

# ԱՍՏՐՈՓԻԶԻԿԱ

ТОМ 62

ФЕВРАЛЬ, 2019

ВЫПУСК 1

ГАЛАКТИКИ С ПОЛЯРНЫМИ СТРУКТУРАМИ НА $z > 0.1$	<i>В.П. Решетников</i>	5
ПОВЕРХНОСТНАЯ ФОТОМЕТРИЯ КАРЛИКОВЫХ ИРРЕГУЛЯРНЫХ ГАЛАКТИК В РАЗЛИЧНОМ ОКРУЖЕНИИ	<i>М.Е. Шарина</i>	13
БЫСТРАЯ СПЕКТРАЛЬНАЯ ПЕРЕМЕННОСТЬ $A_e/V_e$ ЗВЕЗДЫ ХЕРБИГА HD37806	<i>М.А. Погодин, О.В. Козлова, И.Ю. Алексеев, С.Е. Павловский</i>	23
HN 276 - КОЛЛИМИРОВАННЫЙ ПОТОК В ОБЛАСТИ FS Tau A/B	<i>Т.А. Мовсисян, Т.Ю. Магакян, М.Г. Геворкян</i>	43
ПЕРЕМЕННАЯ ОКОЛОЗВЕЗДНАЯ ЭКСТИНКЦИЯ В ЗВЕЗДАХ ТИПА UX Ori ПОЗДНИХ СПЕКТРАЛЬНЫХ КЛАССОВ: ЗВЕЗДА V695 Per	<i>В.П. Гринин, А.О. Семенов, О.Ю. Барсунова, С.Г. Сергеев</i>	51
ПЕРЕМЕННОСТЬ БЛЕСКА 12 ROTD A-ЗВЕЗД	<i>И.С. Саванов, Е.С. Дмитриенко</i>	59

(Продолжение на 4-й стр. обложки)

ЕРЕВАН

### Խմբագրական կոլեգիա

Գլխավոր խմբագիր՝ Ա.Գ.Նիկողոսյան (Հայաստան)  
Գլխավոր խմբագրի տեղակալներ՝ Վ.Պ.Գրիմին (Ռուսաստան), Հ.Ա.Հարությունյան (Հայաստան)  
Պատասխանատու քարտուղար՝ Ա.Ա.Հակոբյան (Հայաստան)

Ժ.Ալեխյան (Ֆրանսիա), Գ.Ս.Բրնովատի-Կոզան (Ռուսաստան), Ե.Իներզյան (ԱՄՆ),  
Ի.Դ.Կարաչենցև (Ռուսաստան), Տ.Յու.Մադարյան (Հայաստան), Ա.Մ.Սիրայելյան  
(Հայաստան), Բ.Մ.Շուստով (Ռուսաստան), Յու.Ա.Շյեկինով (Ռուսաստան), Ա.Մ.Չերնոսյաչուկ  
(Ռուսաստան), Ե.Պ.Պավլենկո (Ռուսաստան), Է.Ս.Պարսեմյան (Հայաստան), Վ.Պ.Ռեչևսկիև  
(Ռուսաստան), Գ.Ն.Սալուզվաձև (Վրաստան), Գ.Մ.Սեդրակյան (Հայաստան), Մ.Տորախտո  
(Իտալիա)

### Редакционная коллегия

Главный редактор: А.Г.Никогосян (Армения)  
Заместители главного редактора: Г.А.Арупомян (Армения), В.П.Гришин (Россия)  
Ответственный секретарь: А.А.Аколян (Армения)

Ж.Алесян (Франция), Г.С.Бисноватый-Коган (Россия), И.Д.Караченцев (Россия),  
Т.Ю.Магакян (Армения), А.М.Микаелян (Армения), Е.П.Павленко (Россия),  
Э.С.Парсамян (Армения), В.П.Решетников (Россия), Г.Н.Салукадзе (Грузия),  
Д.М.Седракан (Армения), Е.Терзян (США), М.Туратто (Италия), А.М.Черепашук  
(Россия), Б.М.Шустов (Россия), Ю.А.Шекинов (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, соприкасающимся с астрофизикой. Журнал предназначен для научных работников, аспирантов и студентов старших курсов.

"ԱՍՏՐՈՖԻԶԻԿԱ"-ն գիտական հանդես է, որը հրատարակում է Հայաստանի Հանրապետության Գիտությունների Ազգային Ակադեմիան: Հանդեսը տպագրում է ինքնատիպ հոդվածներ աստղերի ֆիզիկայի, միգամառորությունների և միջաստղային միջավայրի ֆիզիկայի, աստղաբաշխության և արտագալակտիկական աստղագիտության, ինչպես նաև աստղաֆիզիկային սահմանակից քննադասումների գծով: Հանդեսը նախատեսված է գիտական աշխատակիցների, ասպիրանտների և բարձր կուրսերի ուսանողների համար:

Адрес редакции: Республика Армения, Ереван 19, пр. Маршала Баграмяна 24'  
Редакция ж. "Астрофизика", тел. 56 81 38  
e-mail: [astrofiz@sci.am](mailto:astrofiz@sci.am)

© Издательство "Гитутюн" НАН Республики Армения, Астрофизика, 2019

ГАЛАКТИКИ С ПОЛЯРНЫМИ СТРУКТУРАМИ НА  $z > 0.1$ 

В.П.РЕШЕТНИКОВ

Поступила 21 августа 2018

Приводится список из 21 галактики с полярными структурами (кольцами, дисками) на среднем красном смещении  $z = 0.15$ , составленный на основе данных обзора SDSS. Отобранные объекты являются яркими галактиками, сравнимыми по светимости и размерам с Млечным Путем. Показано, что по совокупности характеристик (интегральному показателю цвета, размеру полярных образований, углу между центральной галактикой и полярным кольцом) далекие объекты подобны близким галактикам этого типа. На обнаружение далеких галактик с полярными кольцами очень сильно влияет наблюдательная селекция, так что реальное число таких объектов в области обзора SDSS может многократно превосходить найденное нами.

