется как

$$\gamma_2 = \frac{\gamma_1(1 + p_0)}{1 + \lambda p_0}$$

и

$$\gamma_1 = \frac{K_{ext}}{I_e(1 + p_0)}.$$

Из (2) и (3) можно получить еще одно уравнение, связывающее  $\Omega_e$  и  $\Delta\Omega$ , которое имеет вид:

$$\frac{d\Omega_e}{dt} = -\frac{\partial\Delta\Omega}{\partial t} - \frac{\Delta\Omega}{1/k} \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} [r^2(\Delta\Omega - \Delta\Omega_p)], \quad (6)$$

где  $\Delta\Omega_p = \Omega_p - \Omega_e$ , а  $\Omega_p$  определяется через плотность пиннингованных вихрей следующим образом [11]:

$$\Omega_p(r, t) = \frac{v_0}{r^2} \int_0^r n_p(r', t) r' dr'. \quad (7)$$

Преобразуя уравнения (5) и (6), можно получить уравнение для  $\Delta\Omega$ :

$$\int_0^{\mu p_0} \left\{ \left( 1 - \frac{\mu p_0}{1 + \lambda p_0} \right) \frac{\partial\Delta\Omega}{\partial t} + \frac{\Delta\Omega}{1/k} \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} [r^2(\Delta\Omega - \Delta\Omega_p)] - \gamma_2 \right\} dp = 0, \quad (8)$$

которое должно выполняться при любом  $k$ . Последнее выражается через микроскопические параметры, такие, как плотности электронов и

нейтронов, коэффициент трения между нормальной и сверхтекучими компонентами [3,4]. Ясно, что вышеуказанные величины зависят от модели нейтронной звезды. Поэтому подинтегральное выражение в (8) тождественно равно нулю. Если учесть также, что  $\mu \ll \lambda$ , то из (8) получаем:

$$\frac{\partial \Delta \Omega}{\partial t} + \frac{\Delta \Omega}{\tau} \frac{1}{2\Omega_e(0)r} \frac{\partial}{\partial r} [r^2 (\Delta \Omega - \Delta \Omega_p)] - \gamma_2 = 0. \quad (9)$$

где  $1/\tau = 2k\Omega_e(0)$ ,  $\tau$  - время релаксации звезды, а  $\Omega_e(0)$  - значение угловой скорости пульсара сразу после скачка.

В дальнейшем, для определения  $\Delta \Omega$  из уравнения (9), необходимо решить его совместно с (4). При относительно малых скачках, т.е. при  $n = n_0$ , где  $n_0 = 2\Omega_e(0)/v_0$ , решение уравнения (9) имеет вид [11]

$$\Delta \Omega - \Delta \Omega_0 = \gamma_2 e^{-x(t)} \int_0^t e^{x(t')} dt' - \Delta \Omega_0 (1 - e^{-x(t)}), \quad (10)$$

где

$$x(t) = \frac{1}{1 + \alpha} \frac{t}{\tau} + \frac{\alpha^2 \tau_p / \tau}{1 + \alpha^2} (1 - e^{-(1+\alpha)t/\alpha}). \quad (11)$$

и  $\alpha = \tau_d / \tau_p$ , а  $\Delta \Omega_0$  - начальное значение  $\Delta \Omega$  сразу после скачка. В работе [11], для объяснения как скачка, так и послескачковой релаксации угловой скорости пульсара была принята двухзонная модель активной области. Считалось, что в зоне "подготовки" скачка акты пиннинга должны преобладать над актами депиннинга нейтронных вихрей, т.е. должно выполняться условие  $\alpha \gg 1$ . В зоне же релаксации принималось, что  $\alpha \ll 1$ , т.е. вихри почти свободны. Такое поведение  $\alpha$  не является обязательным для объяснения релаксации угловой скорости пульсаров после скачка. Можно предположить, что во всей области выполняется условие  $\alpha \gg 1$ , т.е.  $\tau_d \gg \tau_p$ . Если предположить также, что  $\tau_d \ll t_g$ , где  $t_g$  - время между двумя последовательными скачками, то для  $x(t)$  получаем:

$$x(t) = \frac{1}{\alpha} \frac{t}{\tau}. \quad (12)$$

Тогда для  $\Delta \Omega$  получаем следующее выражение:

$$\Delta \Omega - \Delta \Omega_0 = [\gamma_2 \tau \alpha - \Delta \Omega_0] (1 - e^{-t/\tau}). \quad (13)$$

Подставляя это выражение в (5), получим выражение для  $\dot{\Omega}_e(t)$  после скачка:

$$\dot{\Omega}_e(t) = -\frac{p_0}{1 + \lambda p_0} \int_0^{\mu} [\gamma_2 \tau \alpha - \Delta \Omega_0] (1 - e^{-t'/\tau}) dy - \gamma_2. \quad (14)$$

Перейдем к нахождению начального условия  $\Delta \Omega_0$ . За время  $t_g$  между скачками величина  $\Delta \Omega$  будет иметь значение, определяемое из (13) при  $t = t_g \gg \tau$ :

$$\Delta \Omega(r, t_g) = \gamma_2 \tau \alpha_1, \quad (15)$$

где  $\alpha_1(r)$  - значение  $\alpha(r)$  перед скачком угловой скорости. Изменение

величины  $\Delta\Omega$  во время скачка равно:

$$\Delta\Omega(r, t_g) - \Delta\Omega_0 = [\Omega_s(r, t_g) - \Omega_s(0)] + [\Omega_e(0) - \Omega_e(t_g)] = -\Delta\Omega_s + \Delta\Omega_e, \quad (16)$$

где  $\Delta\Omega_s$  и  $\Delta\Omega_e$  - величины скачка сверхтекучей и нормальной компонент соответственно. Тогда для начального условия  $\Delta\Omega_0$  получаем:

$$\Delta\Omega_0 = \gamma_2 \tau \alpha_1 + \Delta\Omega_s - \Delta\Omega_e. \quad (17)$$

Если ввести обозначение  $\Delta\alpha = \alpha_1 - \alpha_2$ , и

$$\Delta\Omega' = \gamma_2 \tau \Delta\alpha, \quad (18)$$

то для отклонения  $\Delta\dot{\Omega}_e(t)$  от своего стационарного значения получаем

$$\Delta\dot{\Omega}_e(t) = -\frac{p_0}{1 + \lambda p_0} \int_0^{\mu} (\Delta\Omega_e - \Delta\Omega' - \Delta\Omega_s) \frac{e^{-y/\tau}}{\tau} dy. \quad (19)$$

Если учесть только пиннинг вихрей, то в (19)  $\Delta\Omega'$  определяется формулой [12]:

$$\frac{t_g^2}{4\tau\tau_p} = \ln \left( 1 + \frac{\Delta\Omega'}{\gamma_2 \tau} \right). \quad (20)$$

3. *Сравнение с наблюдениями.* Как было сказано выше, наиболее подробные наблюдательные данные имеются для пульсара Vela. Анализ этих данных [2] показывает, что поведение  $\Delta\dot{\Omega}_e$  после скачка можно описать интерполяционной формулой

$$\Delta\dot{\Omega}_e(t) = -\sum_{j=1}^3 a_j e^{-t/\tau_j} + At - A, \quad (21)$$

(в формуле (17) работы [10] не было учтено, что  $B=A$ ). Как показано

Таблица 1

ХАРАКТЕРИСТИКИ  $a_j$  И  $A$  ЭКСПОНЕНЦИАЛЬНОЙ И ЛИНЕЙНОЙ ЧАСТЕЙ РЕЛАКСАЦИИ ПОСЛЕ ПЕРВЫХ ВОСЬМИ СКАЧКОВ УГЛОВОЙ СКОРОСТИ ПУЛЬСАРА VELA,  
 $\Delta\Omega_e$  - ВЕЛИЧИНА СКАЧКА,  $t_g$  - МЕЖСКАЧКОВОЕ ВРЕМЯ

| Параметры                                      | 1     | 2      | 3     | 4      | 5      | 6     | 7     | 8     |
|--|-------|--------|-------|--------|--------|-------|-------|-------|
| $a_1$<br>( $10^{-13}$ рад $c^{-2}$ )           | 0.001 | 0.0002 | 0.0   | 0.0004 | 0.48   | 0.26  | 0.89  | 2.11  |
| $a_2$<br>( $10^{-13}$ рад $c^{-2}$ )           | 1.98  | 6.13   | 1.64  | 4.77   | 3.92   | 5.8   | 4.71  | 6.8   |
| $a_3$<br>( $10^{-13}$ рад $c^{-2}$ )           | 2.85  | 3.03   | 2.02  | 7.17   | 0.74   | 6.17  | 2.8   | 4.52  |
| $A$<br>( $10^{-22}$ рад $c^{-3}$ )             | 49.62 | 53.34  | 78.75 | 54.55  | 115.89 | 45.78 | 75.78 | 37.45 |
| $\Delta\Omega_e$<br>( $10^{-4}$ рад $c^{-1}$ ) | 1.66  | 1.45   | 1.4   | 2.16   | 0.82   | 1.45  | 0.92  | 1.28  |
| $t_g$<br>(дни)                                 | 912   | 1491   | 1009  | 1227   | 272    | 1067  | 1261  | 907   |

в [2], для восьми скачков характерные времена экспоненциальной релаксации равны  $\tau_1 = 10$  часов,  $\tau_2 = 3.2$  дня,  $\tau_3 = 32.7$  дня. Значения коэффициентов  $a_1, a_2, a_3, A$  для восьми скачков приведены в табл.1. Для сравнения полученной нами формулы (19) с (21) мы предполагаем, что каждый член в (21) представляет собой отклик четырех слоев активной области ядра нейтронной звезды: в трех из них среднее время релаксации равно наблюдаемому времени  $\tau_j$ , а в четвертом - время релаксации порядка межскачковых времен.

При определении областей релаксации нами использована одна из стандартных моделей нейтронных звезд с массой  $M = 1.4 M_\odot$ , радиусом  $R = 10.13$  км и полным моментом инерции  $I = 1.156 \cdot 10^{45}$  г см<sup>2</sup> [13,14]. Время релаксации с учетом поправок ОТО вычислено в работе [9]. Как показано в [10], сравнение выражений (19) и (21) приводит к интегральным уравнениям

$$c \int_{R_i}^{R_{i+1}} f(r) \frac{e^{-r/\tau}}{\tau} dr = a_i e^{-r/\tau_i}, \quad i = 1, 2, 3, \quad (22)$$

$$c \int_R^{R_3} f(r) \frac{e^{-r/\tau}}{\tau} dr = -At + A, \quad (23)$$

для определения неизвестной величины  $f(r) = \Delta\Omega_c - \Delta\Omega' - \Delta\Omega$ ,. Здесь  $c = 3.1 \cdot 10^{-6}$  см<sup>-1</sup>. Для первой области релаксации со средним временем релаксации  $\tau_1 = 10$  часов,  $R_0 = 9.61$  км,  $R_1 = 9.57$  км, для второй с  $\tau_2 = 3.2$  дня -  $R_2 = 9.533$  км, для третьей с  $\tau_3 = 32.7$  дня -  $R_3 = 9.47$  км. Область линейной релаксации ограничивалась радиусом  $R = 9.36$  км, при этом считалось, что область с радиусом  $R \leq 9.36$  км не участвует в релаксации, так как соответствующие времена релаксации ненаблюдаемы.

Для решения уравнений (22) и (23) применен метод регуляризации решения интегральных уравнений [15]. На рис.1-8 показаны зависимости величины  $\Delta\Omega_c - f = \Delta\Omega' + \Delta\Omega$ , от радиуса звезды  $r$ , найденные для восьми скачков угловой скорости пульсара Vela. Как видно из рисунков, величина  $\Delta\Omega' + \Delta\Omega$ , имеет принципиально разное поведение в первых двух частях экспоненциальной релаксации, т.е. при  $9.533 \text{ км} \leq R \leq 9.61 \text{ км}$  и в области экспоненциальной с  $\tau = 32.7$  дня и линейной релаксаций, т.е. при  $9.36 \text{ км} \leq R \leq 9.533 \text{ км}$ .

Сначала рассмотрим первые две части области экспоненциальной релаксации, т.е. при  $9.533 \text{ км} \leq R \leq 9.61 \text{ км}$ . Здесь величина  $\Delta\Omega' + \Delta\Omega$ , порядка величины скачка и положительна. Положительное значение  $\Delta\Omega' + \Delta\Omega$ , может быть обусловлено изменением  $\Delta\Omega$ , угловой скорости сверхтекучей компоненты, т.е. увеличением плотности распределения вихрей в этой области. Но эта область граничит с областью "скачка" с характерным временем меньше нескольких минут [12]. В области "скачка" существенным

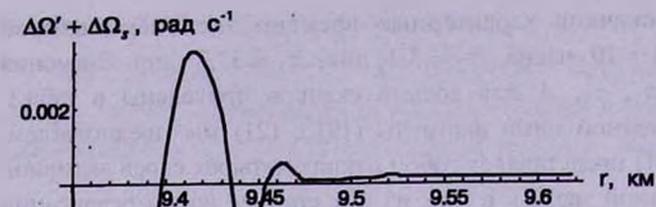


Рис.1.

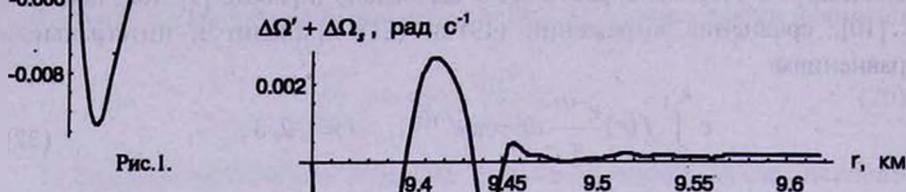


Рис.2.

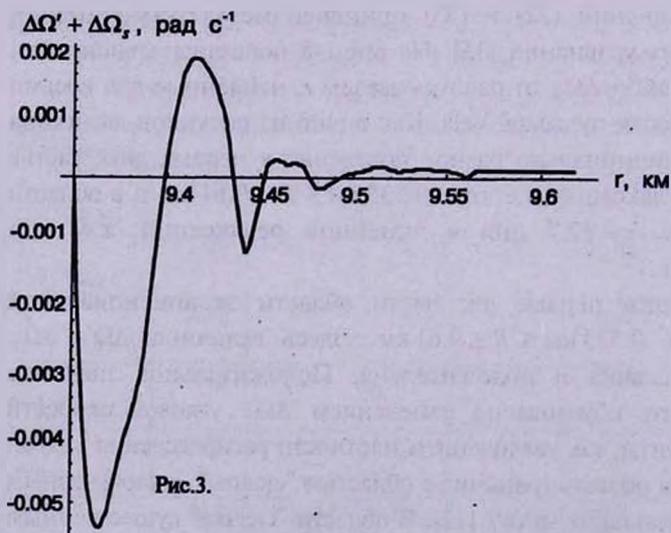


Рис.3.

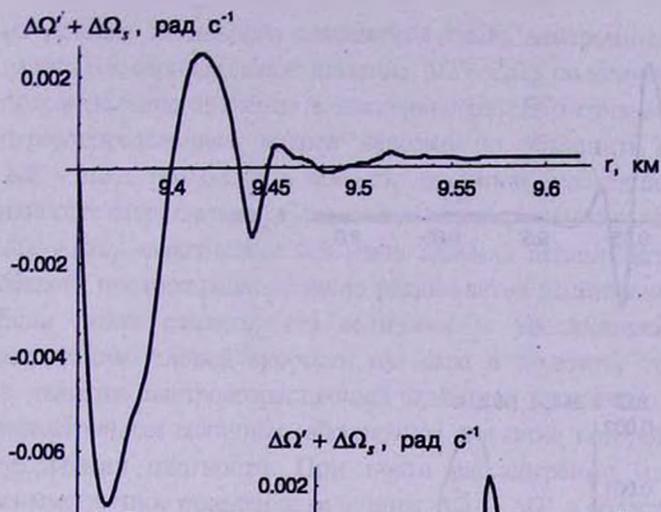


Рис.4.

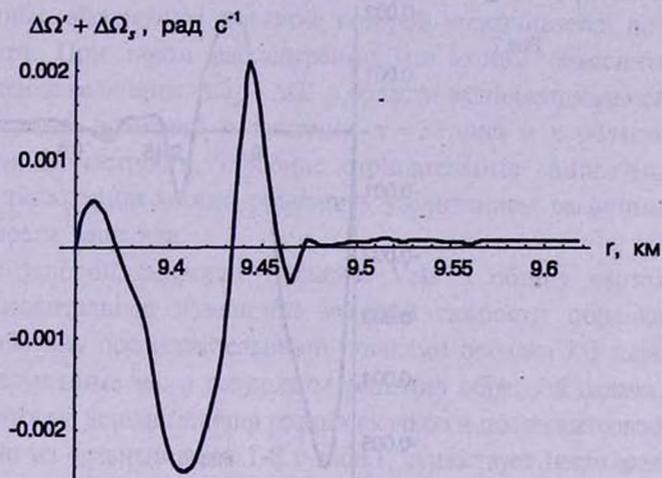


Рис.5.

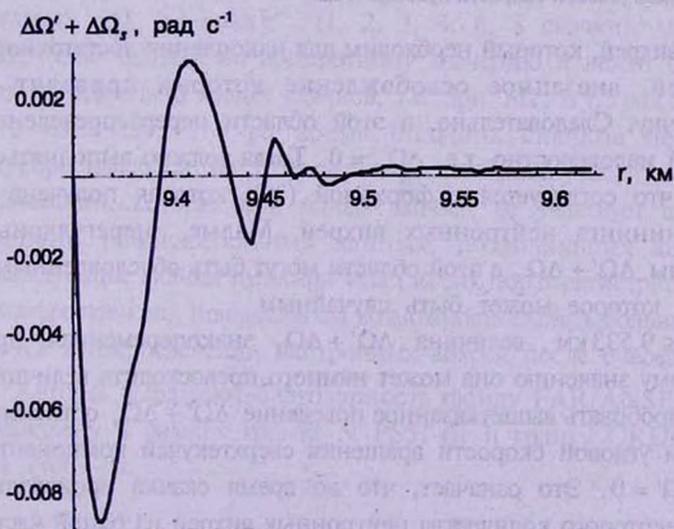


Рис.6.

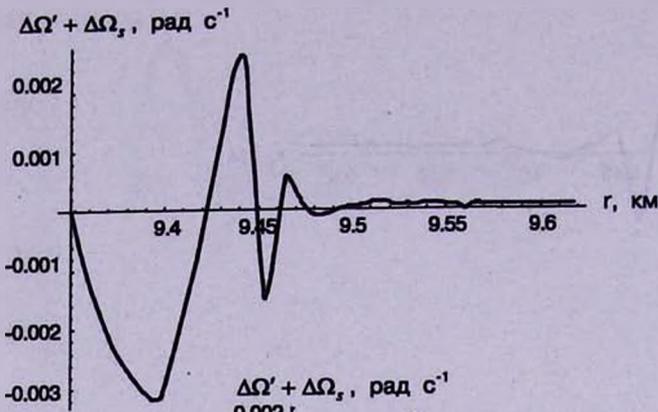


Рис.7.

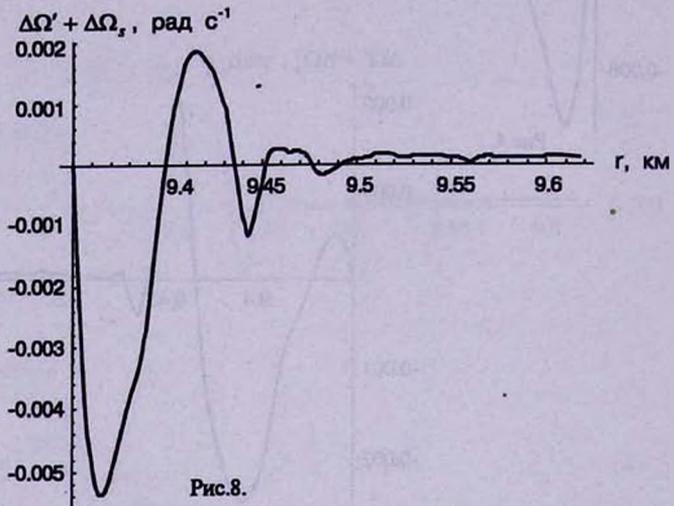


Рис.8.

Рис.1-8. Зависимость величины  $\Delta\Omega' + \Delta\Omega_2$  от  $r$ , найденная из решения обратной задачи для первых восьми скачков угловой скорости пульсара Vela.

является пиннинг вихрей, который необходим для накопления достаточного количества вихрей, внезапное освобождение которых приводит к наблюдаемому скачку. Следовательно, в этой области перераспределение нейтронных вихрей маловероятно, т.е.  $\Delta\Omega_2 \approx 0$ . Тогда должно выполняться условие  $-\Delta\Omega' > 0$ , что согласуется с формулой (20), которая получена с учетом только пиннинга нейтронных вихрей. Малые нерегулярные изменения величины  $\Delta\Omega' + \Delta\Omega_2$  в этой области могут быть обусловленными изменением  $\Delta\Omega_2$ , которое может быть случайным.