Ключевые слова: *галактики: взаимодействие: пекулярные: морфология: SDSS галактики*

**1. Введение.** Галактики с полярными структурами, видимыми в оптическом диапазоне, – редкий и интересный класс объектов (см. [1,2] и ссылки там же). Такие объекты обычно состоят из центральной галактики и протяженного диска или кольца, вращающегося в околополярной плоскости родительской галактики. Полярные структуры, как правило, богаты газом и в них идет звездообразование, центральные объекты чаще всего являются галактиками типа S0.

Существование двух крупномасштабных морфологически и кинематически выделенных подсистем в одном объекте (традиционно их называют галактиками с полярными кольцами или ГПК [1]), является следствием образования ГПК в два этапа. Сначала формируется центральная галактика, затем, за счет слияния с другой галактикой или аккреции газа из межгалактической среды или из другой звездной системы, образуется полярная структура (например, [3-6]).

ГПК являются редкими объектами. В каталогах [1,2] насчитывается ~100 галактик, морфологически подобных “классическим” ГПК, таким, например, как NGC 4650A, A0136-801 и NGC 2685. Основная часть этих объектов пока не имеет кинематического подтверждения и их принадлежность к ГПК основывается лишь на необычном внешнем виде. Тем не менее, опыт спектральных наблюдений кандидатов в ГПК показывает, что их большая часть, действительно, является галактиками с полярными кольцами (например, [2,7]).

ГПК, как правило, обнаруживают в относительно близкой области Вселенной. В настоящее время известно лишь три кандидата в далекие ГПК, открытые в глубоких полях космического телескопа "Хаббл" [8,9]. Целью этой статьи является увеличение числа кандидатов в ГПК среди далеких (с красным смещением  $z > 0.1$ ) галактик и их предварительное статистическое исследование.

**2. Выборка галактик.** За основу нашей выборки был взят каталог кандидатов в ГПК, отобранных из обзора SDSS<sup>1</sup> ( $12 = \text{SPRC}$ ). Из общего списка объектов SPRC с  $z > 0.1$  были отброшены вероятные суперпозиции двух галактик (как на основе анализа оптических изображений, так и их спектров из SDSS [10]). В итоговую выборку вошли 18 галактик.

Объекты из SPRC были дополнены тремя галактиками, найденными нами на форумах проекта Galaxy Zoo<sup>2</sup>. У одной из этих галактик есть спектроскопическое красное смещение ( $z = 0.110$ ), у двух других в SDSS приведены лишь оценки фотометрических  $z$ . Для рассмотренных нами кандидатов в ГПК, у которых есть и спектроскопические и фотометрические  $z$  (19 объектов), мы нашли, что обе оценки практически совпадают: средняя разность красных смещений, найденных двумя способами, составляет лишь  $+0.01 \pm 0.02$  ( $\sigma$ ).

Таким образом, окончательная выборка кандидатов в далекие ГПК включает 21 галактику с средним красным смещением  $z = 0.145 \pm 0.044$ . Галактики - слабые (их средняя видимая звездная величина в фильтре  $r$  равна  $17.5 \pm 0.5$ ) и небольшие - с характерным угловым размером  $\sim 10''$ .

Контрастные изображения всех рассматриваемых объектов приведены на рис.1. В табл.1 суммированы основные наблюдательные характеристики ГПК. В первом столбце таблицы приведен порядковый номер галактики (первые 18 объектов взяты из SPRC, последние 3 - из Galaxy Zoo), во втором указаны их названия по SPRC и SDSS. В столбцах 4-6, по данным SDSS DR14, приведены красные смещения (фотометрические оценки заключены в скобки), абсолютные звездные величины в фильтре  $r$  и показатели цвета галактик. Значения  $M_r^0$  и  $(g-r)_0$  исправлены за поглощение в нашей Галактике [11] и за влияние  $k$ -поправки [12]. В последнем столбце таблицы даны оценки больших осей полярных структур в килопарсеках ( $D$ ). Оценки размеров получены по суммарным изображениям объектов в фильтрах  $g, r, i$  из обзора SDSS и их ошибки могут достигать нескольких килопарсеков. В работе [13] приведены измерения размеров центральных галактик и полярных образований для 4 галактик из табл.1. Согласие измерений, опубликованных в [13] с