Начиная с  $R \leq 9.533$  км, величина  $\Delta\Omega' + \Delta\Omega_2$  знакопеременная, при этом по абсолютному значению она может намного превосходить величину скачка. Можно попробовать вышеуказанное поведение  $\Delta\Omega' + \Delta\Omega_2$ , объяснить только изменением угловой скорости вращения сверхтекучей компоненты  $\Delta\Omega_2$ , выбирая  $\Delta\Omega' = 0$ . Это означает, что во время скачка происходит только переброс некоторого количества нейтронных вихрей из одной части звезды в другую. Тогда изменение плотности вихрей должно определиться

из условия локального сохранения числа нейтронных вихрей. Как видно из рис.1-8, отрицательное значение  $\Delta\Omega' + \Delta\Omega_e$ , по модулю может превосходить положительное значение в несколько раз. Это означает, что одним только перераспределением вихрей невозможно объяснить поведение величины  $\Delta\Omega' + \Delta\Omega_e$ , тем более в области линейной релаксации, где ее изменения наиболее значительны. Следовательно, объяснение вычисленного поведения  $\Delta\Omega' + \Delta\Omega_e$  невозможно без учета явления депиннинга. Поэтому для этой области предположим наличие редких актов депиннинга, так чтобы  $\alpha \gg 1$ . Если также считать, что величина  $\alpha$  увеличивается после скачка и релаксации угловой скорости пульсара и заметить, что время релаксации  $\tau$  является быстро возрастающей функцией плотности, то  $\Delta\Omega' = \gamma_2 \tau \Delta\alpha$  есть отрицательная величина, абсолютное значение которой увеличивается при увеличении плотности. При таком рассмотрении мы можем объяснить асимметричное поведение величины  $\Delta\Omega_e + \Delta\Omega'$  в области экспоненциальной релаксации с характерным временем релаксации  $\tau = 32$  дня и в области линейной релаксации. В частности, глубокие отрицательные минимумы в области линейной релаксации можно объяснить увеличением величины  $\tau \Delta\alpha$  с ростом плотности вещества.

Большие скачки угловой скорости пульсара Vela в общих чертах одинаковы. Так, относительное изменение угловой скорости порядка  $\Delta\Omega/\Omega \approx 10^{-6}$ , а время между последовательными скачками порядка 2-3 года. Однако, используя полученные нами результаты решения обратной задачи, можно объяснить некоторые детали отличия разных скачков и послескачковой релаксации. Как видно из сравнения рис.1-8 с табл.1, существует некоторая корреляция между величиной скачка угловой скорости пульсара и поведением величины  $\Delta\Omega_e + \Delta\Omega'$  сразу после скачков. Так, для скачков, величина которых  $\Delta\Omega_e \geq 1.3 \text{ рад с}^{-1}$  (1, 2, 3, 4, 6, 8 скачки), минимум величины  $\Delta\Omega_e + \Delta\Omega'$  больше по абсолютному значению и лежит более глубоко, чем для относительно малых скачков, т.е. при  $\Delta\Omega_e \leq 1.3 \text{ рад с}^{-1}$  (5 и 7 скачки). Это означает, что во время больших скачков нейтронные вихри перебрасываются из относительно глубокой части области линейной релаксации, которая при малых скачках не участвует в релаксации. При наличии наблюдательных данных, позволяющих анализировать все последующие скачки пульсара Vela (до сих пор зарегистрированы 15 больших и малых скачков), появилась бы возможность сказать больше о роли величины скачка в распределении нейтронных вихрей после очередного скачка.

Авторы выражают благодарность фонду FAR/ANSEF за финансовую поддержку в рамках гранта N PS51-01 и гранту CRDF N12006/NFSAT PH N067-02.

# THE INVERSE PROBLEM OF THE THEORY OF VELA PULSAR ANGULAR VELOCITY RELAXATION AFTER ITS JUMPS

D.M.SEDRAKIAN, M.V.HAIRAPETIAN

The theory of relaxation of the pulsars' angular velocity is compared with the observational data of the eight jumps of Vela pulsar. The inverse problem of the theory of relaxation is solved in the linear and exponential regions. It is found that the neutron vortex distribution just after each jumps have common properties in above mentioned regions.

Key words: (*stars:*) *pulsars: individual: Vela*

## ЛИТЕРАТУРА

1. *J.M.Cordes, G.S.Downs, J.Krause-Polstorff*, *Astrophys. J.*, **330**, 841, 1988.
2. *M.A.Alpar, H.F.Chou, K.S.Cheng, D.Pines*, *Astrophys. J.*, **459**, 706, 1996.
3. *А.Д.Седракян, Д.М.Седракян*, *Ж. эксперим. и теор. физ.*, **102**, 71, 1992.
4. *A.D.Sedrakian, D.M.Sedrakian*, *Astrophys. J.*, **447**, 305, 1995.
5. *A.D.Sedrakian, D.M.Sedrakian, J.M.Cordes, Y.Terzian*, *Astrophys. J.*, **447**, 324, 1995.
6. *Д.М.Седракян*, *Астрофизика*, **40**, 403, 1997.
7. *D.Langlois, D.Sedrakian, B.Carter*, *Mon. Notis. Roy. Astron. Soc.*, **297**, 1189, 1998.
8. *М.В.Айрапетян, Д.М.Седракян*, *Астрофизика*, **42**, 89, 1999.
9. *Д.М.Седракян, М.В.Айрапетян*, *Астрофизика*, **43**, 85, 2000.
10. *Д.М.Седракян, М.В.Айрапетян*, *Астрофизика*, **44**, 311, 2001.
11. *Д.М.Седракян, М.В.Айрапетян*, *Астрофизика*, **39**, 593, 1996.
12. *А.Д.Седракян, Д.М.Седракян*, *Ж. эксперим. и теор. физ.*, **108**, 631, 1995.
13. *R.V.Wiringa, V.Fiks, A.Fabrochini*, *Phys. Rev.*, **C**, **38**, 1010, 1988.
14. *F.Weber*, *Hadron Physics and Neutron Star Properties*, Habilitation Thesis, Univ. Munich, 1992.
15. *А.Н.Тихонов, В.Я.Арсенин*, *Методы решения некорректных задач*. Наука, М., 1986, стр.15, 153.

УДК: 524.3-6

## MULTILEVEL LINE TRANSFER WITH THE IMPLICIT INTEGRAL METHOD

L. CRIVELLARI<sup>1,2</sup>, O. CARDONA<sup>3\*</sup>, E. SIMONNEAU<sup>4</sup>

Received 10 July 2002

Accepted 10 September 2002

Once assumed the need of an iterative procedure in order to solve the problem of the formation of spectral lines in the case of a model atom with many energy levels, the sequel is to seek for the most effective form of such an iterative scheme. It is an almost universal practice within all the iterative methods for the solution of those radiative transfer problems, in which the transfer equations are coupled to the state of the matter, to take as the input of each step of iterations the values of the opacity coefficients obtained as a result of the previous one. This is, for instance, the procedure used to correct the temperature in the computation of stellar atmosphere models, or that to build the  $\Lambda$ -operator (either the exact or the approximated one) within the Accelerated Lambda Iteration methods. Yet, if we assume, in order to solve the multilevel line transfer problem, that at each step of iterations the line opacities are known, we can express via the statistical equilibrium equations the populations of the energy levels - and consequently the source functions of the relevant spectral lines - as a linear function of the full set of the corresponding mean intensities of the radiation field. Once obtained such linear forms for the source functions, we are able to solve without the need of any further approximation the radiative transfer equations for all the lines, now linearly coupled through the above linear forms of the statistical equilibrium equations. This is achieved by means of the Implicit Integral Method that we already presented in a series of previous papers.

**Key words:** *line:formation - radiative transfer*

1. *The statement of the problem.* The problem of spectral line formation in the case of a multilevel model atom implies the solution of the radiative transfer (RT) equations relevant to the specific intensities for all the spectral lines. These lines correspond to the different transitions that can originate between the energy levels of the atom considered.

In the case of a line brought about by the transition between two discrete levels  $j$  and  $k$  (with  $E_k > E_j$ ), the absorption and emission coefficients,  $\chi_{jk}(\nu)$  and  $\eta_{jk}(\nu)$  respectively, are given by the well known Fuchtbauer-Ladenburg relations

$$\chi_{jk}(\nu) = \frac{h\nu_{jk}}{4\pi} (N_j B_{jk} - N_k B_{kj}) \phi_{jk}(\nu) \quad (1)$$

and

$$\eta_{jk}(\nu) = \frac{h\nu_{jk}}{4\pi} N_k A_{kj} \phi_{jk}(\nu), \quad (2)$$

where the quantities  $B_{jk}$ ,  $B_{kj}$  and  $A_{kj}$  are the Einstein coefficients for the

\* *On sabbatical leave in institut d'Astrophysique CNRS from Instituto de Astrofisica, Optica y Electrónica, Puebla, Mexico.*

transition considered. We denote with  $\varphi_{jk}(\nu)$  the profile of each spectral line. In this paper we will assume that the  $\varphi_{jk}(\nu)$ 's are known properties of the material, and are independent of the radiation field; namely, we will consider the case of complete redistribution. On the contrary, the level populations  $N_j$  and  $N_k$  are the unknowns relevant to the state of the matter, as the specific intensity  $I_{jk}(\nu)$  is for the radiation field. Under the conditions typical of a stellar atmosphere, the processes that populate and depopulate the atomic levels are inelastic electron collisions, whose transition probabilities will be denoted by  $C_{jk}$  and  $C_{kj}$  respectively, and radiative transitions, whose probabilities are given by the Einstein coefficients  $B_{jk}$ ,  $B_{kj}$  and  $A_{kj}$  together with the values of the mean intensity of the corresponding spectral lines. Consequently, the level populations  $N_j$  and  $N_k$  are strongly dependent on the intensity of the radiation field.

We will denote with  $J_{jk}(\nu)$  the specific mean intensity of the radiation field in the spectral line originated by the transition between the levels  $j$  and  $k$ , and with  $\bar{J}_{jk}$  the profile integrated mean intensity (i.e. the average of  $J_{jk}(\nu)$  over the frequencies, weighted with the profile  $\varphi_{jk}(\nu)$ ). Under steady state conditions, the statistical equilibrium (SE) equations that yield the values of the level populations read (for any level  $j$ ):

$$\begin{aligned} \sum_{l<j} C_{jl} N_l + \sum_{k>j} (C_{kj} + A_{kj}) N_k - \left[ \sum_{l<j} (C_{jl} + A_{jl}) + \sum_{k>j} C_{jk} \right] N_j = \\ = - \sum_{l<j} (N_l B_{lj} - N_j B_{jl}) \bar{J}_{lj} + \sum_{k>j} (N_j B_{jk} - N_k B_{kj}) \bar{J}_{jk}. \end{aligned} \quad (3)$$

We have cast eq. (3) in a form slightly different from the customary one: the terms induced by the radiation field (both absorptions and stimulated emission) have been grouped in the right-hand-side, with the aim of showing explicitly that the coefficients of the terms  $\bar{J}_{lj}$  and  $\bar{J}_{jk}$  are (but for the constant proportionality factor  $h\nu/4\pi$ ) the corresponding absorption coefficients, as given by eq. (1).

Once we have formulated the SE equations (eq. [3]) that yield the populations of the energy levels, together with eqs. (1) and (2) that express the absorption and emission coefficients in terms of the relevant populations, we have to solve simultaneously the SE and the RT equations. In the former the values of the terms  $\bar{J}_{lj}$  and  $\bar{J}_{jk}$  are determined by the solution of the corresponding RT equations, whose coefficients  $\chi_{jk}(\nu)$  and  $\eta_{jk}(\nu)$  shall depend on the solution itself of the system of the SE equations. That is to say, we face a problem in which the different "protagonist" variables (i.e., the populations of the different energy levels and the mean intensities of the different spectral lines) are strongly interlocked. The solution of the problem will be achieved by means of an iterative procedure.

Two basic schemes can be envisaged in order to obtain the joint solution

of the two systems of equations, statistical equilibrium and radiative transfer, by mean of an iterative procedure. The first one is based on the linearization around the values obtained from the previous step of iterations of all the non-linear terms that enter into the equations of the two systems. These terms consist, in general, of the products of the absorption coefficient, i.e. the level population, times the specific intensity in the RT equations, and the frequency integrated mean intensity in the SE equations. These values, around which the non-linear terms are linearized, are progressively corrected at each step of the iterative procedure.

But, due to the fact that the RT equations couple all the points of the medium and therefore the SE equations must be solved simultaneously at all these points, the dimensions of the problem result very large. Hence the risk of numerical instabilities is very high. Consequently the method is not robust enough, especially when the number of energy levels and that of depth points required for a proper solution of the RT equations are very large.

The second scheme consists of a sequential procedure. Here each step of the iterative process is splitted into two parts. Within each of them, one of the two system of equations is solved by taking as data the solution, or part of the solution, of the other one. According to the amount of information that comes from the previous solution of one of the two systems (and is used successively as a data in the solution of the second one) the convergence will be more or less rapid. The global coupling of the two solutions is eventually obtained at the end of the iterative procedure, provided that the convergence to the correct solution have been achieved.

We are going to present in the next sec.2 and 3 another iterative procedure that, while retaining certain properties common to that above described, is however not sequential. Both systems of equations, SE and RT, are solved jointly, but the original non-linear coupling between them has been reduced to a linear one, so that the simulateneous solution becomes possible. The linear relations that link the protagonist functions of both the systems of equations are progressively improved by correcting step by step the corresponding coefficients.

At this point, we will briefly review the general properties of the sequential iterative methods nowadays in use, for the sake of a future comparison with our own, that may show some similarities with the former.

The simplest iterative scheme, in which each single step of iterations can be splitted into two parts, is the so-called  $\Lambda$ -iteration. In the first part of each step, the frequency integrated mean intensities,  $\bar{J}_{jk}$ , are computed via the RT equations by using as data the corresponding absorption and emission coefficients, computed from the solution of the SE equations achieved in the second part of the previous iteration. Then, in the second part of the current step, the new values of the populations are determined, via the SE

equations, by using as data the values of the mean intensities  $\bar{J}_{jk}$ , just computed. But it is well known that the rate of convergence of this straightforward scheme is exceedingly slow; in practice, it does not converge from the numerical standpoint.

It is possible to get rid of this severe drawback, at least to a certain degree, by employing Accelerated Lambda Iteration (ALI) methods (see, e.g., Rybicki and Hummer, [1], for its application to the problem here under study). The structure of such algorithms is similar to that considered above. Again, the values of the level populations required to compute the absorption and emission coefficients of the RT equations to be solved are those obtained from the previous solution of the SE equations. But it can be realized at the moment of solving the RT equations, that the mean intensities  $\bar{J}_{jk}$  can be expressed as the sum of a local contribution,  $\bar{J}_{jk}^{loc} = \lambda_{jk} S_{jk}$ , directly proportional to the source function  $S_{jk}$  through the coefficient  $\lambda_{jk}$  that is the corresponding diagonal element of the  $\Lambda$ -operator, and a non-local residual contribution,  $\bar{J}_{jk}^{res} = \bar{J}_{jk} - \lambda_{jk} S_{jk}$ .

Then, in the second part of each step of the iterative process, the explicit values of the diagonal elements  $\lambda_{jk}$  and the residual mean intensities  $\bar{J}_{jk}^{res}$  are employed as a data in the SE equations, instead of those of the whole mean intensities  $\bar{J}_{jk}$ , like in the ordinary  $\Lambda$ -iteration. In such a way it becomes possible to eliminate the mean intensities in the SE equations, and consequently to decouple the two systems and solve them sequentially. As from the first to the second part of each step of iterations a lesser amount of information than in the case of the ordinary  $\Lambda$ -iteration is carried on, the rate of convergence resulted here is much higher.

On the contrary, our own iterative method, while as straightforward as the previous ones, differs in that the two systems of equations, SE and RT, are not decoupled; they are solved simultaneously. But the strong non-linear character of the original coupling is made weaker: it is reduced in a natural way to a linear one. As this is achieved by carrying on, from one step of iterations to the next one, an amount of information lesser than that carried on by the above methods, it results in that the rate of convergence is even more high.

**2. The linear form of the SE equations.** Like in all the other iterative methods above considered to solve the RT equations coupled with the radiation dependent state of matter, we will assume that the absorption coefficients of all the spectral lines be known at the beginning of each iteration. That is, at each iterative step we shall take as known the values of the level populations only at the stage of computing the absorption coefficients, while in the run of the iteration itself we will determine consistently - via the joint solution of the SE and RT systems of equations - both the emission coefficients (and by the way the new values of the level populations)

and the corresponding mean intensities. These new values of the populations will be employed to initialize the next run. In order to bootstrap the procedure, we can use the absorption coefficients computed from the equilibrium values  $N_j^0$  of the level populations, or even better the values of the populations resulting from the solution of a series of Two-Levels problems, each one corresponding to the transition between the fundamental level and each one of the excited levels independently.

However, the fact that we considered the old values of the absorption coefficients when solving (at each step of iterations) the RT equations, allows us to consider them also for the solution of the system of the SE equations, that is to use the old values of the absorption coefficients in the right-hand side of eq. (3), too. Thanks to this choice, the non-linear terms of eq. (3) become simpler terms proportional to the mean intensities  $\bar{J}_{jk}$ , without the need of any further simplifying hypothesis.

Within this scheme, from the system of the SE equations (eq. [3]), just by means of the inversion of a matrix that includes only the inelastic electron collision and spontaneous emission terms, it is easy to derive - for each level  $j$  - the coefficients  $\Gamma_{jk}$  of the linear form

$$N_j = N_j^c + \sum_{k \neq j} \Gamma_{jk} \bar{J}_{jk}, \quad (4)$$

where  $N_j^c$  denotes the coronal population of level  $j$ , namely the population that would correspond to the case in which spontaneous emissions do occur, but not absorptions and stimulated emissions. The coefficients  $\Gamma_{jk}$  shall vary from one run of iterations to the next one, as do the "known" populations used to compute the absorption coefficients.

Once we have obtained the linear form given by eq. (4) for the SE equations, because the absorption coefficients for all the transitions  $j \leftrightarrow k$  are known, it is straightforward to derive from the expression for the emission coefficient, as given by eq. (2), the coefficients  $S^c(L)$  and  $\sigma(L, L')$  of the system of linear equations

$$S(L) = S^c(L) + \sum_{L'} \sigma(L, L') J(L') \quad (5)$$

for the source functions  $S(L)$ , where the index  $L$  denotes each one of the lines (whose number is NLT) that originate from the transitions between the atoms levels (whose number is NEL). Hereinafter  $J(L)$  stands for  $\bar{J}_{jk}$ .

That is, starting from an hypothesis quite standard in the study of stellar atmospheres, we found out the way of expressing the source functions of each one of the NLT spectral lines formed as a linear function of all the integrated mean intensities  $J$  of the radiation field in these lines. In such a way, at least within an iterative scheme, we are back to a situation akin to that of the two-level-atom. That suggested us to solve the system of eqs. (5) together with the corresponding RT equations, in which the absorption

coefficients are assumed to be known, too, by employing the Implicit Integral Method [2] (hereafter IIM) shortly described in the next section.

### 3. *The IIM for the Multi-Level-Atom.* 3.1. *Bases of the method.*

It happens in many classical stellar atmosphere problems that one has to solve a large number of individual RT equations in order to account for the evolution of the corresponding specific intensities, one for each direction and frequency. In most of these problems the source function of each individual RT equation includes an integral that couples all the specific intensities, i.e. a scattering-like integral. Consequently all the RT equations are coupled through these integrals, so that all of them must be solved simultaneously, which makes the problem extraordinarily complex. For some of these instances, the scattering-like integral is the same in all the RT equations. This is the case of isotropic coherent scattering in monochromatic problems, or the case of the specific mean intensity integrated over the absorption profile in the problem of two-level spectral line formation under conditions of complete redistribution. With the specific aim of solving this kind of scalar coupling problems (in which the same integral couples all the RT equations), the IIM was developed for systems formed by both plane-parallel layers (Simonneau and Crivellari, [2]) and spherical layers (Gros et al., [3]), systems that are typical of stellar atmospheres.

In this Section we generalize the IIM in order to solve directly (i.e. without iterations) the spectral line formation problem for a multilevel atom model with NEL energy levels, once the corresponding source functions (for all the spectral lines) have been linearized according to the form given by eq. (5) of the previous Section.

Like most of the numerical methods employed for the solution of the RT problem, the IIM requires a discrete optical depth scale. Such a grid of points  $\tau(D)$ , with  $D = 1, 2, \dots, ND$ , delimites a series of layers ( $D, D + 1$ ), in everyone of which the relevant physical variables are assumed to vary in a prescribed manner. Here, in particular, we assume a parabolic behaviour for each specific source function, which enables us to warrant their continuity (as well as that of their first derivatives) at the points  $\tau(D)$  that separate the layers. It is at these points that we evaluate the numerical values of all the variables of the problem.

At each depth point  $\tau(D)$  we will denote by  $I_D^\pm(\nu, \mu, L)$  the upgoing (+) and downgoing (-) intensities. As customary,  $\nu$  is the frequency,  $\mu$  is the cosine of the angle between the direction of the intensity and the radial direction,  $L$  specifies each one of the NLT spectral lines.

The natural boundary conditions of the problem are given by the specific downgoing incident intensities  $I_1^-(\nu, \mu; L)$ , striking onto the upper boundary surface of the system  $\tau(D = 1)$ , and the specific upgoing incident intensities  $I_{ND}^+(\nu, \mu; L)$ , striking onto the lower boundary surface  $\tau(ND)$ . Actually, we

use the name of boundary conditions because we solve the problem for the mean intensities or, alternatively, the corresponding source functions. Indeed, the above incident intensities are the initial conditions for the evolution of the relevant specific intensities.

In order to solve the RT problem, we have stratified the stellar atmosphere into a series of layers ( $D, D+1$ ); the IIM shall tackle each of them one by one, as if they were independent systems. Therefore, we shall need the boundary conditions relevant to each of them. By analogy with the case of the global system, we will consider here as initial (boundary) conditions the "implicit knowledge" of the corresponding downgoing incident intensities  $I_D^-(\nu, \mu; L)$  and upgoing incident intensities  $I_{D+1}^+(\nu, \mu; L)$ .

The essence of the elimination procedure at the basis of the IIM shows up in the treatment of the upper boundary conditions. During the progressive study of each individual layer, from the top to the bottom, we transport from the previous ones the form of the upper boundary conditions. The downgoing incident intensities are explicitly known at the surface, where their value is usually zero. For the successive layer ( $D, D+1$ ) the values of  $I_D^-(\nu, \mu; L)$  are not explicitly known, but the process of eliminating the previous slabs enables us to compute the coefficients of certain linear relations that link the downgoing incident intensities with the other intervening variables evaluated at the same point  $\tau(D)$ , namely the source functions, their first derivatives and the upgoing intensities. These linear relations will constitute the upper boundary conditions for the study (and elimination) of the layer ( $D, D+1$ ).

The lower boundary condition shall be expressed through the formal use of the so far unknown upgoing incident intensities  $I_{D+1}^+(\nu, \mu; L)$ .

In this way, the IIM works by eliminating layers of the system and replacing them by means of a suitable boundary condition at the upper surface of the first of the remaining layers. This constitutes a typical forward-elimination process.

Yet, the study of the layer ( $D, D+1$ ) also yields the coefficients of another set of linear relations that express the source function  $S_D(L)$  of each line  $L$  in terms of all the so far unknown source functions  $S_{D+1}(L')$  and their derivatives  $S'_{D+1}(L')$ , as well as the full set (frequencies, directions and lines) of the unknown upgoing incident intensities  $I_{D+1}^+(\nu, \mu; L')$ . These relations will be enough to compute later the numerical values of the corresponding variables, within a back-substitution process.

Now, the coefficients of the implicit upper boundary condition for each individual layer, that link the downgoing incident intensities  $I_D^-(\nu, \mu; L)$  with the intensities  $I_{D+1}^+(\nu, \mu; L)$ , the source functions and their derivatives, can be overridden at each successive step of elimination. On the contrary, those that link the source functions  $S_D(L)$  with all the variables at  $\tau(D+1)$ , necessary to compute the values of the former in the back-process, must be stored in memory.

3.2. *Dynamics of the Implicit Integral Method.* Let us undergo now the study of the generic layer  $(D, D+1)$ . We assume that, from the previous study of the foregoing layers, we have determined the coefficients of the linear relations (one for each specific downgoing incident intensity, i.e. one for each triple set of values of the indexes  $N$ ,  $M$  and  $L$  that respectively denote the frequency, the direction, and the spectral line)

$$I_D^-(N, M, L) = \mathcal{LR} \left\{ \left[ S_D(L') \right]_b \left\{ S_D'(L') \right\}_b \left[ I_D^+(N', M', L') \right] \right\}, \quad (6)$$

which constitute the implicit upper boundary conditions for the study of the layer  $(D, D+1)$ . Hereinafter the symbol  $\mathcal{LR}$  will denote a linear relation. We employ the notation  $\{ \dots \}$  to mean a set of functions, numbered according to their relevant indexes.

The above linear relations are the initial conditions required to study the propagation of the downgoing intensities falling onto the upper boundary surface at  $\tau(D)$ . For the first layer, the coefficients of eq. (6) must be all equal to zero, in order to fulfill the initial conditions at the surface. The other set of boundary conditions consists of the so far unknown upgoing intensities  $I_{D+1}^+(N, M, L)$ .

Besides, as already remarked above, from the previous study of the foregoing layer  $(D-1, D)$  we have for all the lines  $L$  the coefficients of the linear relation

$$S_{D-1}(L) = \mathcal{LR} \left\{ \left[ S_D(L') \right]_b \left\{ S_D'(L') \right\}_b \left[ I_D^+(N, M, L') \right] \right\}, \quad (7)$$

Now, by making use of the piecewise parabolic approximation assumed for the behaviour of the source functions, the integral form of the RT equation applied to  $I^+(N, M, L, \tau)$  between  $\tau(D+1)$  and  $\tau(D)$  yields straightforwardly the coefficients of the linear form

$$I_D^+(N, M, L) = \mathcal{LR} \left[ S_D(L), S_{D+1}(L), S_{D+1}'(L), I_{D+1}^+(N, M, L) \right]. \quad (8)$$

The set of eqs. (8) represents the RT equations for the upgoing intensities under the above hypothesis of a parabolic behaviour of  $S(L, \tau)$  within the layer  $(D, D+1)$ . The same hypothesis, i.e. piecewise parabolic behaviour of the source function, enables us to eliminate the set of values of  $S_D'(L')$  in eq. (7), and to rewrite the linear form in terms only of the source functions  $S_D(L')$  and  $S_{D+1}(L')$ , and the derivatives  $S_{D+1}'(L')$ .

Thanks to this elimination, and the substitution of the set of values  $\left\{ I_D^+(N, M, L') \right\}$  by the corresponding implicit values given by eq. (8), we can rewrite the linear expression for  $I_D^-(N, M, L)$ , given by eq. (6), in the form

$$I_D^-(N, M, L) = \mathcal{LR} \left\{ \left[ S_D(L') \right]_b \left\{ S_{D+1}(L') \right\}_b \left\{ S_{D+1}'(L') \right\}_b \left[ I_{D+1}^+(N', M', L') \right] \right\}, \quad (9)$$

whose coefficients are computed straightforwardly. Equations (8) and (9) yield respectively the values of  $I_D^+(N, M, L)$  and  $I_D^-(N, M, L)$  at depth  $\tau(D)$  as linear functions of the same protagonist variables of the problem. Due to

that, by integrating over frequencies and directions (more precisely by summing over the discrete indexes  $N$  and  $M$ ), we can now obtain the coefficients of the linear expression

$$J_D(L) = \mathcal{LR} \cdot \{S_D(L')\}_b \{S_{D+1}(L')\}_b \{S'_{D+1}(L')\}_b \{I_{D+1}^+(N, M, L')\}, \quad (10)$$

that gives the mean intensity  $J_D(L)$  at depth  $\tau(D)$ .

At this point, by making use of eq. (5), that yields each source function  $S_D(L)$  in terms of all the mean intensities  $J_D(L')$ , we are able, via the division by a matrix whose dimension is equal to the number NLT of lines considered, to express the individual source functions in terms of the protagonist variables, in the form

$$S_D(L) = \mathcal{LR} \cdot \{S_{D+1}(L')\}_b \{S'_{D+1}(L')\}_b \{I_{D+1}^+(N', M', L')\}. \quad (11)$$

This is the fundamental relation, whose coefficients, straightforwardly computed, must be stored in memory in order to compute the explicit values of the source functions  $S_D(L)$  in the successive process of back-substitution. The relation given by eq. (11) is akin to that given by eq. (7); that we assumed known from the previous study of the foregoing layer ( $D-1$ ,  $D$ ).

In the same way as we derived eq. (8) for the upgoing intensities, we can now write the RT equations for the downgoing intensities in the form

$$I_{D+1}^-(N, M, L) = \mathcal{LR} \cdot [S_D(L), S_{D+1}(L), S'_{D+1}(L), I_D^-(N, M, L)]. \quad (12)$$

Again, we have made use of the piecewise parabolic approximation for the source functions  $S(L, \tau)$ , in order to solve the RT equations for the downgoing intensities  $I^-(N, M, L, \tau)$  between  $\tau(D)$  and  $\tau(D+1)$ .

By replacing into eq. (12) the expression given by eq. (9) for the downgoing intensities  $I_D^-(N, M, L)$ , and that given by eq. (11) for the source functions  $S_D(L)$  at  $\tau(D)$ , we can easily derive the coefficients of the linear expressions

$$I_{D+1}^-(N, M, L) = \mathcal{LR} \cdot \{S_{D+1}(L')\}_b \{S'_{D+1}(L')\}_b \{I_{D+1}^+(N', M', L')\}, \quad (13)$$

which are akin to those given by eq. (6). Equation (13) shall be used to provide the upper initial conditions necessary to perform the elimination process in the next layer ( $D+1$ ,  $D+2$ ). Then the process is iterated till the bottom.

Along the forward-elimination, we have computed and stored at each depth point  $\tau(D)$  ( $D=1, 2, \dots, D-1$ ), the coefficients of the linear relations between the source functions  $S_D(L)$  given by eq. (11).

When we reach the bottom, the downgoing intensities take the form

$$I_{ND}^-(N, M, L) = \mathcal{LR} \cdot \{S_{ND}(L')\}_b \{S'_{ND}(L')\}_b \{I_{ND}^+(N', M', L')\}. \quad (14)$$

At  $\tau(ND)$ , the upgoing intensities  $I_{ND}^+(N', M', L')$  and the asymptotical behaviour of the source function, i.e.  $S'(L', ND)$ , constitute the known initial conditions for the corresponding RT equations. Then, we are able to

compute easily the coefficients of the linear relation

$$I_{ND}^-(N, M, L) = \mathcal{L}\mathcal{R}.\{[S_{ND}(L')]\} \quad (15)$$

and, because the values of  $I_{ND}^+(N, M, L)$  are known, it becomes possible to express  $J_{ND}(L)$  in terms of all the source functions at  $\tau(ND)$ :

$$J_{ND}(L) = \mathcal{L}\mathcal{R}.\{[S_{ND}(L')]\}. \quad (16)$$

If we take into account the linear dependence of each source function  $S_{ND}(L)$  on the set of mean intensities  $J_{ND}(L)$ , as given by eq. (5), the explicit values of the former quantities are easily computed.

Once we have the explicit values of the protagonist variables  $S_{ND}(L)$ ,  $S'_{ND}(L)$  and  $I_{ND}^+(N, M, L)$ , by means of the fundamental relation given by eq. (11) - whose coefficients were stored in memory during the forward-elimination - it is trivial to compute the explicit values of the individual source functions  $S_{ND-1}(L)$  at depth  $\tau(ND-1)$ . The piecewise parabolic behaviour of  $S(L, \tau)$  between  $\tau(ND-1)$  and  $\tau(ND)$  allows us to compute the explicit values of  $S'_{ND-1}(L)$ ; then the RT equations, in the form given by eq. (8), yield those of the upgoing intensities  $I_{ND-1}^+(N, M, L)$ .

Thus, the back-substitution procedure can be carried on up to the surface. In such a way, all the values of the source functions  $S_D(L)$  and those of their derivatives  $S'_D(L)$  can be obtained, together with those of the upgoing intensities  $I_D^+(N, M, L)$ . In particular, the upgoing intensities computed at the last step of the back-substitution shall constitute the emergent specific intensity.

**4. Results for a paradigm case and conclusions.** We have shortly described in sec.2 how it is possible, for an NEL level atom, to express the source functions of the NLT spectral lines as linear functions of the NLT integrated mean intensities. Successively, in sec.3, we showed the way of solving the RT equations for these lines, without any approximation other than those intrinsic to the numerical algorithm: approximate quadrature of the integrals for the average of the specific intensities by means of the method of discrete ordinates, and analytical integration of the RT equations, in which the corresponding source functions are approximated by arcs of parabola between pairs of successive depth points. Now we have only to present an example, and to draw a few conclusions about the best way of applying the ideas that we have introduced.

We applied our method to the case of an hydrogen atom with 5 energy levels, which implies 10 spectral lines. Given the Einstein coefficients of the corresponding transitions, we assume that all the collisional cross sections had the value  $C_H = 10^{-6} A_H$ . That is, each line shall behave like in the case of a Two-Level-Atom with a parameter  $\epsilon$  equal to  $10^{-6}$ .

In order to compute in the first run of iterations the values of the coefficients that, according to eq. (5), link the individual source functions with the set of the different mean intensities, we start with the values of

the absorption coefficients, i.e. with the values of the populations that correspond to the case of equilibrium. (We take a temperature of 10000 K). The evolution of the results, iteration by iteration, is presented in Fig.1, which is in our opinion self-explanatory.

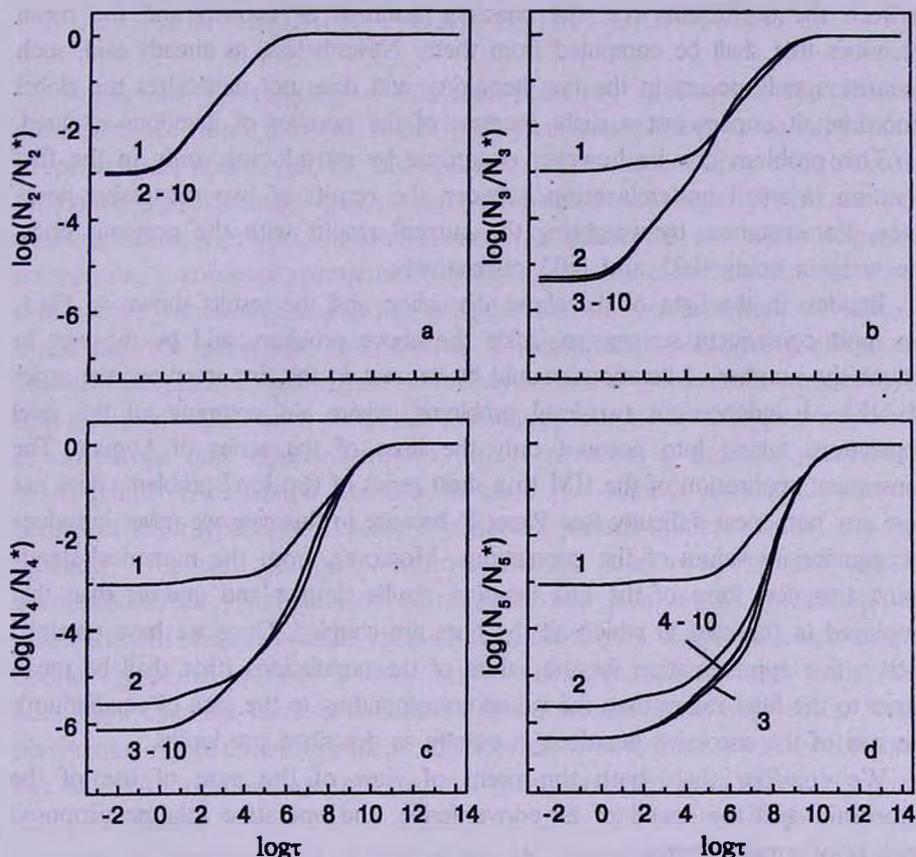


Fig.1. The evolution with iterations of the variation with depth of the excited levels' populations for the case of an hydrogen atom in an isothermal atmosphere at 10000 K. For all the transitions we have set  $C_N = 10^4 A_N$ . The iterations are labelled with the numbers from 1 through 10. The optical depth  $\tau$  in abscissa corresponds to the Lyman mean line opacity.

However, we have to remark that in some cases, usually when steep gradients occur in the source functions, a slight problem may arise in the first iteration: unphysical solutions (i.e. very small and sometimes negative values of the populations) may show up, but they disappear in the successive runs of iterations. This fact, possibly due to round-off errors, is however not critical, because it does not destabilize the procedure, but only delays it by a certain number of iterations (typically of the order of the number of levels considered).

Such unphysical solutions are brought about by the fact that, at the beginning, in order to compute the coefficients of the linear form that links the source

functions with the mean intensities, we use the values of the opacities that correspond to the equilibrium populations of the levels. These equilibrium values are very far from those consistent with the correct solution for the mean intensities and the corresponding source functions. Therefore, there is a certain "unbalance" between the coefficients (i.e. the opacities assumed as known) and the mean intensities that shall be computed from them. Nevertheless, as already said, such a situation only occurs in the first iterations, and does not destabilizes the global procedure; it implies just a slight increase of the number of iterations required.

This problem can be however overcome by introducing, only in the first iteration, a small underrelaxation between the results of two successive iterations. For instance, by weighting the current results with the previous ones, the weights being 0.95 and 0.05 respectively.

Besides, in the light of the above discussion and the results shown in Fig.1, the most consequent strategy to tackle the above problem, and by the way to reduce the number of iterations, would be to treat in the first iteration, the series of NEL - 1 independent two-level problems, where we compute all the level populations taking into account only the lines of the series of Lyman. The consequent application of the IIM to a short series of two-level problems does not pose any numerical difficulty (see Paper I) because in this case we never introduce the equilibrium values of the populations. Moreover, from the numerical standpoint, this new form of the first iteration results simpler and quicker than that employed in the case in which all the lines are coupled. Once we have obtained such a first approximation for the values of the populations (that shall be much closer to the final values than the values corresponding to the case of equilibrium), the run of the successive iterations is exactly as described previously.

We consider that, both the point of view of the ease of use of the algorithm, and the speed of its convergence, the operative scheme proposed here is of great interest.

*Acknowledgements.* Part of this work was supported by Italian MURST (COFIN 2000).

<sup>1</sup> Osservatorio Astronomico di Trieste,  
Italy, e-mail: luc@ll.iac.es

<sup>2</sup> Instituto de Astrofísica de Canarias, Spain

<sup>3</sup> Instituto Nacional de Astrofísica, Óptica y Electrónica, Puebla, Mexico

<sup>4</sup> Institut D'Astrophysique CNRS, France

# ПРИМЕНЕНИЕ МЕТОДА НЕЯВНОГО ИНТЕГРАЛА ПРИ МНОГОУРОВЕННОМ ПЕРЕНОСЕ ИЗЛУЧЕНИЯ В ЛИНИИ

Л.КРИВЕЛАРИ<sup>1,2</sup>, О.КАРДОНА<sup>3</sup>, Э.СИМОНЮ<sup>4</sup>

Когда мы предполагаем, что для решения задачи об образовании спектральных линий в случае многоуровневных модельных атомов необходима итерационная процедура, то, как следствие, возникает вопрос о нахождении наиболее эффективных форм таких итерационных схем. Почти во всех итерационных методах, применяемых при решении тех задач переноса излучения, в которых уравнения переноса связаны с состоянием вещества, в качестве исходных значений коэффициентов поглощения на каждом этапе берутся значения, полученные в результате предыдущей итерации. Такова, например, процедура, используемая для коррекции температуры при построении моделей звездных атмосфер, или же процедура построения  $\Lambda$ -оператора (как приближенного, так и точного) в методах ускоренной  $\Lambda$ -итерации (Accelerated Lambda Iteration - methods). Однако, если при решении многоуровневных задач переноса в линии предположить, что при каждой итерации непрозрачности линий известны, то мы можем воспользоваться уравнениями статистического равновесия и представить населенности энергетических уровней (следовательно, и функции источников соответствующих линий) в виде линейных функций от всей последовательности средних интенсивностей, определяющих поле излучения. После получения таких линейных форм для функций источников мы в состоянии без дальнейших приближений решить уравнения переноса для всех линий, которые теперь посредством вышеуказанных линейных форм линейно связаны с уравнениями статистического равновесия. Это достигается посредством метода "неявного интеграла" (Implicit Integral Method), который был описан в серии предыдущих работ.

## REFERENCES

1. G.B.Rybicki, D.G.Hummer, *Astron. Astrophys.*, **245**, 171, 1991.
2. E.Simonneau, L.Crivellari, *Astrophys. J.*, **409**, 830, 1993.
3. M.Gros, L.Crivellari, E.Simonneau, *Astrophys. J.*, **489**, 331, 1997.

УДК: 52-866

ON INTERPRETATION OF THE RADIATION OF  
CORONAL SUPRATHERMAL STREAMS. IIA.G.NIKOGHOSSIAN<sup>1</sup>, S.KOUTCHMY<sup>2</sup>

Received 9 May 2002

This is the second part of the series of two articles which consider the effect of Compton scattering of the photospheric radiation on fast electrons of the coronal suprathermal streams. As compared to the previous part, a more realistic height-dependent model problem is treated. The results of numerical calculations for the mean frequency change and the proper cross-section for both the sunward and antisunward directed beams of electrons are given as a function of height and the slope angle. It is concluded that, depending on the angle between directions of the initial outburst and magnetic field, the scattering on the beams moving away the Sun may produce measurable drifts in frequency to shortwave as well as to longwave domains of the spectrum. At the same time, the sunward directed beams result only in an increase in the photon energy.

**Key words:** *Sun:corona:coronal suprathermal streams*

1. *Introduction.* We continue discussing the role of the Compton effect in scattering of the solar photospheric radiation on coronal suprathermal streams. The previous paper of this series [1] (hereafter Paper I) dealt with the relatively simple model problem in which the incident radiation was supposed to be monodirectional beam. Such assumption is evidently valid for great distances over the Sun, while it is usually assumed that the propagation of streams occurs in the region of the intermediate corona (from a fraction of the solar radius to several radii from the surface of the Sun). In an early extended paper, Eddy [2] analysed a very well recorded long linear structure of typically 10" width seen in the 1922 corona photographed on large plates. A good reproduction of one of the plates is presented in the famous book "A New Sun" [3]. This linear thread called by Eddy a coronal ray, extended from  $h = 1,2$  to  $h = 3$  solar radii and kept its transverse width almost constant. Thus, the more accurate formulation of the problem must allow for the fact that the photospheric radiation falls within a certain solid angle subtended by the solar disc, as seen from a given height.

Another reason that makes the problem dependent on height concerns overlapping of several streamers. A good argument in favor of this effect is that, typically at heights  $h \geq 1$  solar radius, the streamers are often showing some evidence of a small twist, although they extend very much along the line of sight. In case of a fine thread, the twist would be seen even better but this is not observed. Therefore, the necessity appears to treat the effect

of the Compton scattering on an ensemble of streamers intersected by the line of sight. It is obvious that, on account of curvature of the solar surface, the contribution of each projected beam into observed radiation will be different due to difference in the heights of radiating volumes along the line of sight. Moreover, the number of streams seen at great heights will be also varied. The fact is that the physical properties of the electrons beam (density, velocity and parameter  $\alpha$  specifying the direction of motion) in the model problem we consider are assumed to be identical along its length. Such assumption is understood to be valid up to a certain height  $H$  over the Sun, or stating differently, there must exist a maximum length for the beam with predefined values of the mentioned parameters. This, in turn, implies that the number of the fan-streamers projected onto line of sight will vary with height.