<sup>1</sup> <http://www.sdss.org/>

<sup>2</sup> <http://www.galaxyzoo.org/>

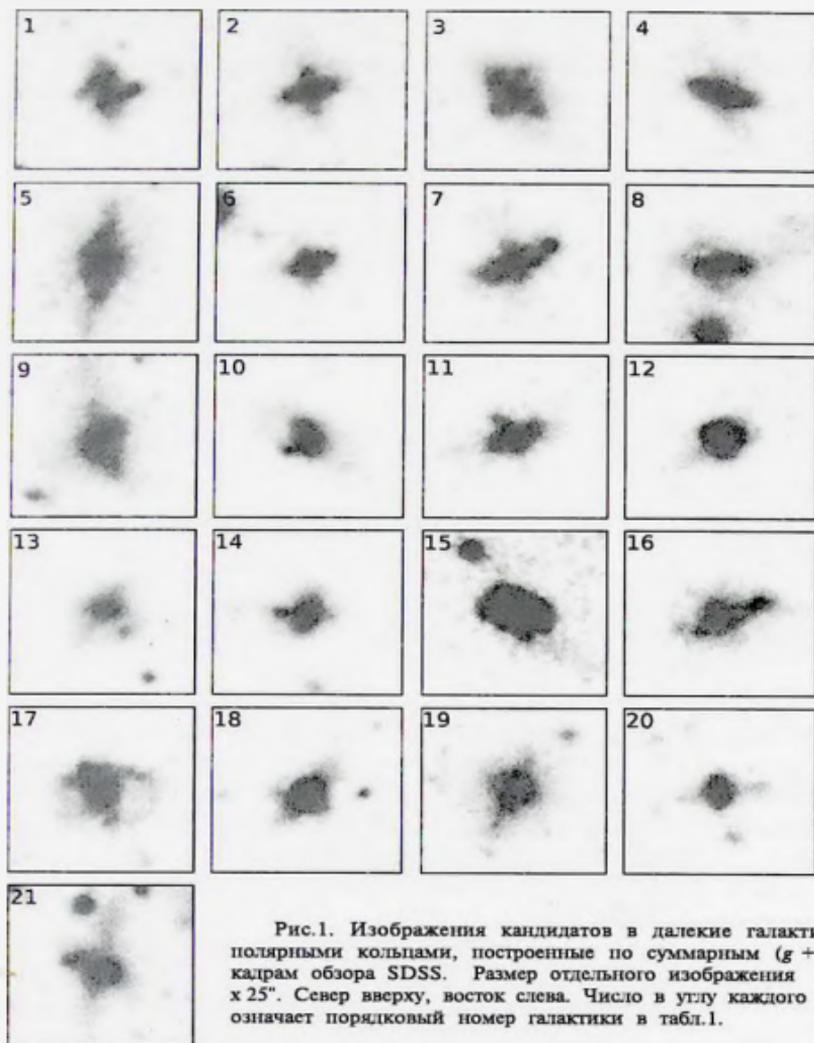


Рис.1. Изображения кандидатов в далекие галактики с полярными кольцами, построенные по суммарным  $(g + r + i)$  кадрам обзора SDSS. Размер отдельного изображения -  $25'' \times 25''$ . Север вверх, восток слева. Число в углу каждого кадра означает порядковый номер галактики в табл.1.

нашими, хорошее - средняя разность составляет лишь  $-0''.6 \pm 1''.1$ .

Все зависящие от расстояния параметры галактик рассчитаны для космологической модели с  $H_0 = 73 \text{ км/с/Мпк}$ ,  $\Omega_m = 0.27$  и  $\Omega_\Lambda = 0.73$ .

## ОСНОВНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ КАНДИДАТОВ В ДАЛЕКИЕ ГПК

N	Объект	$z$	$M_r^1$	$(g-r)_0$	D (кпк)
1	SPRC-9	0.145	-22.0	0.75	27
2	SPRC-19	0.105	-21.1	0.74	22
3	SPRC-44	0.113	-22.2	0.71	18
4	SPRC-46	0.128	-21.3	0.79	27
5	SPRC-80	0.109	-21.8	0.88	44
6	SPRC-86	0.162	-22.0	0.67	22
7	SPRC-87	0.123	-21.4	0.83	28
8	SPRC-91	0.211	-22.7	0.73	37
9	SPRC-92	0.192	-23.2	0.78	56
10	SPRC-96	0.116	-21.4	0.66	16
11	SPRC-99	0.169	-22.2	0.75	25
12	SPRC-113	0.149	-20.9	0.63	25
13	SPRC-114	0.111	-21.2	0.83	23
14	SPRC-137	0.112	-20.9	0.67	18
15	SPRC-158	0.116	-21.6	0.60	36
16	SPRC-159	0.151	-22.0	0.78	35
17	SPRC-175	0.191	-22.7	0.63	46
18	SPRC-177	0.280	-23.3	0.54	37
19	SDSS 081740.08+042952.3	0.110	-21.4	0.78	29
20	SDSS 140435.21+555536.8	(0.128)	-20.5	0.78	26
21	SDSS 175659.49+040143.3	(0.117)	-21.8	0.83	41

3. *Основные характеристики кандидатов в ГПК.* Галактики нашей выборки являются яркими (рис.2а) - среднее значение абсолютной звездной величины  $M_r^0 = -21.8 \pm 0.8$ . Эта светимость близка к светимости Млечного Пути, которая в этой цветовой полосе составляет  $M_0 = -21.6$  [14].

На рис.2b изображена зависимость абсолютной звездной величины галактик выборки от красного смещения. На рисунке хорошо прослеживается наблюдательная селекция - среди более далеких кандидатов в ГПК мы видим лишь самые яркие объекты.

На рис.2c показано распределение галактик по интегральному показателю цвета. Это распределение является относительно узким со средним значением  $(g-r)_0 = +0.73 \pm 0.09$ , соответствующим галактикам типа S0 [15]. Примечательно, что цвета близких ГПК также согласуются с этим значением [16].

Полярные структуры имеют характерный диаметр  $D \sim 30$  кпк (рис.2d) и, в среднем, в полтора раза превышают размеры центральных галактик. Размеры полярных образований у близких галактик несколько меньше и составляют  $\sim 20$  кпк [13]. Различие размеров полярных колец/дисков у близких и далеких ГПК может объясняться тем, что в выборке галактик с  $z > 0.1$  доминируют

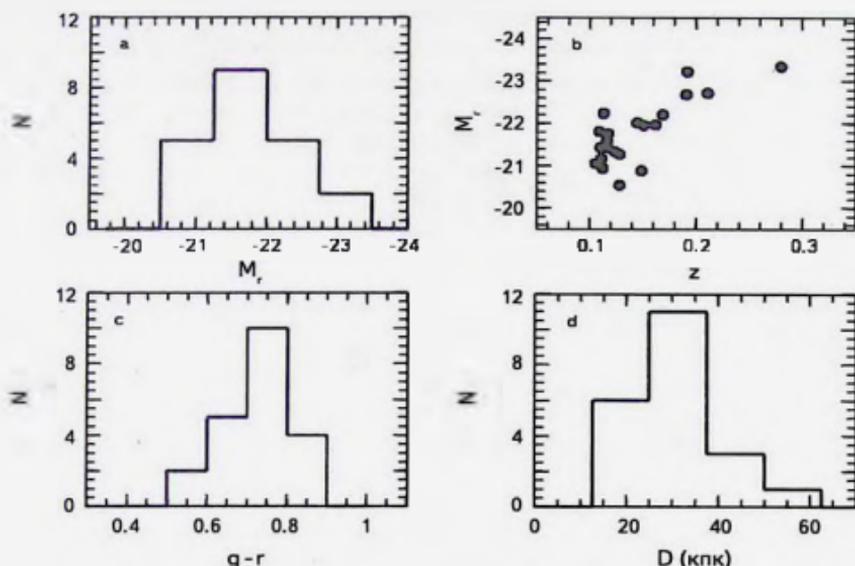


Рис.2. Распределение галактик в ГПК по абсолютной звездной величине в фильтре  $r$  (а); зависимость между абсолютной звездной величиной и красным смещением (б); распределение интегрального показателя цвета  $g-r$  и диаметра полярной структуры - (с) и (д).

более яркие галактики, размеры внешних структур которых, в среднем, больше.

На рис.3 по данным табл.1 приведена зависимость между интегральной светимостью ГПК и диаметром ее полярной структуры. Как видно на рисунке, далекие ГПК в целом следуют зависимости "светимость-размер", установленной для нормальных близких галактик (не ГПК). Размеры полярных образований у галактик с  $M_r^0 \approx -21$  близки к характерным значениям для ГПК в окружающей нас области Вселенной.

У большинства галактик внешние структуры расположены под большими углами к центральным галактикам (рис.1). По нашим предварительным измерениям средний угол между большими осями полярных структур и центральных галактик выборки составляет  $77^\circ \pm 8^\circ$ , что находится в согласии с данными для близких ГПК (например, [13,16]).

4. *Статистика галактик с полярными структурами.* В работе [19] по данным каталога [1] была построена функция светимости близких ГПК и найдена ее аппроксимация функцией Шехтера. Используя результаты

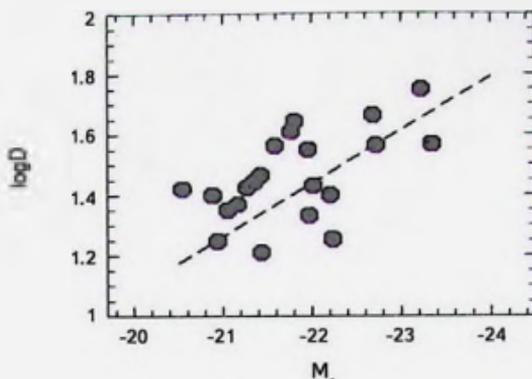


Рис.3. Зависимость между диаметром полярной структуры (в кпк) и светимостью кандидата в ГПК (серые кружки). Штриховой линией показано соотношение для нормальных галактик [17], пересчитанное из фильтра  $B$  в  $r$  согласно [18].

[19], оценим ожидаемое количество ГПК в интервале красных смещений от 0.10 до 0.18. Этот интервал был выбран потому, что в нем, согласно рис.2б, влияние наблюдательной селекции должно сказываться слабее, чем для всей выборки далеких ГПК.