The outline of the paper is as follows. We begin by describing the geometrical model at hand and presenting the needed formulas. The next section is devoted to the results of calculations which reveal the dependence of the mean frequency change on inclination with respect to the line of sight. Further, we discuss the effect produced by an ensemble of fan-streamers projected onto line of sight. For expository reasons, the case of Planck's function as a frequency distribution of incident radiation is considered. The results obtained are discussed in the final section.

**2. The geometrical model.** Fig.1 shows schematically the geometry of the scattering process for a single beam of electrons. Here we avail ourselves of the notations adopted in Paper I. We recall only that the angles  $\psi_i$  and  $\psi_f$  specify the directions of incident and scattered photons, while the angle  $\Phi$  defines the inclination of the symmetry axis of the electron beam. The latter is referenced from perpendicular to the line of sight and takes positive values for inclinations towards the observer, and negative ones for opposite direction. A rectangular Cartesian coordinate system is introduced with the axis  $Oz$  directed along the symmetry axis of the beam and with the plane  $xOz$  involving the line of sight. The line of sight with the impact parameter  $h$  (referenced from the solar surface) intersects the electron beam at a point  $O$  chosen as the origin of the coordinate system. From this point the solar disc is seen within a solid angle

$$\Omega = 2\pi \int_0^{\delta_0} \sin\delta \, d\delta, \quad (1)$$

where  $\delta_0 = \arcsin \frac{\cos\Phi}{1 + (h/R)}$ , and  $R$  is the radius of the Sun.

The components of the unit vectors along directions of the electron motion, incident and scattered photons are respectively

$$\begin{aligned} & \mathbf{v}_0(\cos\alpha\cos\varphi, \cos\alpha\sin\varphi, \sin\alpha), \\ & \mathbf{n}(\sin\delta\cos\phi, \sin\delta\sin\phi, \cos\delta), \\ & \mathbf{n}'(\cos\Phi, 0, \sin\Phi), \end{aligned} \quad (2)$$

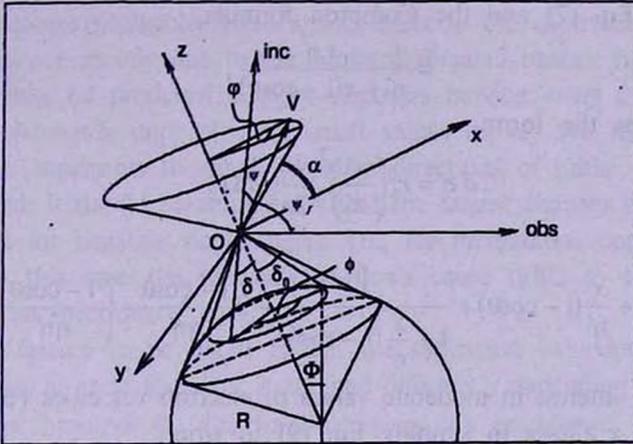


Fig.1. The geometry of the Compton scattering of photospheric radiation on a single beam of electrons with allowance for the solid angle.

so that

$$\begin{aligned} \cos\theta &= (\mathbf{n}, \mathbf{n}') = \sin\delta\cos\phi\cos\Phi + \cos\delta\sin\Phi, \\ \cos\psi_l &= (\mathbf{n}, \mathbf{v}_0) = \sin\delta\cos\alpha\cos(\varphi - \phi) + \cos\delta\sin\alpha, \\ \cos\psi_f &= (\mathbf{n}', \mathbf{v}_0) = \cos\alpha\cos\Phi\cos\phi + \sin\alpha\sin\Phi. \end{aligned} \quad (3)$$

In the particular case of  $\delta_0 = 0$ , Eqs. (3) lead to the results given in Paper I (see Eqs. (14) there).

As before, the quantity of interest for us is the mean value of the frequency change resulting from interaction of a photon with the electron beam

$$\frac{\langle x' \rangle}{x} = \frac{\int x' d\sigma}{x \int d\sigma}, \quad (4)$$

where  $d\sigma$  is the differential cross-section of interaction, the explicit expression of which was presented in Paper I (cf. Eq. (8)), and has the form

$$d\sigma = \pi r_e^2 \frac{dt}{2(mcx\eta)^2} \left\{ \frac{x\eta}{x'\eta'} + \frac{x'\eta'}{x\eta} - 2 \frac{1 - \cos\theta}{\eta\eta'} + \left( \frac{1 - \cos\theta}{\eta\eta'} \right)^2 \right\}, \quad (5)$$

where the following notations are used

$$\eta = \gamma(1 - \beta\cos\psi_l), \quad \eta' = \gamma(1 - \beta\cos\psi_f), \quad t = -2kk', \quad (6)$$

$r_0 = (e^2/mc^2)^2$  is the classical radius of electron, and  $\beta = |p|/c$ ,  $\gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2}$  is the relativistic factor. We recall also that the incident and scattered photons are described by the 4-momenta  $k, k'$  and the dimensionless energies,  $x, x'$  measured in units of  $mc^2$ .

The relativistic invariant  $t$  may be expressed in terms of the invariant  $x'^2 d\Omega = x'^2 \sin\theta d\theta d\varphi$  (see, [4]) as follows

$$dt = m^2 c^2 x'^2 d\Omega. \quad (7)$$

In view of Eq. (7) and the Compton formula,

$$x' = \frac{x \eta}{\eta' + x(1 - \cos\theta)}, \quad (8)$$

Eq. (5) takes the form

$$d\sigma = r_e^2 \left( \frac{x'}{x} \right)^2 \frac{U_0}{2\eta'^2} d\Omega, \quad (9)$$

where

$$U_0 = 1 + \frac{x}{\eta'}(1 - \cos\theta) + \frac{1}{1 + \frac{x}{\eta'}(1 - \cos\theta)} - 2 \frac{1 - \cos\theta}{\eta\eta'} + \left( \frac{1 - \cos\theta}{\eta\eta'} \right)^2. \quad (10)$$

As far as we interest in moderate values of electron velocities ( $\beta \leq 0.4$ ), the smallness of  $x$  allows to simplify Eq. (9) to write

$$d\sigma = r_e^2 \frac{U_0}{2\eta'^2} d\Omega, \quad (11)$$

where now

$$U_0 = 1 + \left( 1 - \frac{1 - \cos\theta}{\eta\eta'} \right)^2. \quad (12)$$

Integration in Eq. (4) extends over the entire domain of variation of  $\delta$  and the azimuthal angles  $\varphi$  and  $\phi$ . For fixed  $\delta$ , the first of Eqs. (3) yields  $d\cos\theta = \sin\delta\cos\Phi d\cos\phi$ . With this in mind, we substitute Eq. (11) into Eq. (4) to obtain

$$\frac{\langle x \rangle}{x} = \frac{\int_0^{\delta_0} \sin\delta d\delta \int_{-1}^1 d\zeta \int_{-1}^1 U_0 \frac{\eta d\xi}{\eta'^3 \sqrt{1-\xi^2}}}{\int_0^{\delta_0} \sin\delta d\delta \int_{-1}^1 d\zeta \int_{-1}^1 U_0 \frac{d\xi}{\eta'^2 \sqrt{1-\xi^2}}}, \quad (13)$$

where  $\xi = \cos\varphi$ ,  $\zeta = \cos\phi$ . In writing Eq. (7) we neglect the limb darkening effect, so that it differs from its counterpart in Paper I (cf. Eq. (16)) by two additional integrations over  $\delta$  and  $\phi$ !

3. *Numerical results.* Fig.2 presents the graphs of the relative mean frequency change resulted from scattering on a single beam of moving electrons. Calculations made for two different heights ( $h/R = 0.25; 4$ ) illustrate the height dependence of the effect. We see that the observing pattern for both heights is qualitatively reminiscent of that described previously in Paper I, in which the incident radiation was supposed to be monodirectional. This especially concerns, as might be expected, great distances from the Sun (the case  $h/R = 4$  in Fig.2), for which the role of the solid angle of incident

<sup>1</sup> The term  $\sqrt{1-\xi^2}$  in denominators of the proper integrals in Eq. (16) of Paper I was omitted, which does not introduce, however, any essential changes in numerical results obtained and in final conclusions.

radiation becomes negligible. Here again, drifts to the shortwave domain of the spectrum are mainly due to the sunward directed beams. It is seen that such drifts may be produced also by electrons moving away the Sun. This occurs for  $\Phi \geq -\pi/6$  and relatively small values of  $\alpha$ . We recall that the parameter  $\alpha$  represents the angle between directions of initial outburst and magnetic field. It should be emphasized that the largest changes in frequencies are observed for negative slope angles, i.e., for inclinations opposite to the observer. In this case the antisunward flows cause drifts to the longwave domain of the spectrum.

Another feature to be noted is that the saturation behavior of the frequency change at great distances is attained differently depending on the slope angle  $\Phi$ : for negative  $\Phi$ , the limiting values are established much faster, than in the opposite case. It is seen that, for  $\Phi = -\pi/3$ , only minor

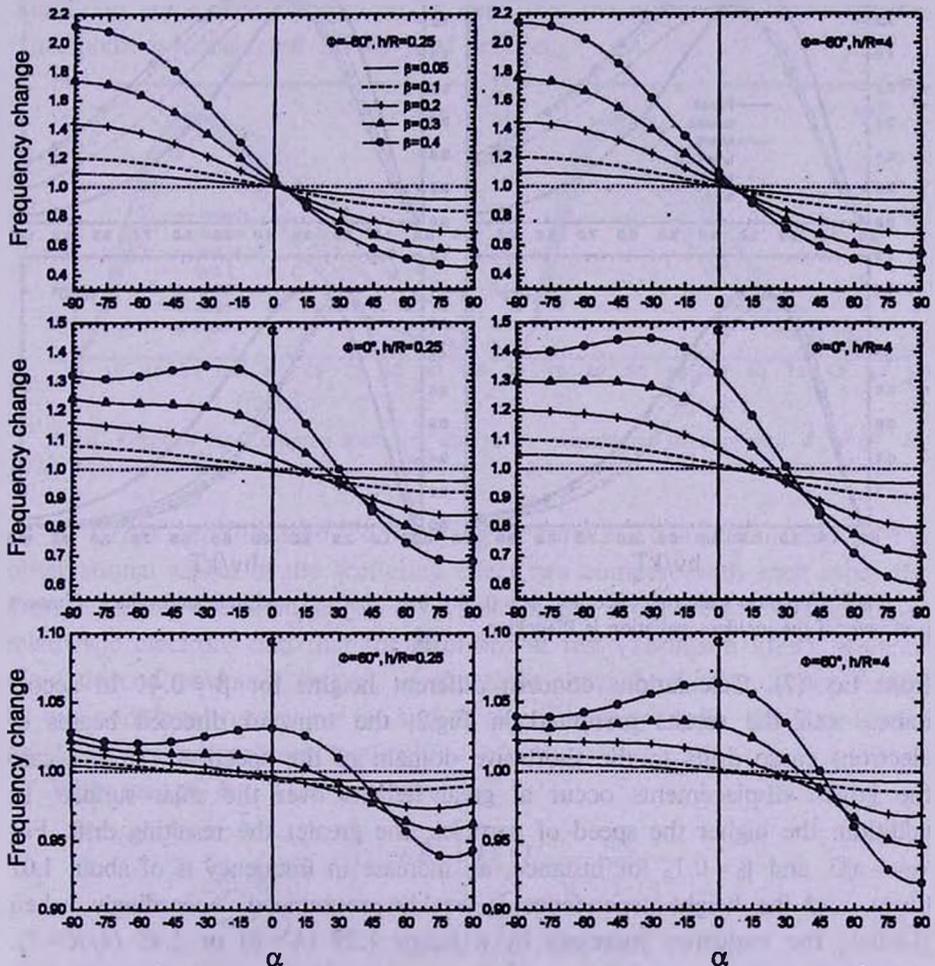


Fig. 2. Dependence of the relative frequency change on  $\alpha$  for fixed values of  $\beta$  and inclination angles  $\Phi$ . The dotted line corresponds to  $\langle x \rangle / x = 1$ .

differences are observed between the results corresponding to the two values of impact parameter, while the difference in heights over the solar surface is significant:  $1.5R$  ( $h/R=0.25$ ) and  $9R$  ( $h/R=4$ ).

For expository reasons, we demonstrate in Fig.3 the effect of Compton scattering on a single beam of electrons perpendicular to the line of sight, if the intensity of incident radiation is assumed to be Planckian. The dimensionless intensity evaluated for scattered radiation is

$$I(x) = I_0 x^3 \left[ \exp\left(\frac{x}{r}\right) - 1 \right], \quad (14)$$

where  $x = h\nu/kT$ ,  $I_0 = 2(kT)^3/(ch)^2$ ,  $k$  is Boltzmann's constant,  $T$  is the effective temperature, and  $h$  is Planck's constant. The ratio  $r = \langle x' \rangle/x$  is found

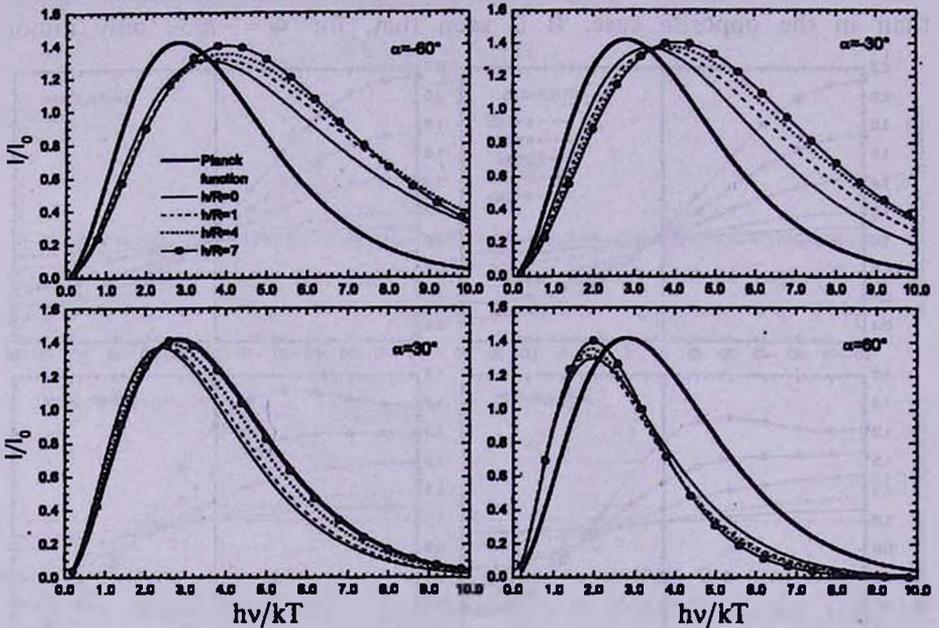


Fig.3. Compton scattering effect for  $\Phi = 0$ ,  $\beta = 0.4$ ,  $H/R = 8$  and indicated values of impact parameter if the incident radiation is Planckian.

from Eq. (7). Calculations concern different heights for  $\beta = 0.4$ . In accordance with the results presented in Fig.2, the sunward directed beams of electrons cause drifts to the shortwave domain of the spectrum. In this case the largest displacements occur at great heights over the solar surface. In addition, the higher the speed of particles, the greater the resulting drift. For  $\alpha = -\pi/3$  and  $\beta = 0.1$ , for instance, an increase in frequency is of about 1.07 times, and the height dependence is weakly pronounced. Accordingly, when  $\beta = 0.4$ , the frequency increases by a factor 1.29 ( $h=0$ ) or 1.43 ( $h/R=7$ ). It is also of interest the changes in the intensity of the scattered radiation in the optical domain of the spectrum. For instance, at  $\lambda = 5000\text{\AA}$  (i.e.,

$h\nu/kT = 5$ , for  $T = 5700$  K) it grows by a factor 1.2, if  $\beta = 0.1$ , and, correspondingly, by a factor 1.56+1.80 (depending on height), if  $\beta = 0.4$ .

Turning now to the case of antisunward directed beams, we see that, depending on the value of  $\alpha$ , the drifts may occur to both the shortwave and longwave regions of the spectrum. For  $\alpha \geq \pi/6$ , the scattering at all heights leads to reddening of incident radiation. The greater the height and the value of  $\alpha$ , the more significant is the observed effect. For  $\alpha = \pi/3$ , the photons' energy decreases by a factor of 1.07 ( $\beta = 0.1$ ) and 1.4+1.6 ( $\beta = 0.4$ ). This reduces the intensity observed at  $\lambda = 5000\text{\AA}$  by a factor of 1.28 ( $\beta = 0.1$ ) and 2.6+4 ( $\beta = 0.4$ ).

The effect of an ensemble of radially directed streams for  $H/R = 4$  and with the mean slope angle  $\Phi_0 = \pi/3$  is shown in Fig.4. The spread of inclination angles around  $\Phi_0$  is  $\pi/12$ . Again, as in Fig.3, the shifts of Planckian are remarkable and let us hope that the effect may be observable. This point is considered in the next section.

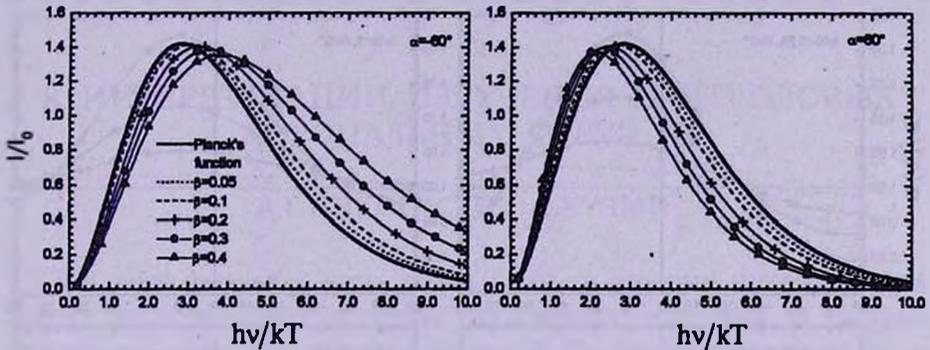


Fig.4. Effect of the Compton scattering due to an ensemble of streams with  $\Phi_0 = 60^\circ$  for  $H/R = 4$  and  $h/R = 0.25$ .

4. *Cross-section and concluding remarks.* To make an idea on the observational aspect of the scattering effect, we compare with each other the averaged (over the solid angle  $\Omega$ ) value of the cross-section evaluated for relativistic electrons and that for electrons at rest (Thomson limit). Both of them depend obviously on  $\Phi$ , at the same time the former is determined by two additional parameters  $\alpha$  and  $\beta$  (for simplicity's sake, the dependence on  $\delta_0$  is not pointed out explicitly).

With use of Eq. (11) we have

$$\frac{\sigma(\alpha, \Phi, \beta)}{\sigma_T(\Phi)} = \frac{\int_0^{\delta_0} \sin \delta d\delta \int_{-1}^1 d\zeta \int_{-1}^1 U_0 \frac{d\xi}{\eta'^2 \sqrt{1-\xi^2}}}{\pi \int_0^{\delta_0} \sin \delta d\delta \int_{-1}^1 (1 + \cos^2 \theta) d\zeta} \quad (15)$$

Integrations in the denominator are performed analytically to yield an explicit

expression for  $\sigma_T$

$$\sigma_T = 2\pi \left[ \left( 1 + \frac{1}{3} \cos^2 \Phi \right) (1 - \cos \delta_0) + \frac{1}{3} \left( 1 - \frac{4}{3} \cos^2 \Phi \right) (1 - \cos^3 \delta_0) \right]. \quad (16)$$

The results of calculations obtained from Eq. (15) for several slope angles and two values of impact parameters ( $h/R=0.25; 4$ ) are given in Fig.5. We see that the dependence on height is insignificant: only minor differences are

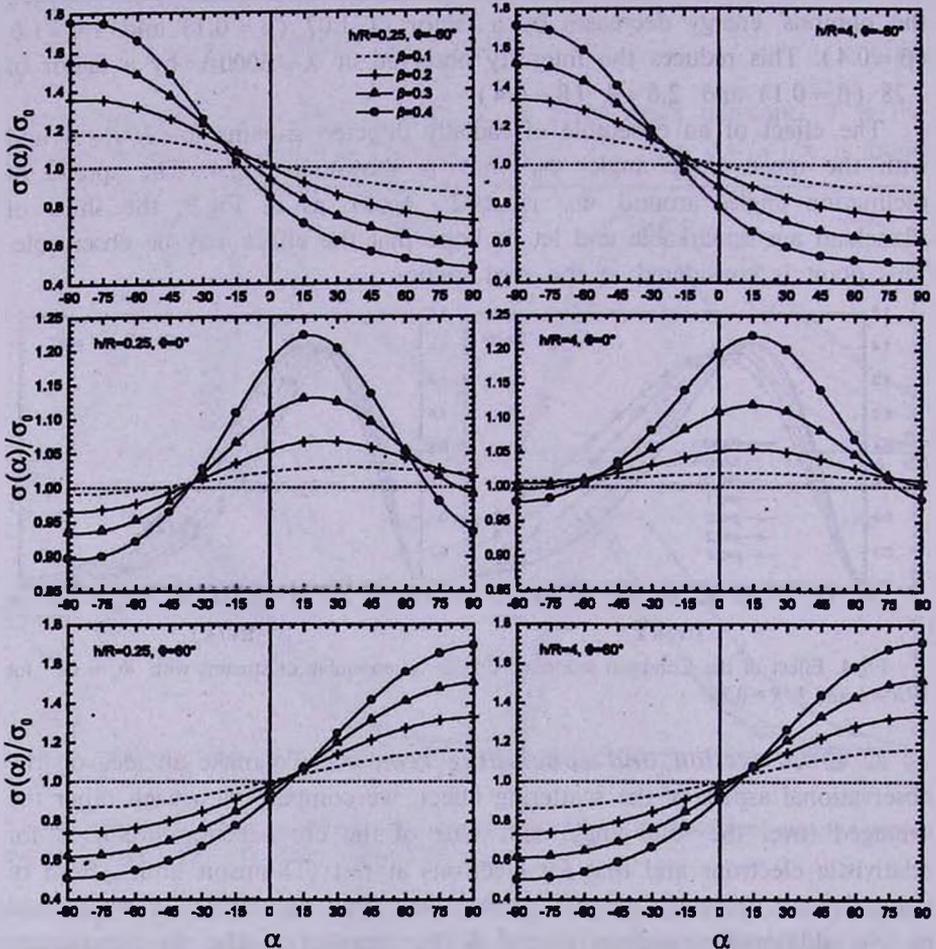


Fig.5. The ratio of the averaged cross-sections for Compton scattering to that of Thomson scattering for two heights and indicated values of  $\Phi$ .

exhibited in case of  $\Phi = 0$ . We conclude further that the cross-section of interest to us may exceed that for Thomson scattering up to 1:8 (for  $\beta = 0.4$ ) times, as it is the case of  $\Phi < 0$  ( $\Phi > 0$ ) and sunward (antisunward) directed beams.