В диапазоне  $z = 0.10 - 0.18$  нами найдено 17 галактик с абсолютными звездными величинами от -20.5 до -22.2 (см. табл.1). Пространственная плотность близких ГПК в этом интервале абсолютных звездных величин по данным [19] составляет  $n(z=0) \approx 5 \cdot 10^{-6} \text{ Мпк}^{-3}$  (эта оценка получена с учетом пересчета характеристической абсолютной звездной величины функции Шехтера из полосы  $B$  в  $r$  согласно [18]). Таким образом, в интервале  $z = 0.10 - 0.18$  в обзоре SDSS при неизменной пространственной плотности ГПК ожидается найти  $\sim 10^3$  галактик. Столь разительное несоответствие ожидаемого и наблюдаемого числа объектов свидетельствует об очень сильной наблюдательной селекции при отборе далеких ГПК. При более детальном изучении областей Вселенной на  $z > 0.1$  должно быть обнаружено множество галактик с полярными структурами.

**5. Заключение.** На основе анализа каталога [2], основанного на обзоре SDSS, а также форумов проекта Galaxy Zoo, сформирована выборка из 21 кандидата в галактики с полярными кольцами на  $z > 0.1$ . Анализ изображений этих объектов показал, что они подобны более близким галактикам этого типа - они имеют сходные размеры и светимости, показатели цвета, углы наклонов - и в целом они, по-видимому, являются объектами той же природы. Определяющую роль при обнаружении далеких ГПК скорее всего

играет наблюдательная селекция и выделенные нами объекты представляют собой лишь незначительную долю таких галактик на  $z \sim 0.1 - 0.2$ .

Работа основана на публичных данных обзора SDSS. Финансирование SDSS-III осуществляется Фондом Альфреда П. Слоана, организациями-участниками коллаборации SDSS, Национальным научным фондом и Департаментом энергетики США.

SDSS-III выполняется Консорциумом астрофизических исследований организаций-участников коллаборации SDSS-III, включающей Аризонский университет, Бразильскую группу участников, Брукгейвенскую национальную лабораторию, Университет Карнеги-Меллон, Университет штата Флорида, Французскую группу участников, Немецкую группу участников, Гарвардский университет, Канарский Институт астрофизики, группу участников Мичиган/Нотр-Дам/JINA, Университет Джона Хопкинса, Национальную лабораторию им. Лоуренса в Беркли, Институт астрофизики Макса Планка, Институт внеземной физики Макса Планка, Университет штата Нью-Мексико, Нью-Йоркский университет, Университет штата Огайо, Университет штата Пенсильвания, Портсмутский университет, Принстонский университет, Испанскую группу участников, Токийский университет, Университет Юты, Университет Вандербильта, Университет Вирджинии, Вашингтонский университет и Йельский университет.

Санкт-Петербургский государственный университет,  
Россия, e-mail: v.reshetnikov@spbu.ru

## GALAXIES WITH POLAR STRUCTURES AT $z > 0.1$

V.P.RESHETNIKOV

On the basis of the SDSS survey, a list of 21 galaxies with polar structures (rings, disks) is presented on the mean redshift  $z \approx 0.15$ . Selected objects are bright galaxies, comparable in luminosity and size with the Milky Way. It is shown that for the set of characteristics (integral color index, size of the polar structures, angle between the central galaxy and the polar ring), distant objects are similar to nearby galaxies of this type. The discovery of distant polar-ring galaxies is strongly influenced by observational selection, so the actual number of such objects in the region of the SDSS survey may many times exceed the one found by us.

Keywords: *galaxies: interactions: peculiar: morphology: SDSS galaxies*

## ЛИТЕРАТУРА

1. *B.C.Whitmore, R.A.Lucas, D.B.McElroy et al.*, *Astron. J.*, **100**, 1489, 1990.
2. *A.V.Moiseev, K.I.Smirnova, A.A.Smirnova et al.*, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **418**, 244, 2011.
3. *K.Bekki*, *Astrophys. J.*, **490**, L37, 1997.
4. *V.Reshetnikov, N.Sotnikova*, *Astron. Astrophys.*, **325**, 933, 1997.
5. *F.Bournaud, F.Combes*, *Astron. Astrophys.*, **401**, 817, 2003.
6. *A.V.Maccio, B.Moore, J.Stadel*, *Astrophys. J.*, **636**, L25, 2006.
7. *A.Moiseev, S.Khoperskov, A.Khoperskov et al.*, *Baltic Astronomy*, **24**, 76, 2015.
8. *V.P.Reshetnikov*, *Astron. Astrophys.*, **321**, 749, 1997.
9. *В.П.Решетников, Р.-Ю.Деттмар*, *Письма в Астрон. ж.*, **33**, 255, 2007.
10. *A.Moiseev, O.Egorov, K.Smirnova*, *ASP Conference Series*, **486**, 71, 2014.
11. *E.F.Schlafly, D.P.Finkbeiner*, *Astrophys. J.*, **737**, 103, 2011.
12. *I.Chilingarian, A.-L.Melchior, I.Zolotukhin*, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **405**, 1409, 2010.
13. *К.И.Смирнова, А.В.Мусеев*, *Астрофиз. Бюлл.*, **68**, 391, 2013.
14. *J.Bland-Hawthorn, O.Gerhard*, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, **54**, 529, 2016.
15. *M.Fukugita, O.Nakamura, S.Okamura et al.*, *Astron. J.*, **134**, 579, 2007.
16. *V.Reshetnikov, F.Combes*, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **447**, 2287, 2015.
17. *S. van den Bergh*, *Astron. Astrophys.*, **490**, 97, 2008.
18. *D.O.Cook, D.A.Dale, B.D.Johnson et al.*, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **445**, 890, 2014.
19. *В.П.Решетников, М.Фаундэз-Абанс, М.Де Оливейра-Абанс*, *Письма в Астрон. ж.*, **37**, 194, 2011.

ПОВЕРХНОСТНАЯ ФОТОМЕТРИЯ КАРЛИКОВЫХ  
ИРРЕГУЛЯРНЫХ ГАЛАКТИК В РАЗЛИЧНОМ  
ОКРУЖЕНИИ

М. Е. ШАРИНА

Поступила 21 сентября 2018

Принята к печати 12 декабря 2018

Представлены результаты поверхностной фотометрии 90 иррегулярных карликовых галактик (dIrrs) в широких окрестностях скопления Девы и 30 изолированных dIrrs. Используются изображения Слоановского обзора неба (SDSS). Получены следующие средние фотометрические характеристики (цвета и центральные поверхностные яркости) для объектов двух выборок:  $(V - I_z) = 0.75$  ( $\sigma = 0.19$ ),  $(B - V_g) = 0.51$  ( $\sigma = 0.13$ ),  $SB_V = 22.16$  ( $\sigma = 1.02$ ) для dIrrs в окрестностях скопления Девы;  $(V - I_z) = 0.66$  ( $\sigma = 0.43$ ),  $(B - V_g) = 0.57$  ( $\sigma = 0.16$ ),  $SB_V = 22.82$  ( $\sigma = 0.73$ ) для изолированных галактик. Средние центральные поверхностные яркости у изолированных галактик выборки значимо ниже, чем у dIrrs в более плотном окружении. Средние цветовые характеристики у dIrrs в разном окружении совпадают с точностью до  $-0.2$  звездной величины.

Ключевые слова: *галактики: карликовые - галактики: фотометрические параметры - галактики*

1. *Введение.* Целью этой работы является получение фотометрических и структурных параметров большой выборки иррегулярных карликовых галактик (dIrrs) в разном окружении в пределах примерно 20 Мпк. Под dIrrs в данной статье мы понимаем объекты, не являющиеся лишенными газа эллиптическими, или сфероидальными, с одной стороны, и компактными яркими карликами, полностью охваченными звездообразованием, с другой. Лучевые скорости галактик по отношению к центроиду Местной группы  $V_{IG} < 3500$  км/с. Скорости взяты из базы данных HyperLeda<sup>1</sup> [1]. Точные фотометрические расстояния до объектов выборки не известны, за исключением 4-х галактик: UGC7150, VCC530, UGC7784, VCC2037 [2]. Наша выборка dIrrs в окрестностях скопления Девы составлена довольно случайным образом. Она является частью огромного списка таких объектов и включает галактики как в проекции на вириализованную зону скопления и  $\sim 12$ -градусную зону падения на скопление (так называемая "infall" зона), так и более далекие в проекции на небо объекты. Изолированные dIrrs нашей выборки взяты из работы [3]. Это галактики, которые видны на

<sup>1</sup> <http://leda.univ-hyon1.fr/>

ПЗС-снимках SDSS, с лучевыми скоростями  $V_{lsr} < 3500$  км/с и относительной разницей в скоростях с ближайшими соседями в проекции на небо  $> 500$  км/с (проекционными расстояниями  $> 500$  кпк). В статье [3] дано определение морфологических типов карликовых галактик, а также перечислены основные работы по обнаружению карликовых галактик низкой поверхностной яркости в Местном объеме. Объекты, фотометрия которых выполнена в нашей работе и названия которых начинаются на КК, КKR, КKH, были впервые обнаружены Караченцевой, Караченцевым и др. [4-6] на картах Паломарского атласа неба. Галактики KDG были открыты Караченцевой [7]. Ниже перечислены другие буквенные аббревиатуры, встречающиеся у объектов нашего исследования и соответствующие литературные ссылки: UGC (Uppsala General Catalogue) [8], PGC (Catalogue of Principal Galaxies, Lyon-Meudon Extragalactic Database) [9,10,1], MGC (Millennium Galaxy Catalogue) [11], VCC (Virgo Cluster Catalogue) [12], VLSB - каталоги галактик низкой поверхностной яркости Шомберта и коллег 1988-1997гг. [13-15], AGC - Arecibo Legacy Fast ALFA Survey [16].

Основные свойства карликовых галактик разных морфологических типов в пределах 10 Мпк подытожены в статьях [17,18]. Зависят ли фотометрические свойства dIrrs от окружения? На этот вопрос мы попытаемся ответить в данной работе на основе полученных данных для объектов, распределение которых в пространстве выходит за пределы Местного объема.