Combining these results with those given in Fig.2, we see that the role of the Compton scattering is most efficient for negative slope angles. In this case

the scattering on the sunward directed beams shortens the wavelengths, while the beams of electrons moving away the Sun (which are of primary importance from the point of view of suprathermal streams) produce drifts to the longwave domain of the spectrum. The shortening of wavelengths for antisunward directed beams may be observed merely for  $\Phi > 0$  and small values of  $\alpha$  ( $\leq \pi/6 + \pi/4$ , depending on height) but the resulting effect is obviously smaller.

The above analysis shows that in some cases the effect of the discussed mechanism of the radiation redistribution may be measurable even for relatively moderate energies of electrons if only the fractional density of such electrons is not too small.

<sup>1</sup> V.A.Ambartsumian Byurakan Astrophysical Observatory,  
Armenia, e-mail: narthur@bao.sci.am

<sup>2</sup> Institut d'Astrophysique, Paris, France, e-mail: koutchmy@iap.fr

## К ИНТЕРПРЕТАЦИИ ИЗЛУЧЕНИЯ НАДТЕПЛОВЫХ КОРОНАЛЬНЫХ СТРУЙ. II

А.Г.НИКОГОСЯН<sup>1</sup>, С.КУЧМИ<sup>2</sup>

Это заключительная часть серии работ, в которых рассматривается эффект комптоновского рассеяния фотосферного излучения на быстрых электронах надтепловых корональных струй. По сравнению с предыдущей работой обсуждается более реалистичная, зависящая от высоты модельная задача. Приводятся результаты численных расчетов, показывающие зависимость среднего относительного изменения частоты и соответствующего дифференциального сечения от высоты и угла наклона электронного пучка. Рассмотрены как удаляющиеся от Солнца пучки электронов, так и пучки, направленные к нему. Делается заключение, что в зависимости от угла между направлениями начального выброса и магнитного поля рассеяние на электронах, удаляющихся от Солнца, могут вызвать измеряемые смещения падающего излучения как в коротковолновую, так и в длинноволновую области спектра. Рассеяние же на обратно направленных пучках приводит лишь к увеличению энергии фотонов.

## REFERENCES

1. *A.G.Nikoghossian, S.Koutchmy, Astrofizika, 44, 643, 2001.*
2. *J.A.Eddy, Sol. Phys., 30, 385, 1973.*
3. *J.A.Eddy, A New Sun; The Solar Results from Skylab, NASA SP-402, 1979.*
4. *A.I.Akhiezer, V.B.Berestetski, Quantum Electrodynamics, Fizmatgiz, M., 1959.*

УДК: 524.77

## УСТОЙЧИВОСТЬ ДЖИНСА ВРАЩАЮЩЕЙСЯ СРЕДЫ, СПОСОБНОЙ СОПРОТИВЛЯТЬСЯ КАСАТЕЛЬНЫМ НАПРЯЖЕНИЯМ

В.А.АНТОНОВ, А.С.БАРАНОВ, Е.И.ТИМОШКОВА

Поступила 11 января 2002

Принята к печати 10 августа 2002

В модель однородной вращающейся гравитирующей среды введена сопротивляемость касательным напряжениям. Показано, что это снимает гироскопическую стабилизацию как в присутствии вязкости, так и без нее. Рассмотрена также модель соприкасающихся газовой и жесткой сред. Соприкосновение с жесткой опорой также отчасти снимает гироскопическую стабилизацию. Этот факт может вести к некоторому компромиссу между теорией волн плотности и самораспространяющегося возбуждения для объяснения спиральной структуры галактик.

1. *Касательные напряжения в однородной среде.* В задачах астрофизики и небесной механики многократно встречается, так называемая, гироскопическая стабилизация. Примерами могут служить различные вихри в газовых подсистемах галактик, течения в недрах планет и т.д. Одним из известных важных свойств гироскопической стабилизации, которое обязательно надо учитывать, является возможность ее снятия диссипативными силами. При наличии диссипативных сил нарушение стабилизации происходит почти всегда, за вычетом лишь редких, явно вырожденных случаев. Результат проявляется в виде, так называемой, вековой неустойчивости [1-5]. Точнее говоря, термин "вековая неустойчивость" рожден астрономическими приложениями, само же явление снятия гироскопической стабилизации имеет общее для всей механики значение, только, например, инженеры, конструирующие разные вращающиеся детали, употребляют в формально аналогичных ситуациях другое словосочетание "парадокс Циглера" [6,7].

Общим, однако, остается то, что устойчивость, появившаяся за счет гироскопических сил, разрушается сколь угодно малыми силами необратимой, диссипативной природы [8]. В данной статье мы хотим показать, напротив, что взаимодействия, казалось бы, совсем иные и сохраняющие обратимость, тем не менее, могут вести к совершенно аналогичному снятию гироскопической стабилизации. Речь идет о поправках, связанных с нарушением локальной пространственной симметрии сил, что можно назвать анизотропией напряженного состояния (в обобщенном смысле). В сущности, давление в условиях межзвездной среды так или иначе анизотропно почти всегда, предположение об изотропии принимается только

для упрощения, не всегда оправданного в конкретных астрофизических задачах. Между тем, иногда малая анизотропия может качественно изменить картину, как это и происходит с вязкостью [8].

В качестве отправного пункта мы берем модель бесконечной однородной среды Джинса [9,10], применяемую к реальным космологическим проблемам [11], несмотря на её известные недостатки, потому что она достаточно проста, но содержит уже все нужные нам основные признаки. В дальнейшем мы все время рассматриваем возмущения, развивающиеся в  $x$ - и  $y$ -направлениях, без перемещений частиц в третьем направлении. Через  $\rho$ ,  $c$ ,  $\Omega$  и  $G$  обозначаем соответственно плотность газа, скорость звука, угловую скорость общего твердотельного вращения и гравитационную постоянную. Все время используем линейное приближение с частотой колебаний  $\omega$  и волновым числом  $k$ , для определенности у нас  $k > 0$ . Для среды с обычным изотропным давлением получается дисперсионное уравнение

$$\omega^2 - k^2 c^2 + 4\pi G \rho - 4\Omega^2 = 0 \quad (1)$$

и соответственно критерий неустойчивости

$$4\pi G \rho > k^2 c^2 + 4\Omega^2, \quad (2)$$

так что при  $\Omega^2 > \pi G \rho$  среда устойчива на любых длинах волн, что и представляет собой гироскопическую стабилизацию в наиболее четкой форме. При  $\Omega^2 < \pi G \rho$  устойчивы только достаточно короткие волны, но критическая длина за счет эффекта вращения все же возрастает.

Наше изменение предпосылок состоит в том, что каждая газовая частица, попавшая в условия неизотропной деформации, испытывает и анизотропные напряжения. Конкретным физическим основанием может служить присутствие магнитного поля, не регулярного, но пронизывающего среду хаотически в разных направлениях, если длина нерегулярности поля много меньше длины волны  $2\pi/k$ . Исходную картину поля мы представляем себе статистически изотропной, но это не отменяет того факта, что анизотропия сказывается при развитии возмущения. Действительно, например, при чистом сжатии в одном направлении параллельные ему пучки магнитного поля ведут себя нейтрально (с точностью до некоторых тонких эффектов перестройки не совсем однородных полей), а поперечные пучки создают анизотропию давления. Иными словами, включение скалярной поправки от хаотических магнитных полей в величину  $c^2$ , часто практикуемое в космогонии тел всевозможных масштабов от планет до скоплений галактик, есть по существу натяжка.

Сходную анизотропию вносит турбулентность и вообще присутствие по-разному ориентированных локальных вихрей и струй. Подобные локальные течения обладают инерцией, позволяющей им в какой-то степени сопротивляться деформации сдвига - в этом и состоит формальная аналогия

с магнитным полем. Правда, различные релаксационные процессы с течением времени ведут к термодинамическому равновесию, так что анизотропная модель пригодна только на каком-то ограниченном интервале времени. Но за период срабатывания медленных релаксационных процессов может успеть развиться неустойчивость, как мы обсуждаем дальше.

Итак, общим свойством разных моделей является упругая реакция среды на относительные сдвиги. Наиболее общей формой линеаризованных уравнений при всех сделанных предположениях является [12]

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 \xi}{\partial t^2} &= \alpha \frac{\partial}{\partial x} \left( \frac{\partial \xi}{\partial x} + \frac{\partial \eta}{\partial y} \right) + \beta \Delta \xi + 2\Omega \frac{\partial \eta}{\partial t} - \frac{\partial \delta \varphi}{\partial x}, \\ \frac{\partial^2 \eta}{\partial t^2} &= \alpha \frac{\partial}{\partial y} \left( \frac{\partial \xi}{\partial x} + \frac{\partial \eta}{\partial y} \right) + \beta \Delta \eta - 2\Omega \frac{\partial \xi}{\partial t} - \frac{\partial \delta \varphi}{\partial y}. \end{aligned} \quad (3)$$

При этом ради удобства записи мы отказываемся от обычного эйлера описания состояния среды и используем вектор малых лагранжевых смещений  $(\xi, \eta)$ . Они связаны с возмущением плотности  $\delta \rho$  соотношением неразрывности

$$\delta \rho = -\rho \left( \frac{\partial \xi}{\partial x} + \frac{\partial \eta}{\partial y} \right). \quad (4)$$

Величина  $\delta \rho$  связана с возмущением потенциала  $\delta \varphi$  уравнением Лапласа

$$\Delta \delta \varphi \equiv \frac{\partial^2 \delta \varphi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \delta \varphi}{\partial y^2} = 4\pi G \delta \rho. \quad (5)$$

Применительно к свойствам нашей задачи мы сочли нужным ввести параметры  $\alpha$  и  $\beta$ , несколько отличающиеся от обычных параметров Ламе [12,13], но связанные с ними определенными соотношениями. Коэффициент  $\alpha$  учитывает обычную объемную плотность, а члены с  $\beta$  дают вклад в равновесие среды от касательных напряжений. Физически необходимое условие положительной определенности энергии упругой деформации накладывает на  $\alpha$  и  $\beta$  ограничения  $\alpha > 0, \beta > 0$ .

Поскольку возмущения разворачиваются на изотропном фоне, можно без ограничения общности считать величину  $\delta \rho$  в комплексной форме пропорциональной  $\exp(i k x - i \omega t)$ . Несложные вычисления с учетом (3), (4) и (5), превращающихся в данном случае в алгебраические уравнения, дают дисперсионное уравнение

$$[\omega^2 - (\alpha + \beta)k^2 + 4\pi G \rho](\omega^2 - k^2 \beta) - 4\Omega^2 \omega^2 = 0. \quad (6)$$

Если обозначить левую часть дисперсионного уравнения (6) через  $f(\omega^2)$ , то  $f(\infty) = +\infty, f(k^2 \beta) = -4\Omega^2 k^2 \beta < 0$ , так что оба корня  $\omega^2 = \omega_1^2$  и  $\omega_2^2$  всегда вещественны и различны. Для определенности пусть  $\omega_1^2 < \omega_2^2$ . Обычная проверка корней по коэффициентам квадратного уравнения

показывает, что  $\omega_1^2 > 0$  всегда, а условием мнимости  $\omega_1$  и, стало быть, неустойчивости является

$$4\pi G\rho > (\alpha + \beta)k^2. \quad (7)$$

При  $\beta \rightarrow 0$  мы возвращаемся к случаю обычного газа, тогда  $\alpha$  совпадает с  $c^2$ . Однако критерий (7) переходит непрерывным образом не в (2), а в условие

$$4\pi G\rho > (kc)^2 \quad (8)$$

с выпавшим вращением. Итак, даже малая сопротивляемость вещества касательным напряжениям гироскопическую стабилизацию снимает. Чтобы несколько подробнее изучить это явление, разложим корни для  $\omega$  по степеням малого  $\beta$ .

а) Система при данном  $k$  неустойчива по Джинсу, выполнено неравенство (2). Включение в расчет параметра  $\beta$  дает только небольшое мало интересное снижение инкремента.

б) Гироскопическая стабилизация: выполнено (2), но не выполнено (8). Значение  $\omega_2$  испытывает лишь малую вещественную поправку, но  $\omega_1$  становится мнимым:

$$\omega_1 = \frac{ik\sqrt{4\pi G\rho - (kc)^2}}{\omega_0} \beta^{1/2} + O(\beta), \quad (9)$$

где  $\omega_0$  - корень уравнения (1). Это дает аperiодическую неустойчивость.

в) Система устойчива по Джинсу уже без вращения, условие (8) не выполнено. Аналогично предыдущему

$$\omega_1 = \pm \frac{k\sqrt{(kc)^2 - 4\pi G\rho}}{\omega_0} \beta^{1/2} + O(\beta), \quad (10)$$

что соответствует некоторой медленной эволюции (не считая быстрых волн с  $\omega \approx \omega_2$ ).

Подчеркнем, что частота  $\omega_1$  в (9) и (10) рождается не из  $\omega = \omega_0$ , а из другого корня  $\omega = 0$ , который при выводе (1) отбрасывается как тривиальный, соответствующий вихревой моде. В обычном однородном газе малая завихренность, действительно, тривиальна в том плане, что она не влияет на другие моды и сама сохраняется неизменной (по отношению к неподвижной системе координат). При включении сдвиговой упругости автономности вихревых возмущений больше нет. Они вовлекаются в общую игру, и поэтому степень многочлена в (6) выше, чем в (1). Включение же обычного трения снимает гироскопическую стабилизацию иначе, путем раскачки колебательной моды с  $\omega = \omega_0$ , тогда как вихревые моды сохраняют автономию, хотя постепенно гасятся трением. То есть один и тот же качественный эффект снятия гироскопической стабилизации трением, с одной стороны, и сдвиговой упругостью, с другой, проявляет

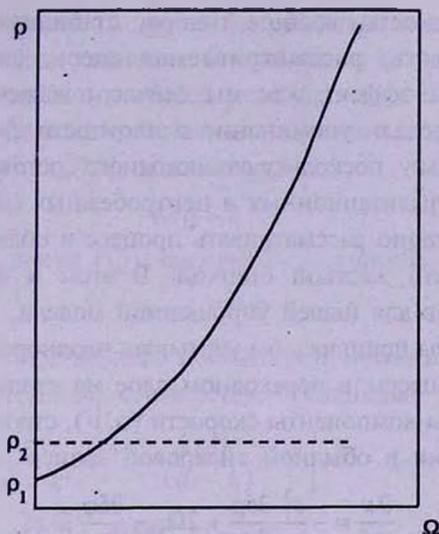


Рис.1. Границы устойчивости по Джинсу (сплошная линия) и с учетом касательных напряжений (пунктир),  $\rho_1 = \frac{(kc)^2}{4\pi G}$ ,  $\rho_2 = \frac{k^2(c^2 + \beta)}{4\pi G}$ .

себя через разные физические механизмы. На рис.1 показаны границы устойчивости вращающейся однородной среды при наличии сдвиговой упругости (причем  $\alpha$  отождествляется с  $c^2$ ) и без нее.

2. *Контакт с твердой средой.* Не обязательно, чтобы оба свойства - сжимаемость и способность противостоять касательным напряжениям - принадлежали одной среде. Если они пространственно разделены, эффект снятия гироскопической стабилизации, как мы покажем ниже, все равно проявляется, хотя и в несколько меньшей степени.

Простейшую модель получаем, заполнив области  $y > 0$  и  $y < 0$  разными средами. В первом случае пусть это будет обычный сжимаемый газ ( $\beta = 0$ ), а во втором - твердая среда с той же плотностью  $\rho$ . Таким образом, мы рассматриваем крайний случай просто потому, что он легче поддается анализу. Такой крайний случай встает, по нашему мнению, потому, что он со сравнительно простыми выкладками показывает само наличие эффекта неустойчивости. В более реалистической ситуации, когда вторая среда представляет собой горячий турбулентный газ только с относительной неподатливостью, "твердостью", качественно результаты остаются аналогичными. Рассчитать их труднее, но для применения к реальным галактикам это при необходимости можно сделать. Полная твердость означает формально  $\alpha = \beta = \infty$ . Такая твердая среда, конечно, не эквивалентна несжимаемой жидкости ( $\alpha = \infty, \beta = 0$ ), которая поддается локальному нажиму на нее. Замена газа в части пространства на

несжимаемую жидкость, вообще говоря, стабилизирует систему [14]. Напротив, твердость, рассматриваемая здесь, способна оказывать дестабилизирующий эффект, как мы сейчас покажем.

В данной же модели упоминание о плотности среды при  $y < 0$  было нужно лишь постольку, поскольку для исходного состояния подразумевается уравнивание гравитационных и центробежных сил. При нахождении возмущений достаточно рассматривать процесс в области  $y > 0$ , а границу  $y = 0$  считать просто жесткой стенкой. В этом и состоит формальное облегчение расчетов для нашей упрощенной модели, тогда как для более "размытого" перехода пришлось бы учитывать неоднородность, но в пределе длинных волн процессы в переходном слое не столь существенны.

Вводя декартовы компоненты скорости  $(u, v)$ , строим линеаризованные уравнения эволюции в обычной эйлеровой записи

$$\begin{aligned}\frac{\partial u}{\partial t} &= -\frac{c^2}{\rho} \frac{\partial \delta \rho}{\partial x} + 2\Omega v - \frac{\partial \delta \varphi}{\partial x}, \\ \frac{\partial v}{\partial t} &= -\frac{c^2}{\rho} \frac{\partial \delta \rho}{\partial y} - 2\Omega u - \frac{\partial \delta \varphi}{\partial y}, \\ \frac{\partial \delta \rho}{\partial t} &= -\rho \left( \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} \right).\end{aligned}\quad (11)$$

с вышеупомянутым граничным условием  $v = 0$  при  $y = 0$ . Отделяем время посредством замены  $\partial/\partial t = -i\omega$  и решаем два первых уравнения (11) относительно  $u$  и  $v$ :

$$\begin{aligned}u &= \frac{1}{\omega^2 - 4\Omega^2} \left( 2\Omega \frac{\partial}{\partial y} - i\omega \frac{\partial}{\partial x} \right) \left( \frac{c^2}{\rho} \delta \rho + \delta \varphi \right), \\ v &= \frac{1}{\omega^2 - 4\Omega^2} \left( i\omega \frac{\partial}{\partial y} + 2\Omega \frac{\partial}{\partial x} \right) \left( \frac{c^2}{\rho} \delta \rho + \delta \varphi \right).\end{aligned}\quad (12)$$

После подстановки (12) в уравнение неразрывности и учета уравнения Пуассона (5) получаем:

$$\delta \rho = \frac{4\pi G \rho \delta \rho + c^2 \Delta \delta \rho}{\omega^2 - 4\Omega^2}.\quad (13)$$

По координате  $x$  условия остаются однородными и мы можем заменить оператор  $\partial/\partial x$  умножением на  $ik$ . (Таким образом,  $k$  имеет сейчас несколько иной смысл, чем в предыдущем разделе). Тогда формула (13) превращается в обыкновенное дифференциальное уравнение

$$\frac{d^2 \delta \rho}{dy^2} + \mu^2 \delta \rho = 0,\quad (14)$$

где

$$\mu = \frac{\sqrt{(kc)^2 + 4\Omega^2 - 4\pi G \rho - \omega^2}}{c} = \frac{\sqrt{\omega_0^2 - \omega^2}}{c}.\quad (15)$$

В принципе, значение  $\mu$  могло бы оказаться и чисто мнимым. Это означало бы, что волна удаляется от границы  $y=0$  сколь угодно далеко без затухания. Но тогда мы имеем дело просто с обычным объемным процессом в среде. Во всех же остальных случаях в роли  $\mu$  мы используем то из двух значений в (15), для которого

$$\operatorname{Re} \mu > 0, \quad (16)$$

и берем нужное решение (15), физически связанное с границей, в виде

$$\delta \rho = e^{-\mu y + ikx} \quad (17)$$

с точностью до несущественного постоянного множителя. Плотности (17) по общим правилам [15,16] соответствует потенциал

$$\begin{aligned} \delta \varphi &= \left[ \frac{4\pi G}{\mu^2 - k^2} e^{-\mu y} - \frac{2\pi G}{k(\mu - k)} e^{-ky} \right] e^{ikx} \quad (y \geq 0), \\ \delta \varphi &= -\frac{2\pi G}{k(\mu + k)} e^{ky + ikx} \quad (y \leq 0). \end{aligned} \quad (18)$$

Остается подставить значения (17) и (18) во второе выражение (12) и приравнять его нулю на границе  $y=0$ , чтобы получить дисперсионное уравнение

$$\frac{c^2}{\rho} (2k\Omega - \omega\mu) - \frac{2\pi G(2\Omega + \omega)}{\mu + k} = 0.$$

По непрерывности это верно и в случае  $\mu = k$ , кажушемся сперва особым. Удобно еще несколько преобразовать данное уравнение, избавившись от знаменателя и раскрыв  $\mu^2$  согласно (15). После сокращения на множитель  $\omega - 2\Omega$ , способного в худшем случае привести к потере устойчивой моды с  $\omega = 2\Omega$  и поэтому в данном случае несущественного, дисперсионное уравнение приводится к окончательному виду

$$\omega(\omega + 2\Omega) + 2\pi G\rho - kc^2(k + \mu) = 0. \quad (19)$$

Непосредственный анализ уравнения (19), путем исключения иррациональности (15), довольно затруднителен. Целесообразнее исследовать конформное отображение  $\omega \rightarrow f(\omega)$ , где  $f(\omega)$  - левая часть (19), для полуплоскости  $\operatorname{Im} \omega > 0$ , тогда точки  $\omega$ , отвечающие неустойчивости, должны при отображении попасть в начало координат. Имеет смысл ограничиваться вещественными значениями параметра  $\omega_0$ , при которых среда сама по себе устойчива по Джинсу. Множество значений  $f(\omega)$  при  $\operatorname{Im} \omega > 0$  определяется формой своей границы, то есть поведением  $f(\omega)$  при вещественном  $\omega$  или, когда надо избежать недоразумения, при вещественном  $\omega$  плюс малая добавка  $i\epsilon$  ( $\epsilon > 0$ ). В частности, пока  $-\omega_0 < \omega < \omega_0$ , значения  $\mu$  и  $f(\omega)$  остаются вещественными, причем с учетом зависимости  $\mu$  от  $\omega$  все время  $f'(\omega) > 0$ , а на концах интервала  $(-\omega_0, \omega_0)$  имеем  $f'(\omega) = \mp\infty$ . Поэтому внутри интервала  $(-\omega_0, \omega_0)$  существует один и только

один минимум  $f(\omega)$  при некотором  $\omega = \tilde{\omega}$ .