2. *Фотометрия.* Процесс поверхностной фотометрии был аналогичен таковому в статьях [18,19]. SDSS предоставляет изображения в фильтрах  $u$ ,  $g$ ,  $r$ ,  $i$  и  $z$ , прошедшие процедуру первичной редукции (вычтен темновой ток и электронный нуль системы, выполнено деление на плоское поле). Мы использовали для фотометрии изображения в фильтрах  $g$ ,  $r$  и  $i$ . Для каждого изображения на сайте SDSS даны фотометрические коэффициенты для перевода результатов фотометрии из инструментальной в стандартную систему SDSS. Для выполнения фотометрии использовался пакет программ SURFPHOT. Это часть большого пакета программ по анализу астрономических данных MIDAS (Munich Image Data Analysis System) [20], разрабатываемого в ESO. Маскирование фоновых звезд и галактик было выполнено с помощью программ пакета MIDAS. С помощью программы FIT/BACKGROUND было выполнено выпрямление и вычитание из исходного изображения плоскости фона неба. Процедура поиска центров галактик и моделирование распределения интенсивности по площади объекта было выполнено с помощью процедуры вписывания эллипсов FIT/ELL3. В полученных эллиптических апертурах интегрировался поток и рассчитывались азимутально-усредненные поверхностные яркости. Дополнительно фотометрия была выполнена с помощью программ пакета MIDAS в концентрических кольцах толщиной 1 пиксель с

предварительно определенным при вписывании эллипсов центром. Результаты фотометрии были переведены из фотометрической системы SDSS в стандартную фотометрическую систему Джонсона-Казинса с помощью эмпирических формул из [21].

В процессе фотометрии выяснилось, что большинство исследуемых объектов имеют следующую структуру: доминирующий по интенсивности звездный диск галактики с яркостью, плавно падающей от центра к краю, на который накладываются хаотично разбросанные по телу объекта комплексы звездообразования. В таких случаях дисковая составляющая хорошо описывается последовательностью модельных эллипсов. После вычитания этой модели остаются слабые комплексы звездообразования. Отдельные dIrs имеют чрезвычайно слабый градиент поверхностной яркости. Если такие галактики расположены анфас, или если угол между полярной осью объекта и лучом зрения  $incl > 45^\circ$ , то кривую роста интенсивности и профили поверхностной яркости для них целесообразно строить с использованием концентрических колец. Такого рода объекты с  $incl < 45^\circ$  в данной работе не рассматривались. Для всех dIrs выборки выполнялась фотометрия как в эллиптических, так и в круговых апертурах. Результирующие профили яркости и кривые роста сравнивались. Необходимо отметить, что для всех объектов выборки результирующие фотометрические параметры, определенные с использованием этих двух способов фотометрии, практически совпадают.

На рис.1 иллюстрирован процесс вписывания эллипсов на примере галактики KDG104. На рис.2 показаны результаты фотометрии для этой галактики, переведенные в стандартную фотометрическую систему Джонсона-Казинса: кривые роста в фильтрах  $B, V, R, I$ , профили поверхностной яркости в данных фильтрах и зависимости интегральных и дифференциальных цветовых характеристик  $B-V, R-I$  от радиусов. Аналогичные рисунки для других

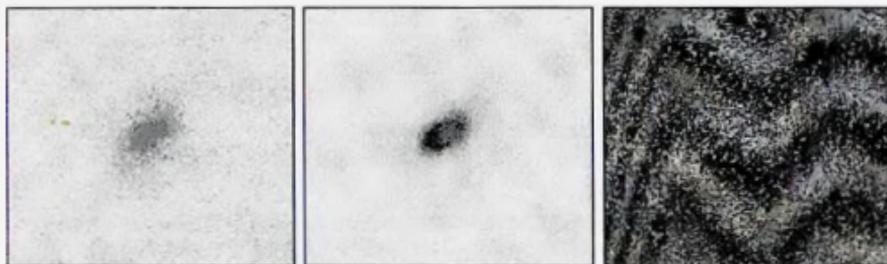


Рис.1. Иллюстрация процесса вписывания эллипсов в SDSS снимок галактики KDG104 (фильтр  $g$ ) (слева направо): (1) оригинальный кадр, очищенный от фоновых объектов, с вычтенным фоном неба; (2) модель; (3) объект минус модель. Размер кадра:  $2' \times 2'$ .

галактик выборки приведены на ftp-сайте САО РАН (<ftp://ftp.sao.ru/pub/smc/dIrg120/>). На этом ftp-сайте даются таблицы с профилями поверхностной