За пределами интервала  $(-\omega_0, \omega_0)$ , согласно (15),

$$\text{Im} \mu^2 = 2\text{Re} \mu \cdot \text{Im} \mu = -\frac{2\omega \epsilon}{c}$$

и так как  $\text{Re} \mu > 0$ , то  $\text{Im} \mu < 0$  при  $\omega > \omega_0$  и  $\text{Im} \mu > 0$  при  $\omega < -\omega_0$ . Это значит, что значения  $f(\omega)$  за счет члена с  $\mu$  отходят от вещественной оси вверх ( $\omega > \omega_0$ ) и вниз ( $\omega < -\omega_0$ ). Что касается вещественной части  $f(\omega)$ , то она, как легко видеть, стремится к  $+\infty$  на обоих концах вещественной оси  $\omega$ . Наконец, замкнув верхнюю полуплоскость  $\omega$  сверху полуокружностью бесконечно большого радиуса, имеем для нее на плоскости  $f(\omega)$  асимптотический образ в виде уже целой окружности (проходящей в том же направлении). Итак, получаем схематическое изображение множества значений  $f(\omega)$  при  $\text{Im} \omega > 0$  (см. рис.2).

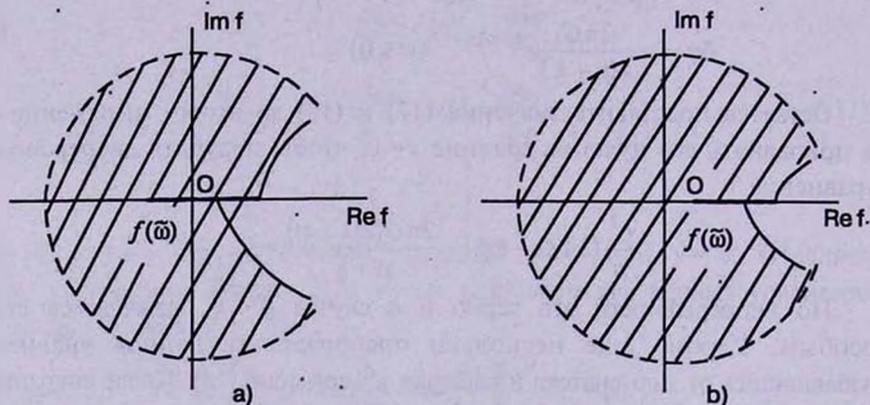


Рис.2. Множество значений  $f(\omega)$ , получаемое конформным отображением из верхней полуплоскости  $\omega$ : а) Устойчивый случай; б) Неустойчивый случай.

Теперь геометрически очевидно, что вопрос, можно ли удовлетворить уравнению  $f(\omega) = 0$  значением  $\omega$  с  $\text{Im} \omega > 0$ , решается тем, доходит ли разрез, оканчивающийся точкой  $f(\tilde{\omega})$ , до начала координат. Более того, при  $\rho = 0$  левая часть (19) принимает отрицательное значение хотя бы при  $\omega = 0$ , это соответствует случаю а). С ростом  $\rho$  вершина разреза на рис.2 отодвигается направо, в чем легко убедиться, проверив частную производную  $\partial f / \partial \rho$ . Коснуться начала координат эта вершина может только раз, после чего для больших  $\rho$  осуществится уже случай б). Но соответствующее критическое  $\rho = \rho^*$  удастся выписать в явном виде:

$$\rho^* = \frac{(2\Omega + kc)^2}{8\pi G} \left( \Omega > \frac{kc}{2} \right). \quad (20)$$

Соответствующая частота критических колебаний

$$\tilde{\omega} = \frac{kc}{2} - \Omega. \quad (21)$$

Действительно, непосредственная подстановка (20) и (21) в (19) дает  $f(\bar{\omega}) = 0$ ,  $f'(\bar{\omega}) = 0$ , как и должно быть. В противном случае  $\Omega < kc/2$  величина

$$f(0) = 2\pi G\rho - k^2c^2 - kc\sqrt{(kc)^2 + 4\Omega^2} - 4\pi G\rho$$

даже при граничной плотности Джинса, когда (2) обращается в равенство, принимает отрицательное значение  $2(\Omega^2 - k^2c^2/4)$ , то есть все время действует случай а).

Итак, при  $\Omega > kc/2$  критерием рассматриваемой граничной неустойчивости является

$$8\pi G\rho > (2\Omega + kc)^2, \tag{22}$$

а при  $\Omega < kc/2$  специальной граничной неустойчивости нет, так как она сливается с объемной неустойчивостью. Результирующая граница неустойчивости показана на рис.3.

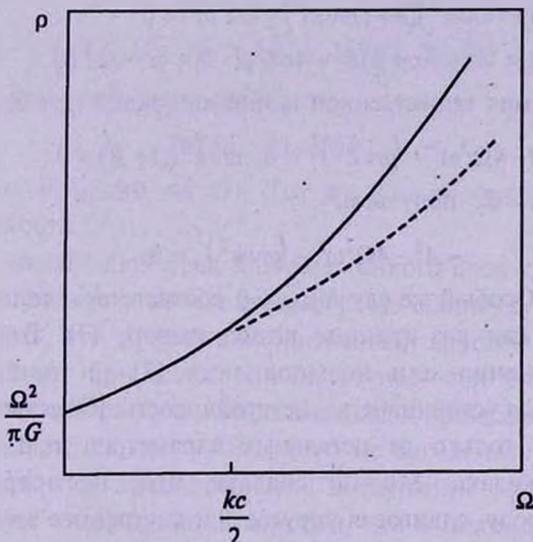


Рис.3. Границы объемной неустойчивости Джинса (сплошная линия) и граничной неустойчивости (пунктир).

3. *Влияние вязкости.* Упругое сопротивление касательным напряжениям вполне может сочетаться с обычной вязкостью. (Подчеркнем еще раз, что физически это разные вещи). В таком случае в правые части (3) добавляются члены

$$v\Delta \frac{\partial \xi}{\partial t}, \quad v\Delta \frac{\partial \eta}{\partial t},$$

где  $v$  - коэффициент вязкости. Соответственно во всех предыдущих расчетах происходит замена

$$\beta \rightarrow \beta - i\omega v, \tag{23}$$

в том числе в уравнении (6). Оно, очевидно, остается уравнением четвертой степени, именно

$$[\omega^2 - (\alpha + \beta)k^2 + 4\pi G\rho + i\omega\nu k^2](\omega^2 - k^2\beta + i\omega\nu k^2) - 4\Omega^2\omega^2 = 0. \quad (24)$$

В частности, рассмотрим случай очень большой вязкости,  $\nu \rightarrow \infty$ . Обычные методы дают асимптотику корней

$$\omega^{(1),(2)} = -ik^2\nu + \dots, \omega^{(3)} = -\frac{ik^2\beta}{\nu}, \omega^{(4)} = \frac{i[4\pi G\rho - (\alpha + \beta)^2]}{\nu}.$$

Определяющую роль играет последний корень: приведенная асимптотика показывает неустойчивость при соблюдении (7) и устойчивость в противном случае. Докажем, что это справедливо и для всех промежуточных значений  $\nu = 0$ . Действительно, переход от устойчивости к неустойчивости при непрерывном изменении  $\nu$  означал бы появление на момент чисто вещественного  $\nu$ . Но уравнение (24) можно сокращенно представить в виде

$$\begin{aligned} (A + i\omega\nu k^2)(B + i\omega\nu k^2) - 4\Omega^2\omega^2 &= 0 \\ (A = \omega^2 - (\alpha + \beta)k^2 + 4\pi G\rho, B = \omega^2 - k^2\beta) \end{aligned}$$

или после деления вещественной и мнимой частей при вещественном  $\omega$

$$AB - 4\Omega^2\omega^2 - (\omega\nu k^2)^2 = 0, \omega\nu k^2(A + B) = 0.$$

Кроме случая  $\omega = 0$ , получаем:

$$-A^2 - 4\Omega^2\omega^2 - (\omega\nu k^2)^2 = 0,$$

что невозможно. Особый же случай  $\omega = 0$  соответствует только  $(\alpha + \beta)k^2 = 4\pi G\rho$ , то есть как раз границе выполнимости (7). В каждой же из областей выполнения или невыполнения (7) ни при каком  $\omega$  не происходит переход устойчивость - неустойчивость. Качественно поведение системы зависит только от остальных параметров  $\alpha, \beta, \rho, k, \Omega$ , что и требовалось доказать. Можно сказать, что, несмотря на разную физическую природу, сдвиговая упругость и внутреннее трение действуют согласованно и единый критерий сохраняет силу при совместном наличии обоих эффектов, как и поодиночке.

4. *Другие случаи и приложения.* Вернемся к модели двух соприкасающихся сред с разными свойствами. Если сред у  $y < 0$  продолжать считать несжимаемой, но ввести некоторую податливость касательным напряжениям ( $\alpha = \infty$ ,  $\beta$  конечно), то дисперсионное уравнение остается алгебраическим, но сильно усложняется. По-видимому, для более податливой среды область дополнительной неустойчивости на рис.3 должна сужаться с уменьшением  $\beta$ , так как в пределе  $\beta = 0$  дестабилизация, как мы уже упоминали, отсутствует. Кроме того, в приложениях к галактикам естественно границу двух сред изображать окружностью. Это уже требует аппарата бесселевых функций, хотя какое-то приближенное представление

об ожидаемом результате можно получить, ограничив снизу все допустимые значения  $k$  величиной  $1/R$ , где  $R$  - радиус граничной окружности.

Пожалуй, еще существеннее тот недостаток нашей модели, как и вообще всех вариантов модели Джинса, что потенциал рассчитывается в цилиндрическом приближении, которое перестает служить, когда длина волны возмущения примерно равна толщине системы или меньше. В ряде случаев более близкие к истине результаты должно давать известное приближение бесконечно тонкого газового диска [17,18].

Для однородной модели вместо (5) в плоском случае надо пользоваться соотношением

$$\delta\phi = -\frac{2\pi G}{k} \delta\tilde{\rho}, \quad (25)$$

где значок "тильда" означает двумерную плотность газа в отличие от пространственной. Соответствующая замена дает вместо (6) дисперсионное уравнение

$$[\omega^2 - (\alpha + \beta)k^2 + 2\pi G \rho k](\omega^2 - k^2 \beta) - 4\Omega^2 \omega^2 = 0, \quad (26)$$

а вместо (7) критерий неустойчивости

$$2\pi G \tilde{\rho} > (\alpha + \beta)k, \quad (27)$$

впрочем, очень похожий на (7). Тот же самый критерий останется и при учете вязкости.

Напротив, модель двух сред в случае тонкого слоя требует для своего исследования довольно сложных квадратур. Из общих соображений можно только заключить, что эффект дополнительной неустойчивости в модели слоя сходит на нет при малых  $k$  или, точнее, при больших значениях безразмерного параметра  $\Omega/kc$ . Тогда колебания происходят в направлении  $y$  и несжимаемая среда при  $y < 0$  просто не может никуда сдвигаться, а в самом газовом слое длинноволновое возмущение устойчиво [17,18].

Во избежание недоразумений заметим, что в цилиндрической модели прямая подстановка  $k=0$  невозможна, она приводит к расходимости в потенциале (18), тогда как в слое возмущения с  $k=0$  способны дать лишь локальную сингулярность. Но в (20) или непосредственно в (19) можно брать бесконечно малые  $k$ , и тогда обнаруживается, что неустойчивость распространяется на всю область  $\Omega^2 < 2\pi G \rho$ , то есть вплоть до предела Пуанкаре.

Вывод, что само присутствие среды, сопротивляющейся сдвигам, способно иногда вызывать неустойчивость в соседнем обычном газе, может иметь значение для эволюции некоторых видов возмущений в галактических дисках. Действительно, ранее развившаяся турбулентность в какой-либо части диска как раз и играет роль относительно жесткой границы, но в свете наших результатов она в состоянии срывать неустойчивость газа в

соседней области. Таким образом, возникает возможная картина распространения неустойчивости самовозбуждением, что в целом, конечно, представляет собой нелинейный процесс. Желательно было бы развить исследование в рамках единой нелинейной постановки, но пока она связана с серьезными математическими трудностями. Поэтому мы и ограничились рассмотрением двух крайних фаз: малые возмущения линеаризуются, а очень большие трактуются статистически как фактор, изменяющий усредненные свойства системы.

Указанное представление может в какой-то мере объединять теорию волн плотности и теорию самораспространяющегося возбуждения [19]. Наличие в какой-то части системы среды, уже претерпевшей неустойчивость и турбулизовавшейся, способно оказывать практически мгновенное (за счет гравитации) влияние, дестабилизирующее соседние области. Так, в принципе, и может распространяться возбуждение, хотя на малых амплитудах структура волны не должна сильно отличаться от той, которая предсказывается теорией волн плотности. Намечается перспектива преодоления, в частности, такой трудности, как отсутствие пересечения спиралей, принадлежащих разным колебательным модам. При активной роли самовозбуждения любой природы таких пересечений, действительно, не должно быть.

Другая известная трудность состоит в том, что в теории волн плотности групповая скорость - порядка скорости звука, а это предопределяет тугую закрутку спиралей, притом по существу, а не только из соображений математического удобства. При комбинировании с идеей самовозбуждения в нашем понимании здесь уже нет принципиальной преграды, так как возмущения, как упомянуто выше, могут распространяться и гравитационным дальнодействием с достаточно высокой скоростью - речь идет о передаче толчка, а не энергии возбуждения.

Заметим, что мы заранее предполагаем отсутствие выделенных направлений, говоря о статистически изотропных магнитных полях или об изотропной турбулентности. Однако сходный механизм высвобождения неустойчивостей работает и при задании изначальной ориентации, в частности, магнитного поля. Д. Линден-Белл [20] в свое время обнаружил эффект дестабилизации регулярным магнитным полем, работающий, в частности, в газовой составляющей галактик.

Главная астрономическая обсерватория, Пулковое,  
Россия, e-mail: baranov@gao.spb.ru

JEANS STABILITY OF A ROTATING MEDIUM  
CAPABLE TO RESIST TO TANGENTIAL TENSIONS

V.A.ANTONOV, A.S.BARANOV, E.I.TIMOSHKOVA

The resistivity to tangential tensions in the model of a homogeneous gravitating medium has been introduced. It has been shown that this introduction unloads the gyroscopic stabilization both in the presence of the viscosity and without it. The model of touching gaseous and rigid mediums has been considered as well. The contact with a rigid support unloads partially the gyroscopic stabilization too. This fact can lead to a certain compromise between the theories of density waves and self-spreading excitation for explaining the spiral structures of galaxies.

Key words: *gravitation: medium: gyroscopic stabilization*

## ЛИТЕРАТУРА

1. В.Л.Поляченко, А.М.Фридман, Равновесие и устойчивость гравитирующих систем, Наука, М., 1976.
2. П.Аппель, Фигуры равновесия вращающейся однородной жидкости, ОНТИ, Л.-М., 1936.
3. P.H.Roberts, K.Stewartson, *Astrophys. J.*, **137**, 777, 1963.
4. R.A.Lyttleton, *The Stability of Rotating Liquid Masses*, Cambridge Univ. Press, Cambridge, 1953.
5. H.Robe, *Mém. Soc. Roy. Sci. Liège*, **18**, 1, 1969.
6. Г.Г.Денисов, В.В.Новиков, Изв. АН СССР, механика твердого тела, №3, 41, 1978.
7. Я.Г.Пановко, И.И.Губанова, Устойчивость и колебания упругих систем. Наука, М., 1979.
8. А.А.Сучков, *Астрон. ж.*, **47**, 1187, 1970.
9. J.H.Jeans, *Astronomy and Cosmology*, Cambridge Univ. Press, Cambridge, 1929.
10. S.Chandrasekhar, *Hydrodynamics and Hydromagnetic Stability*, Oxford Univ. Press, Oxford, 1961.
11. В.С.Сафронов, Эволюция допланетного облака и образование Земли и планет, Наука, М., 1969.
12. Д.Теркот, Дж.Шуберт, *Геодинамика*, ч.1, Мир, М., 1985.
13. П.Мельхиор, *Физика и динамика планет*, ч.II, Мир, М., 1976.
14. В.А.Антонов, А.С.Баранов, *Астрон. ж.*, **75**, 760, 1998.
15. Л.Н.Сретенский, Теория ньютоновского потенциала, Гостехиздат, М., 1946.

16. В.А.Антонов, Е.И.Тимошкова, К.В.Холшевников, Введение в теорию ньютоновского потенциала, Наука, М., 1988.
17. Ю.Н.Мишуров, В.Н.Пептисев, А.А.Сучков, Астрон. ж., 53, 268, 1976.
18. Н.Н.Горькавый, А.М.Фридман, Физика планетных колец, Наука, М., 1994.
19. H.Gerola, P.E.Seiden, Astrophys. J., 223, 129, 1978.
20. D.Lynden-Bell, Observatory, 86, 57, 1966.

УДК: 524.31.082

Краткие сообщения

ВОЗМОЖНАЯ ВСПЫШКА КРАСНОГО  
КАРЛИКА HU Del

1. *Введение.* Звездные вспышки давно уже привлекают внимание астрономов и активно исследуются. Они пока остаются загадочными с точки зрения физической природы проявления вспышечной активности и источников энергии вспышек. С этой точки зрения спектральные наблюдения могут иметь очень важное значение.

Была составлена программа спектральных наблюдений слабых вспыхающих звезд в окрестности Солнца и в звездных агрегатах. Во время этих наблюдений у звезды HU Del были зарегистрированы изменения блеска, предварительные результаты обработки которой приводятся в настоящем кратком сообщении.

2. *Наблюдения и результаты.* Спектральные наблюдения вспыхающей красной карликовой звезды HU Del проводились на 2.6-м телескопе Бюраканской астрофизической обсерватории с помощью Integral Field Spectrograph "Вуу FOSC", созданной на базе спектрографа "TIGER" [1]. В качестве светоприемника был использован CCD размером 1060 x 1028 pix. При наблюдениях использована красная гризма со спектральным разрешением  $2.7 \text{ \AA}/\text{pix}$ , охватывающая спектральный диапазон 5500 – 7500 Å.

Для спектральных наблюдений нами были выбраны слабые вспыхающие звезды в окрестности Солнца и в звездных агрегатах, у которых вероятность регистрации вспышек с большими амплитудами больше.

Во время наших наблюдений было зарегистрировано изменение блеска у звезды HU Del. 15 августа 2000 года были получены три спектрограммы с накоплением сигнала 5 минут для каждого. Временной промежуток между накоплениями сигнала при получении спектрограмм, соответственно, 1 и 23 минуты. Две спектрограммы были получены 20 августа 2000 года. Обе они показывают одинаковый уровень блеска, соответствующий нормальному состоянию звезды. Были получены также спектры стандартной звезды и калибровочные спектры. Спектры звезды приведены на рис.1, где указаны моменты начала накопления сигнала

по всемирному времени (UT).

Звезда  $HU Del = G24 - 16$  [3,4] является астрометрической двойной звездой с периодом около 1.5 года, со спектральным классом  $dM7e$ , видимой визуальной звездной величиной -  $13^m.05$  и находится на расстоянии 8.8 пк [2,3]. Она довольно активная вспыхивающая звезда [4], но данные о ее компоненте не имеются.

По всей вероятности на рис.1a, b, с зарегистрированы изменения блеска звезды  $HU Del$ . Рис.1d соответствует нормальному состоянию звезды. По-видимому рис.1b охватывает момент максимума. Эквивалентная ширина линии  $H_{\alpha}$  соответственно равна 5.95, 5.0, 6.18, 6.14  $\text{\AA}$ .

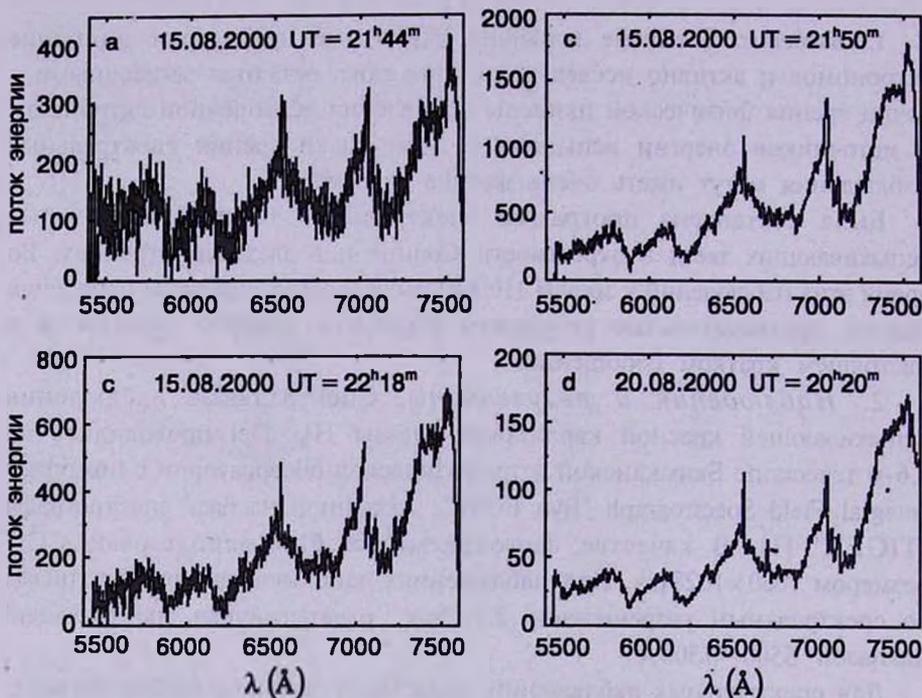


Рис.1. Спектры красного карлика  $HU Del$ .

Возможно наблюдаемое изменение блеска звезды связано с ее двойственностью.

К более детальному анализу спектров этого объекта надеемся вернуться после получения достаточного наблюдательного материала.

*A possible flare of a red dwarf  $HU Del$ .* The results of spectral observations of red flare dwarf  $HU Del$  are given. The observations were carried out in August 2000 with 2.6-m telescope of the Byurakan observatory equipped

with Integral Field Spectrograph "Byu FOSC". Apparently a rapid flare has been occurred on the star HU Del.

Key words: *stars:flare - stars:individual:HU Del*

10 августа 2002

<sup>1</sup> Абастуманская астрофизическая обсерватория  
им. Е.К.Харадзе, Грузия,  
e-mail: rzonats@yahoo.com

Р.Ш.Натвлишвили  
R.Sh.Natsvlishvili

<sup>2</sup> Бюраканская астрофизическая обсерватория  
им. В.А.Амбарцумяна, Армения,  
e-mail: akarapet@bao.sci.am

А.А.Карапетян  
A.A.Karapetian

## ЛИТЕРАТУРА

1. *T.A.Movsessyan, J.-L.Gach, F.Zhamkotsin, J.Boulesteix*, Joint European and National Astronomical Meeting "JENAM-2000", 9<sup>th</sup> European and 5<sup>th</sup> Euro-Asian Astronomical Society Conference, May 29 - June 3, Moscow, Russia, 2000, Abstracts, p.179.
2. *Р.Е.Гершберг*, Вспыхивающие звезды малых масс, Наука, М., 1978.
3. *П.Н.Холопов, Н.Н.Самусь, В.П.Горанский и др.*, Общий Каталог Переменных Звезд, т.2, Наука, М., 1985.
4. *W.E.Kunkel*, IBVS, N294, 1968.

# АЛФАВИТНЫЙ УКАЗАТЕЛЬ

журнала "Астрофизика", том 45, 2002г.

|  |     |
|--|-----|
| <i>Абрамян Г.В.</i> (см. <i>Гигоян К.С.</i> )  | 397 |
| <i>Абрамян Г.В.</i> (см. <i>Микаелян А.М.</i> )  | 91  |
| <i>Абрамян М.Г.</i> Эллипсоиды Римана со сферическим гало  | 125 |
| <i>Абрамян М.Г.</i> Устойчивость S-эллипсоидов Римана со сфероидальным гало  | 251 |
| <i>Агафонов Ю.Н.</i> (см. <i>Застенкер Г.Н.</i> )  | 159 |
| <i>Аззопарди М.</i> (см. <i>Гигоян К.С.</i> )  | 397 |
| <i>Айрапетян М.В.</i> (см. <i>Седракян Д.М.</i> )  | 575 |
| <i>Акопян А.А.</i> (см. <i>Гольбудагян А.Л.</i> )  | 527 |
| <i>Акопян А.А., Сарсян Л.А.</i> Об изменении частоты вспышек вспыхивающих звезд. III. Вспыхивающие звезды ассоциации Ориона                                | 29  |
| <i>Акопян С.А., Балаян С.К.</i> Исследование галактик Второго Бюраканского обзора неба. V. Спектральные наблюдения в площадке $12^h 22^m, +55^\circ$       | 329 |
| <i>Ал-Наимий Х.М.К.</i> (см. <i>Кандалян Р.А.</i> )  | 341 |
| <i>Андреасян Р.Р., Аплл С., Сол Э.</i> О корреляции между направлениями магнитных полей и больших осей внегалактических радиоисточников                    | 241 |
| <i>Анисимова Г.Б.</i> (см. <i>Шацова Р.Б.</i> )  | 535 |
| <i>Антонов В.А., Баранов А.С., Тимошкова Е.И.</i> Устойчивость Джинса вращающейся среды, способной сопротивляться касательным напряжениям                  | 611 |
| <i>Аплл С.</i> (см. <i>Андреасян Р.Р.</i> )  | 241 |
| <i>Арутюнян А.Р.</i> О нейтронных звездах с кварковым ядром  | 307 |
| <i>Арутюнян Г.А., Каллоглян А.Т.</i> Распределение галактик относительно направления перемычек SB-галактик   | 567 |
| <i>Багдоев А.Г., Седракян Д.М.</i> Волновые пучки в неоднородной плазме в поперечном магнитном поле  | 63  |
| <i>Балаян С.К.</i> (см. <i>Акопян С.А.</i> )   | 329 |
| <i>Баранов А.С.</i> (см. <i>Антонов В.А.</i> )   | 611 |
| <i>Басси М.</i> (см. <i>Застенкер Г.Н.</i> )   | 159 |
| <i>Баструков С.И., Папоян В.В., Подгайный Д.В., Янг Дж.</i> Скорость магнитно-эластичных и магнитно-электронных волн в темных молекулярных облаках         | 285 |
| <i>Блашке Д.</i> (см. <i>Седракян Д.М.</i> )   | 203 |
| <i>Бокхслер П.</i> (см. <i>Застенкер Г.Н.</i> )  | 159 |
| <i>Боровец А., Папоян В.В., Первушин В.Н., Рзянин М.В., Смирчинский В.И.</i> Гравитационные волны и репараметризационно-инвариантный гамильтонов формализм | 139 |

|  |     |
|--|-----|
| <i>Братцев В.Ф.</i> (см. <i>Халтыгин А.Ф.</i> )  | 45  |
| <i>Буземанн Г.</i> (см. <i>Застенкер Г.Н.</i> )  | 159 |
| <i>Бухмастова Ю.Л.</i> Влияние гравитационного линзирования на определение функции светимости фоновых объектов   | 231 |
| <i>Бюлер Ф.</i> (см. <i>Застенкер Г.Н.</i> )   | 159 |
| <i>Валтонен М.</i> (см. <i>Чернин А.Д.</i> )   | 295 |
| <i>Вирен С.</i> (см. <i>Чернин А.Д.</i> )  | 295 |
| <i>Галазутдинова О.А.</i> (см. <i>Тихонов Н.А.</i> )   | 311 |
| <i>Гибер Ж.</i> (см. <i>Микаелян А.М.</i> )  | 91  |
| <i>Гигоян К.С., Абрамян Г.В., Азопарди М., Руссей Д.</i> Первый Бюраканский спектральный обзор неба. Звезды поздних спектральных классов. XIII. Полоса $+1^{\circ} \leq \delta \leq +13^{\circ}$                   | 397 |
| <i>Глаголевский Ю.В., Чунтонов Г.А.</i> Исследование слабомагнитных СР-звезд. I  | 499 |
| <i>Горбацкий В.Г.</i> Изменение непрозрачности межгалактической среды при ее реионизации   | 213 |
| <i>Гринин В.П.</i> (см. <i>Копачкая Е.Н.</i> )   | 175 |
| <i>Гулян А.Г.</i> (см. <i>Мартиросян Р.М.</i> )  | 443 |
| <i>Гюльбудагян А.Л., Акопян А.А.</i> Распределение скоростей звезд в ассоциации Pup-SMa  | 527 |
| <i>Джаниашвили Э.Б.</i> (см. <i>Чхиквадзе Я.Н.</i> )   | 15  |
| <i>Джаниашвили Э.Б.</i> (см. <i>Чхиквадзе Я.Н.</i> )   | 489 |
| <i>Дремова Г.Н., Свечников М.А.</i> Оценка шкалы слияния компонентов контактных двойных типа WUMa  | 193 |
| <i>Дремова Г.Н., Свечников М.А.</i> Определение возрастов тесных двойных звезд на ГП по эволюционным звездным моделям Кларета и Гименеца   | 419 |
| <i>Дудка О.И.</i> (см. <i>Павленко Е.П.</i> )  | 5   |
| <i>Дюрре Ф.</i> (см. <i>Никогосян Е.Г.</i> )   | 83  |
| <i>Ерицян М.А.</i> (см. <i>Хачикян Э.Е.</i> )  | 387 |
| <i>Ерицян М.А., Оганесян Р.Х., Оганесян Е.Р.</i> Поляриметрические исследования звезд с инфракрасным избытком излучения  | 35  |
| <i>Застенкер Г.Н., Салерно Э., Бюлер Ф., Бокхслер П., Басси М., Агафонов Ю.Н., Эйсмонт Н.А., Храпченков В.В., Буземанн Г.</i> Изотопный состав и обилие межзвездного нейтрального гелия по данным прямых измерений | 159 |
| <i>Казакевич Е.Э., Орлов В.В.</i> Поиск групп звезд в окрестности Солнца   | 373 |
| <i>Казарян М.А., Каранетян Э.Л.</i> Спектральные наблюдения новых галактик с УФ-избытком. III  | 559 |
| <i>Каллоглян А.Т.</i> (см. <i>Арутюнян Г.А.</i> )  | 567 |
| <i>Кандалян Р.А., Ал-Наимий Х.М.К.</i> Свойства сейфертовских галактик в широком диапазоне от радиоволн до рентгеновских лучей   | 341 |

|  |     |
|--|-----|
| <i>Карпетян А.А.</i> (см. <i>Нацвлишвили А.А.</i> )  | 625 |
| <i>Карпетян Э.Л.</i> (см. <i>Казарян М.А.</i> )  | 559 |
| <i>Караченцев И.Д., Смирнова А.А.</i> Плоские галактики каталога RFGC, детектированные в HIPASS-обзоре   | 547 |
| <i>Кардона О.</i> (см. <i>Кривелари Л.</i> )   | 587 |
| <i>Кахиани В.О.</i> (см. <i>Чхиквадзе Я.Н.</i> )   | 15  |
| <i>Копачкая Е.Н., Гринин В.П., Шаховской Д.Н., Шулов О.С.</i> Результаты фотометрических и поляриметрических наблюдений фуора V1057 Суг от момента вспышки до наших дней | 175 |
| <i>Копылов А.И.</i> (см. <i>Тихонов А.В.</i> )   | 109 |
| <i>Коррал Луис</i> (см. <i>Парсамян Эльма С.</i> )   | 481 |
| <i>Кривелари Л., Кардона О., Симоно Э.</i> Применение метода неявного интеграла при многоуровневном переносе излучения в линии   | 587 |
| <i>Кучми С.</i> (см. <i>Никогосян А.Г.</i> )   | 601 |
| <i>Лунева Ю.В., Холтыгин А.Ф.</i> Химическая эволюция системы галактических планетарных туманностей  | 451 |
| <i>Манаселян Х.А.</i> (см. <i>Мартirosян Р.М.</i> )  | 443 |
| <i>Мартirosян Р.М., Гулян А.Г., Санамян В.А., Манаселян Х.А.</i> Изменение плотности потока радиоисточника Кассиопея-А   | 443 |
| <i>Матевосян Г.Г.</i> (см. <i>Нерсисян Г.Б.</i> )  | 69  |
| <i>Матевосян Г.Г.</i> (см. <i>Нерсисян Г.Б.</i> )  | 223 |
| <i>Микаелян А.М.</i> Оптические отождествления точечных источников IRAS. Галактики. VIII   | 357 |
| <i>Микаелян А.М., Абрамян Г.В., Гибер Ж., Шенел Р.</i> Поиск новых интересных объектов во второй части FBS   | 91  |
| <i>Мухика Рауль</i> (см. <i>Парсамян Эльма С.</i> )  | 481 |
| <i>Нацвлишвили Р.Ш., Карпетян А.А.</i> Красная вспышка красного карлика HU Del   | 625 |
| <i>Нерсисян Г.Б., Седракян Д.М., Матевосян Г.Г.</i> Трансформация и рассеяние волн на неподвижных заряженных частицах в магнитоактивной плазме. I                        | 69  |
| <i>Нерсисян Г.Б., Седракян Д.М., Матевосян Г.Г.</i> Трансформация и рассеяние волн на неподвижных заряженных частицах в магнитоактивной плазме. II                       | 223 |
| <i>Никогосян А.Г.</i> Флуктуации интенсивности излучения, выходящего из многокомпонентной стохастической атмосферы. I  | 273 |
| <i>Никогосян А.Г., Кучми С.</i> К интерпретации излучения надтепловых корональных струй. II  | 601 |
| <i>Никогосян Е.Г., Дюрре Ф., Тамазян В.С.</i> Фотометрия цепочкообразных групп компактных галактик   | 83  |
| <i>Оганесян Е.Р.</i> (см. <i>Ерицян М.А.</i> )   | 35  |
| <i>Оганесян Р.Х.</i> (см. <i>Ерицян М.А.</i> )   | 35  |

|  |     |
|--|-----|
| <i>Оганесян Р.Х.</i> (см. <i>Хачикян Э.Е.</i> )  | 387 |
| <i>Орлов В.В.</i> (см. <i>Казакевич Е.Э.</i> )   | 373 |
| <i>Орлов В.В.</i> (см. <i>Петрова А.В.</i> )   | 409 |
| <i>Осипков Л.П.</i> (см. <i>Чернин А.Д.</i> )  | 295 |
| <i>Очкур В.И.</i> (см. <i>Холтыгин А.Ф.</i> )  | 45  |
| <i>Павленко Е.П., Дудка О.И.</i> Многоцветная фотометрия карликовой новой типа SU URSAE Majoris V1504 CYGNI                    | 5   |
| <i>Павленко Е.П., Примак Н.В., Шугаров С.Ю.</i> Многоцветная фотометрия Новой Ящерицы 1910г. = DI Lac в 1962-2002гг.           | 507 |
| <i>Папоян В.В.</i> (см. <i>Баструков С.И.</i> )  | 285 |
| <i>Папоян В.В.</i> (см. <i>Боровец А.</i> )  | 139 |
| <i>Парсамян Эльма С.</i> Функция распределения частот звездных вспышек для слабых звезд скопления Плеяды                       | 23  |
| <i>Парсамян Эльма С., Мухика Рауль, Коррал Луис.</i> Спектральные наблюдения субфуоров (Echogs) I. V1118 Ori                   | 481 |
| <i>Первушин В.Н.</i> (см. <i>Боровец А.</i> )  | 139 |
| <i>Петрова А.В., Орлов В.В.</i> Апсидальное движение в разделенных двойных звездах: сравнение теории и наблюдений              | 409 |
| <i>Подгайный Д.В.</i> (см. <i>Баструков С.И.</i> )   | 285 |
| <i>Примак Н.В.</i> (см. <i>Павленко Е.П.</i> )   | 507 |
| <i>Рзянин М.В.</i> (см. <i>Боровец А.</i> )  | 139 |
| <i>Руссей Д.</i> (см. <i>Гигоян К.С.</i> )   | 397 |
| <i>Саарян А.А.</i> Космологическая эволюция струнной эффективной гравитации с дилатонным потенциалом и петлевыми поправками. I | 465 |
| <i>Салерно Э.</i> (см. <i>Застенкер Г.Н.</i> )   | 159 |
| <i>Санамян В.А.</i> (см. <i>Мартиросян Р.М.</i> )  | 443 |
| <i>Саргсян Л.А.</i> (см. <i>Акопян А.А.</i> )  | 29  |
| <i>Свечников М.А.</i> (см. <i>Дремова Г.Н.</i> )   | 193 |
| <i>Свечников М.А.</i> (см. <i>Дремова Г.Н.</i> )   | 419 |
| <i>Седракян Д.М., Айрапетян М.В.</i> Обратная задача теории релаксации угловой скорости пульсара Vela после ее скачков         | 575 |
| <i>Седракян Д.М.</i> (см. <i>Багдоев А.Г.</i> )  | 63  |
| <i>Седракян Д.М., Блашке Д.</i> Магнитное поле нейтронной звезды с ядром, состоящим из сверхпроводящей кварковой материи       | 203 |
| <i>Седракян Д.М.</i> (см. <i>Нерсисян Г.Б.</i> )   | 69  |
| <i>Седракян Д.М.</i> (см. <i>Нерсисян Г.Б.</i> )   | 223 |
| <i>Седракян Д.М., Шахабасян К.М.</i> Структура магнитного поля нейтронной звезды   | 435 |
| <i>Симоню Э.</i> (см. <i>Кривелари Л.</i> )  | 587 |
| <i>Смирчинский В.И.</i> (см. <i>Боровец А.</i> )   | 139 |
| <i>Смирнова А.А.</i> (см. <i>Караченцев И.Д.</i> )   | 547 |
| <i>Сол Э.</i> (см. <i>Андреасян Р.Р.</i> )   | 241 |

|   |     |
|---|-----|
| <i>Тамазян В.С. (см. Никогосян Е.Г.)</i>  | 83  |
| <i>Тимошкова Е.И. (см. Антонов В.А.)</i>  | 611 |
| <i>Тихонов А.В. Достаточно ли степенного вида корреляционной гамма-функции для утверждения о наличии у распределения фрактальных свойств?</i> | 99  |
| <i>Тихонов А.В., Копылов А.И. О корреляционных свойствах распределения объектов из PSCz - обзора</i>  | 109 |
| <i>Тихонов Н.А., Галазутдинова О.А. Определение расстояний до галактик группы NGC 1023. Постоянная Хаббла</i>                                 | 311 |
| <i>Хачикян Э.Е., Ерицян М.А., Оганесян Р.Х. Поляриметрическое исследование звездных ассоциаций</i>  | 387 |
| <i>Холтыгин А.Ф., Братцев В.Ф., Очкур В.И. Ионизация и охлаждение горячей плазмы с флуктуациями температуры</i>                               | 45  |
| <i>Холтыгин А.Ф. (см. Лунева Ю.В.)</i>  | 451 |
| <i>Храпченков В.В. (см. Застенкер Г.Н.)</i>   | 159 |
| <i>Ченг Д.Д. (см. Чернин А.Д.)</i>  | 295 |
| <i>Чернин А.Д., Валтонен М., Осипков Л.П., Ченг Д.Д., Вирен С. Хаос Пуанкаре и динамическая эволюция систем гравитирующих тел</i>             | 295 |
| <i>Чунтонов Г.А. (см. Глаголевский Ю.В.)</i>  | 499 |
| <i>Чхиквадзе Я.Н. Необычная звезда Ae/Be Хербига XY Per A</i>   | 183 |
| <i>Чхиквадзе Я.Н., Джаниашвили Э.Б. Фотоэлектрическое исследование Ae/Be звезды Хербига MWC 1080</i>  | 489 |
| <i>Чхиквадзе Я.Н., Кахиани В.О., Джаниашвили Э.Б. Результаты фотоэлектрических наблюдений MWC 342</i>   | 15  |
| <i>Шапиро А.И. Образование линий в чисто рассеивающих оптически толстых атмосферах</i>  | 263 |
| <i>Шахабасян К.М. (см. Седракян Д.М.)</i>   | 435 |
| <i>Шаховской Д.Н. (см. Кобацкая Е.Н.)</i>   | 175 |
| <i>Шаховской Д.Н. Аномальное поведение линейной поляризации Ae-звезды Хербига WW Vul в минимуме 1997г.</i>                                    | 519 |
| <i>Шацова Р.Б., Анисимова Г.Б. Система шпуров в эклиптикальных координатах</i>  | 535 |
| <i>Шенел Р. (см. Микаелян А.М.)</i>   | 91  |
| <i>Шугаров С.Ю. (см. Павленко Е.П.)</i>   | 507 |
| <i>Шулов О.С. (см. Кобацкая Е.Н.)</i>   | 175 |
| <i>Эйсмонт Н.А. (см. Застенкер Г.Н.)</i>  | 159 |
| <i>Янг Дж. (см. Баструков С.И.)</i>   | 285 |

# СОДЕРЖАНИЕ

## Выпуск I

- Многоцветная фотометрия карликовой новой типа SU URSAE  
MAJORIS V1504 CYGNI  
*Е.П.Павленко, О.И.Дудка* 5
- Результаты фотоэлектрических наблюдений MWC 342  
*Я.Н.Чхиквадзе, В.О.Кахиани, Э.Б.Джаниашивили* 15
- Функция распределения частот звездных вспышек для слабых звезд  
скопления плеяды  
*Ельма С.Парсамян* 23
- Об изменении частоты вспышек вспыхивающих звезд. III. Вспы-  
живающие звезды ассоциации Ориона  
*А.А.Акопян, Л.А.Саргсян* 29
- Поляриметрические исследования звезд с инфракрасным избытком  
излучения  
*М.А.Ерицян, Р.Х.Оганесян, Е.Р.Оганесян* 35
- Ионизация и охлаждение горячей плазмы с флуктуациями темпе-  
ратуры  
*А.Ф.Холтыгин, В.Ф.Братцев, В.И.Очкур* 45
- Волновые пучки в неоднородной плазме в поперечном магнитном  
поле  
*А.Г.Багдоев, Д.М.Седракян* 63
- Трансформация и рассеяние волн на неподвижных заряженных  
частицах в магнитоактивной плазме. I  
*Г.Б.Нерсисян, Д.М.Седракян, Г.Г.Матевосян* 69
- Фотометрия цепочкообразных групп компактных галактик  
*Е.Г.Никогосян, Ф.Дюрре, В.С.Тамазян* 83
- Поиск новых интересных объектов во второй части FBS  
*А.М.Микаелян, Г.В.Абрамян, Ж.Гиббер, Р.Шенел* 91
- Достаточно ли степенного вида корреляционной гамма-функции  
для утверждения о наличии у распределения фрактальных свойств?  
*А.В.Тихонов* 99
- О корреляционных свойствах распределения объектов из PSCz-обзора  
*А.В.Тихонов, А.И.Копылов* 109
- Эллипсоиды Римана со сферическим гало  
*А.Г.Абрамян* 125
- Гравитационные волны и репараметризационно-инвариантный га-  
милтонов формализм  
*А.Боровец, В.В.Папоян, В.Н.Первушин, М.В.Рзянин, В.И.Смирчинский* 139

# СОДЕРЖАНИЕ

## Выпуск 2

- Изотопный состав и обилие межзвездного нейтрального гелия по данным прямых измерений  
*Г.Н.Застенкер, Э.Салерно, Ф.Бюлер, П.Бокслер, М.Басси, Ю.Н.Агафоноф, Н.А.Эйсмонт, В.В.Храпченков, Г.Буземанн* 159
- Результаты фотометрических и поляриметрических наблюдений Фуора V1057 Cyg от момента вспышки до наших дней  
*Е.Н.Копачская, В.П.Гринин, Д.Н.Шаховской, О.С.Шулов* 175
- Необычная звезда Ae/Be Хербига ХУ Per A  
*Я.Н.Чхиквадзе* 183
- Оценка шкалы слияния компонентов контактных двойных типа WUMa  
*Г.Н.Дремова, М.А.Свечников* 193
- Магнитное поле нейтронной звезды с ядром, состоящим из сверхпроводящей кварковой материи  
*Д.М.Седракян, Д.Блашке* 203
- Изменение непрозрачности межгалактической среды при ее реионизации  
*В.Г.Горбацкий* 213
- Трансформация и рассеяние волн на неподвижных заряженных частицах в магнитоактивной плазме. II  
*Г.Б.Нерсиян, Д.М.Седракян, Г.Г.Матевосян* 223
- Влияние гравитационного линзирования на определение функции светимости фоновых объектов  
*Ю.Л.Бухмастова* 231
- О корреляции между направлениями магнитных полей и больших осей внегалактических радиоисточников  
*Р.Р.Андреасян, С.Аплл, Э.Сол* 241
- Устойчивость S-эллипсоидов Римана со сфероидальным гало  
*М.Г.Абрамян* 251
- Образование линий в чисто рассеивающих оптически толстых атмосферах  
*А.И.Шапиро* 263
- Флуктуации интенсивности излучения, выходящего из многокомпонентной стохастической атмосферы. I  
*А.Г.Никогосян* 273
- Скорость магнито-эластичных и магнито-электронных волн в темных молекулярных облаках  
*С.И.Баструков, В.В.Папоян, Д.В.Подгайный, Дж.Янг* 285
- Хаос Пуанкаре и динамическая эволюция систем гравитирующих тел  
*А.Д.Чернин, М.Валтонен, Л.П.Осипков, Д.Д.Ченг, С.Вирен* 295
- КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ**
- О нейтронных звездах с кварковым ядром  
*А.Р.Арутюнян* 307

# СОДЕРЖАНИЕ

## Выпуск 3

- Определение расстояний до галактик группы NGC 1023. Постоянная Хаббла  
*Н.А.Тихонов, О.А.Галазутдинова* 311
- Исследование галактик Второго Бюраканского обзора неба. V. Спектральные наблюдения в площадке  $12^{\text{h}}22^{\text{m}}, +55^{\circ}$   
*С.А.Акопян, С.К.Балаян* 329
- Свойства сейфертовских галактик в широком диапазоне от радиоволн до рентгеновских лучей  
*Р.А.Кандалян, Х.М.Кал-Наимий* 341
- Оптические отождествления точечных источников IRAS. Галактики. VIII  
*А.М.Микаелян* 357
- Поиск групп звезд в окрестности солнца  
*Е.Э.Казакевич, В.В.Орлов* 373
- Поляриметрическое исследование звездных ассоциаций  
*Э.Е.Хачикян, М.А.Ерицян, Р.Х.Оганесян* 387
- Первый Бюраканский спектральный обзор неба. Звезды поздних спектральных классов. XIII. Полоса  $+1^{\circ} \leq \delta \leq +13^{\circ}$   
*К.С.Гигоян, Г.В.Абрамян, М.Аззопарди, Д.Руссей* 397
- Апсидальное движение в разделенных двойных звездах: сравнение теории и наблюдений  
*А.В.Петрова, В.В.Орлов* 409
- Определение возрастов тесных двойных звезд на ГП по эволюционным звездным моделям Кларета и Гименеца  
*Г.Н.Дремова, М.А.Свечников* 419
- Структура магнитного поля нейтронной звезды  
*Д.М.Седракян, К.М.Шахабасян* 435
- Изменение плотности потока радиоисточника Кассиопея-А  
*Р.М.Мартиросян, А.Г.Гулян, В.А.Санамян, Х.А.Манаселян* 443
- Химическая эволюция системы галактических планетарных туманностей  
*Ю.В.Лунева, А.Ф.Холтыгин* 451
- Космологическая эволюция струнной эффективной гравитации с дилатонным потенциалом и петлевыми поправками. I  
*А.А.Саарян* 465

# СОДЕРЖАНИЕ

## Выпуск 4

- Спектральные наблюдения субфуров (Echor) I. V1118 Ori  
*Эльма С.Парсамян, Рауль Мухика, Луис Коррал* 481
- Фотоэлектрическое исследование Ae/Be звезды Хербига MWC 1080  
*Я.Н.Чхиквадзе, Э.Б.Джаниашвили* 489
- Исследование слабомагнитных CP-звезд. I  
*Ю.В.Глаголевский, Г.А.Чунтонов* 499
- Многоцветная фотометрия новой ящерицы 1910г. = DI Lac в  
1962-2002гг.  
*Е.П.Павленко, Н.В.Примак, С.Ю.Шугаров* 507
- Аномальное поведение линейной поляризации Ae-звезды Хербига  
WW Vul в минимуме 1997г.  
*Д.Н.Шаховской* 519
- Распределение скоростей звезд в ассоциации Pup-CMa  
*А.Л.Гюльбудагян, А.А.Акопян* 527
- Система шпуров в эклиптикальных координатах  
*Р.Б.Шацова, Г.Б.Анисимова* 535
- Плоские галактики каталога RFGC, детектированные в HIPASS -  
обзоре  
*И.Д.Караченцев, А.А.Смирнова* 547
- Спектральные наблюдения новых галактик с УФ-избытком. III  
*М.А.Казарян, Э.Л.Карпетян* 559
- Распределение галактик относительно направления перемычек  
SB-галактик  
*Г.А.Арутюнян, А.Т.Каллоглян* 567
- Обратная задача теории релаксации угловой скорости пульсара Vela  
после ее скачков  
*Д.М.Седракян, М.В.Айрапетян* 575
- Применение метода неявного интеграла при многоуровневом пере-  
носе излучения в линии  
*Л.Кривелари, О.Кардона, Э.Симоню* 587
- К интерпретации излучения надтепловых корональных струй. II  
*А.Г.Никогосян, С.Кучми* 601
- Устойчивость Джинса вращающейся среды, способной сопротив-  
ляться касательным напряжениям  
*В.А.Антонов, А.С.Баранов, Е.И.Тимошкова* 611
- КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ**
- Возможная вспышка красного карлика HU Del  
*Р.Ш.Нацелишвили, А.А.Карпетян* 625

# CONTENTS

## Number 1

- Multicolor photometry of the SU Ursa Majoris type dwarf Nova V1504 Cygni  
*E.P.Pavlenko, O.I.Dudka* 5
- Results of photoelectric observations MWC 342  
*J.N.Chkhikvadze, V.O.Kakhiani, E.B.Djaniashvili* 15
- The derivation of the frequency-function of stellar flares for the faint stars in Pleiades cluster  
*Elma S.Parsamian* 23
- On the flare stars flares frequency changing. III. Flare stars of Orion association  
*A.A.Akopian, L.A.Sargsyan* 29
- The polarimetric investigation of the infrared excess stars  
*M.H.Eritsyanyan, R.Kh.Hovhannesian, E.R.Hovhannesian* 35
- Ionization and cooling of hot plazma with temperature fluctuations  
*A.F.Kholtygin, V.F.Bratsev, V.I.Ochkur* 45
- The wave beams in the inhomogeneous plazma in transversal magnetic field  
*A.G.Bagdoev, D.M.Sedrakian* 63
- Transformation and scattering of waves on charged particles in a magnetized plazma. I  
*H.B.Nersisyan, D.M.Sedrakyan, H.H.Matevosyan* 69
- Photometric data of chain-like groups of compact galaxies  
*E.H.Nikogossian, F.Durret, V.S.Tamazian* 83
- Search for new interesting objects in the second part of the FBS  
*A.M.Mickaelian, H.V.Abrahamian, J.Guibert, R.Chesnel* 91
- Is the power-law shape of the correlation gamma-function sufficient for statement on the fractal properties of the distribution?  
*A.V.Tikhonov* 99
- On the correlation properties of the distribution of objects from PSCz-Survey  
*A.V.Tikhonov, A.I.Kopylov* 109
- Riemann ellipsoids with spherical halo  
*M.G.Abrahamyan* 125
- Gravitational waves and reparametrization-invariant Hamiltonian formalizm  
*A.Borovec, V.Papoyan, V.Pervushin, M.Rzyanin, V.Smirichinski* 139

# CONTENTS

## Number 2

- Isotopic ratio and abundance of interstellar neutral helium by direct measurements  
*G.N.Zastenker, E.Salerno, F.Buehler, P.Bochsler, M.Bassi, Yu.N.Agafonov, N.A.Eismont, V.V.Khrapchenkov, H.Busemann* 159
- The results of photometric and polarimetric observations of FU Ori-Type star V1057 Cyg at time interval from the outburst to present days  
*E.N.Kopatskaya, V.P.Grinin, D.N.Shakhovskoy, O.S.Shulov* 175
- The unusual Ae/Be Herbig star XY Per A  
*I.N.Chkhikvadze* 183
- Estimation of the merging time scale for components of the W UMa-Type contact systems  
*G.N.Dryomova, M.A.Svechnikov* 193
- Magnetic field of a neutron star with color superconducting quark matter core  
*D.M.Sedrakian, D.Blaschke* 203
- Changes of the intergalactic medium opacity during reionization  
*V.G.Gorbatsky* 213
- Transformation and scattering of waves on charged particles in a magnetized plazma. II  
*H.B.Nersisyan, D.M.Sedrakyan, H.H.Matevosyan* 223
- The influence of gravitational lensing on determination of the luminosity function of background objects  
*Yu.L.Bukhmastova* 231
- On the correlation of directions of magnetic fields and the major axes of extragalactic radio sources  
*R.R.Andreasyan, S.Appl, H.Sol* 241
- The stability of Riemann's S ellipsoides with spheroidal halo  
*M.G.Abramyan* 251
- Line formation in purely scattering optically thick atmospheres  
*A.I.Shapiro* 263
- Fluctuations of the radiation intensity outgoing from a multicomponent stochastic atmosphere  
*A.G.Nikoghossian* 273
- Velocities of magneto-elastic and magneto-electron waves in dark molecular clouds  
*S.Bastrukov, V.Papoyan, D.Podgainy, J.Yang* 285
- Poincaré chaos and dynamical evolution of gravitating body systems  
*A.D.Chernin, M.Valtonen, L.P.Ossipkov, Q.-J.Zheng, S.Wiren* 295
- NOTES
- On the neutron stars with a quark core  
*A.R.Harutyunyan* 307

# CONTENTS

## Number 3

- Distances of galaxies of the NGC 1023 group. The determination of the Hubble constant  
*N.A.Tikhonov, O.A.Galazoutdinova* 311
- Investigation of galaxies of the second Byurakan survey. V. Spectral observations in the field  $12^{\text{h}}22^{\text{m}}, +55^{\circ}$   
*S.A.Hakopian, S.K.Balayan* 329
- Broad-band radio to X-ray properties of Seyfert galaxies  
*R.A.Kandalyan, H.M.K.Al-Naimiy* 341
- Optical identifications of IRAS point sources. Galaxies. VIII  
*A.M.Mickaelian* 357
- Search for the stellar groups in the solar neighbourhood  
*E.E.Kazakevich, V.V.Orlov* 373
- Polarimetric investigation of stellar associations  
*E.Ye.Khachikian, M.A.Eritsian, R.Kh.Hovhannessian* 387
- First Byurakan spectral sky survey. Stars of late-spectral types. XIII. Zone  $+1^{\circ} \leq \delta \leq +13^{\circ}$   
*K.S.Gigoyan, H.V.Abrahamyan, M.Azzopardi, D.Russeil* 397
- Apsidal motion in detached double stars: comparison between theory and observations  
*A.V.Petrova, V.V.Orlov* 409
- Age estimation for main sequence close binaries with the evolutionary models by Claret and Gimenez  
*G.N.Dryomova, M.A.Svechnikov* 419
- The magnetic field structure of the neutron star  
*D.M.Sedrakian, K.M.Shahabasyan* 435
- Flux density variations of Cassiopea-A radio source  
*R.M.Martirossyan, A.G.Goulyan, V.A.Sanamyanyan, Kh.A.Manaselyan* 443
- Chemical evolution of the system of galactic planetary nebulae  
*Yu.V.Lunyova, A.F.Kholtygin* 451
- Cosmological evolution of the string effective gravity with dilaton potential and higher-loop corrections. I  
*A.A.Saharian* 465

# CONTENTS

## Number 4

|  |     |
|--|-----|
| Spectral observations of subfuors (Exors) I. V1118 Ori                                       |     |
| <i>Elma S.Parsamian, Raul Mujica, Luis Corral</i>  | 481 |
| Photoelectric investigation of Herbig Ae/Be star MWC 1080                                    |     |
| <i>J.N.Chkhikvadze, E.B.Janiashvili</i>  | 489 |
| The investigation of the weak magnetic stars. I  |     |
| <i>Yu.V.Glagolevskij, G.A.Chountonov</i>   | 499 |
| Multicolor photometry of the Nova Lacertae 1910=DI Lac in 1962-2002                          |     |
| <i>E.P.Pavlenko, N.V.Primak, S.Yu.Shugarov</i>   | 507 |
| Anomalous polarization of the Herbig Ae star WW Vul in the 1997 minimum                      |     |
| <i>D.N.Shakhovskoy</i>   | 519 |
| Distribution of velocities of stars of Pup-CMa association                                   |     |
| <i>A.L.Gyulbudaghian, A.A.Akopian</i>  | 527 |
| The spur system in ecliptic coordinates  |     |
| <i>R.B.Shatsova, G.B.Anisimova</i>   | 535 |
| Flat RFGC galaxies detected in the HIPASS survey   |     |
| <i>I.D.Karachentsev; A.A.Smirnova</i>  | 547 |
| The spectral observations of the new galaxies with UV excess. III                            |     |
| <i>M.A.Kazarian, E.L.Karapetian</i>  | 559 |
| The distribution of galaxies along bars of SB-galaxies                                       |     |
| <i>H.A.Harutyunian, A.T.Kalloghlian</i>  | 567 |
| The inverse problem of the theory of Vela pulsar angular velocity relaxation after its jumps |     |
| <i>D.M.Sedrakian, M.V.Hairapetian</i>  | 575 |
| Multilevel line transfer with the implicit integral method                                   |     |
| <i>L.Crivellari, O.Cardona, E.Simonneau</i>  | 587 |
| On interpretation of the radiation of coronal suprathermal streams. II                       |     |
| <i>A.G.Nikoghossian, S.Koutchmy</i>  | 601 |
| Jeans stability of a rotating medium capable to resist to tangential tensions                |     |
| <i>V.A.Antonov, A.S.Baranov, E.I.Timoshkova</i>  | 611 |
| NOTES  |     |
| A possible flare of a red dwarf HU Del   |     |
| <i>R.Sh.Natsvlishvili, A.A.Karapetian</i>  | 625 |

# CONTENTS

|   |     |
|---|-----|
| Spectral observations of subfuors (Exors) I. V1118 Ori<br><i>Elma S.Parsamian, Raul Mujica, Luis Corral</i>                           | 481 |
| Photoelectric investigation of Herbig Ae/Be star MWC 1080<br><i>J.N.Chkhikvadze, E.B.Janiashvili</i>                                  | 489 |
| The investigation of the weak magnetic stars. I<br><i>Yu.V.Glagolevskij, G.A.Chountonov</i>   | 499 |
| Multicolor photometry of the Nova Lacertae 1910=DI Lac in 1962-2002<br><i>E.P.Pavlenko, N.V.Primak, S.Yu.Shugarov</i>                 | 507 |
| Anomalous polarization of the Herbig Ae star WW Vul in the 1997 minimum<br><i>D.N.Shakhovskoy</i>                                     | 519 |
| Distribution of velocities of stars of Pup-CMa association<br><i>A.L.Gyulbudaghian, A.A.Akopian</i>                                   | 527 |
| The spur system in ecliptic coordinates<br><i>R.B.Shatsova, G.B.Anisimova</i>   | 535 |
| Flat RFGC galaxies detected in the HIPASS survey<br><i>I.D.Karachentsev, A.A.Smirnova</i>   | 547 |
| The spectral observations of the new galaxies with UV excess. III<br><i>M.A.Kazarian, E.L.Karapetian</i>                              | 559 |
| The distribution of galaxies along bars of SB-galaxies<br><i>H.A.Harutyunian, A.T.Kalloghlian</i>                                     | 567 |
| The inverse problem of the theory of Vela pulsar angular velocity relaxation after its jumps<br><i>D.M.Sedrakian, M.V.Hairapetian</i> | 575 |
| Multilevel line transfer with the implicit integral method<br><i>L.Crivellari, O.Cardona, E.Simonneau</i>                             | 587 |
| On interpretation of the radiation of coronal suprathermal streams. II<br><i>A.G.Nikoghossian, S.Koutchmy</i>                         | 601 |
| Jeans stability of a rotating medium capable to resist to tangential tensions<br><i>V.A.Antonov, A.S.Baranov, E.I.Timoshkova</i>      | 611 |
| NOTES   |     |
| A possible flare of a red dwarf HU Del<br><i>R.Sh.Natsvlshvili, A.A.Karapetian</i>  | 625 |

## СОДЕРЖАНИЕ (продолжение)

- ПЛОСКИЕ ГАЛАКТИКИ КАТАЛОГА RFGC, ДЕТЕКТИРОВАННЫЕ В HIPASS - ОБЗОРЕ  
*И.Д.Караченцев, А.А.Смирнова* 547
- СПЕКТРАЛЬНЫЕ НАБЛЮДЕНИЯ НОВЫХ ГАЛАКТИК С УФ-ИЗБЫТКОМ. III  
*М.А.Казарян, Э.Л.Карапетян* 559
- РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ГАЛАКТИК ОТНОСИТЕЛЬНО НАПРАВЛЕНИЯ ПЕРЕМЫЧЕК SB-ГАЛАКТИК  
*Г.А.Арутюнян, А.Т.Каллоглян* 567
- ОБРАТНАЯ ЗАДАЧА ТЕОРИИ РЕЛАКСАЦИИ УГЛОВОЙ СКОРОСТИ ПУЛЬСАРА VELA ПОСЛЕ ЕЕ СКАЧКОВ  
*Д.М.Седракян, М.В.Айрапетян* 575
- ПРИМЕНЕНИЕ МЕТОДА НЕЯВНОГО ИНТЕГРАЛА ПРИ МНОГОУРОВЕННОМ ПЕРЕНОСЕ ИЗЛУЧЕНИЯ В ЛИНИИ  
*Л.Кривелари, О.Кардона, Э.Симоню* 587
- К ИНТЕРПРЕТАЦИИ ИЗЛУЧЕНИЯ НАДТЕПЛОВЫХ КОРОНАЛЬНЫХ СТРУЙ. II  
*А.Г.Никогосян, С.Кучми* 601
- УСТОЙЧИВОСТЬ ДЖИНСА ВРАЩАЮЩЕЙСЯ СРЕДЫ, СПОСОБНОЙ СОПРОТИВЛЯТЬСЯ КАСАТЕЛЬНЫМ НАПРЯЖЕНИЯМ  
*В.А.Антонов, А.С.Баранов, Е.И.Тимошкова* 611
- КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ
- ВОЗМОЖНАЯ ВСПЫШКА КРАСНОГО КАРЛИКА NU Del  
*Р.Ш.Нацелишвили, А.А.Карапетян* 625