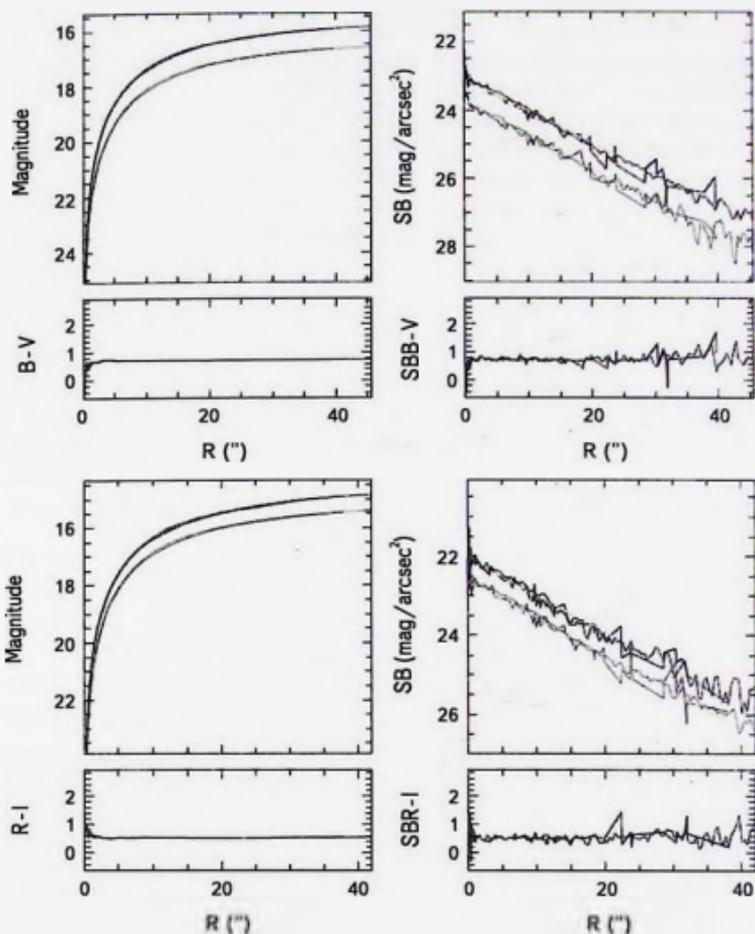


Рис.2. Результаты поверхностной фотометрии галактики KDG104, не исправленные за поглощение света в Галактике, в фильтрах  $B$  и  $V$  (сверху) и  $R$  и  $I$  (снизу). Кривые роста и соответствующие зависимости цветов  $B-V$  и  $R-I$  от радиуса (левые панели каждого из рисунков); профили поверхностной яркости в тех же фильтрах и соответствующие зависимости цветов от радиуса (правые панели). Тонкими линиями показана фотометрия в круговых апертурах, толстыми линиями - в эллиптических модельных апертурах. Прямые линии показывают аппроксимация профилей поверхностной яркости экспоненциальной функцией.

яркости во всех фильтрах для каждого исследуемого объекта.

Необходимо упомянуть об ошибках поверхностной фотометрии. Случайные ошибки определяются отклонением от среднего значения отсчетов интенсивности в апертуре по отношению к соответствующей величине для окружающего объект фона неба. Стандартное отклонение для поверхностной яркости  $\mu$  в фотонах равно  $\sqrt{g \cdot I + r^2}$ , где  $I$  - полный поток от объекта и фона на этой площади в ADU (analogue-to-digital units),  $g$  - коэффициент усиления ПЗС (gain) в электронах на 1 ADU,  $r$  - шум считывания в электронах. Размах колебаний поверхностной яркости относительно общей зависимости  $\mu$  от  $R$  (радиус галактики) (рис.2, правые панели) соответствует по величине случайным ошибкам фотометрии на данном расстоянии от центра галактики. Точность задания общего уровня фона неба вокруг галактики также определяется случайными колебаниями интенсивности фона в исследуемой области после маскирования фоновых объектов. Систематические ошибки фотометрии включают точности нуля-пунктов перевода из инструментальной в стандартную систему и внутреннее неучтенное поглощение в исследуемых галактиках. Суммарные (случайные + систематические) ошибки интегральных звездных величин зависят от яркости исследуемого объекта и в среднем составляют для объектов выборки 0.2-0.3 зв.вел. Ошибки измерения поверхностной яркости даются для каждой галактики и для каждой точки профиля поверхностной яркости (таблицы на ftp-сайте).

3. *Результаты.* В табл.1 и 2 (полные таблицы выложены на сайте САО РАН<sup>2</sup>) приведены результаты поверхностной фотометрии в фильтрах  $B$ ,  $V$ ,  $R$ ,  $I$  стандартной широкополосной фотометрической системы Джонсона-Казинса и модельные параметры профилей поверхностной яркости галактик, полученные с помощью экспоненциальной функции [22]:  $\mu(r) = \mu_0 + 1.086(r/h)$ , где  $\mu_0$  - центральная поверхностная яркость и  $h$  - экспоненциальная масштабная длина. Колонки табл.1 и 2 содержат следующие данные: (1) - название галактики; (2) прямое восхождение (формат: hh mm ss) и склонение (формат: °, ' ") на эпоху J2000.0; (3) Галактическое поглощение в фильтре  $V$  (в зв.вел.) (1 строка), отношение длин малой и большой осей галактики (2 строка), скорость по отношению к центроиду Местной группы (в км/с) (3 строка); (4) интегральные звездные величины  $B$ ,  $V$ ,  $R$ ,  $I$  (в зв.вел.); (5) интегральные цвета  $(B - V)_0$ ,  $(R - I)_0$  (в зв.вел.), исправленные за галактическое поглощение; (6) наблюдаемые центральные поверхностные яркости (в зв.вел./кв.с); (7) интегральные звездные величины, соответствующие уровню поверхностной яркости азимутально-усредненного профиля 25 зв.вел./кв.с; (8) средние

<sup>2</sup> [ftp://ftp.sao.ru/pub/sme/dIrrs120/Table1+2.pdf](http://ftp.sao.ru/pub/sme/dIrrs120/Table1+2.pdf).

Таблица 1

ФОТОМЕТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ИЗОЛИРОВАННЫХ  
dIrrs ВЫБОРКИ

Name	RA(2000) Dec.(2000)	$A_p$ $b/a$ $V_{Lo}$	$B$ $V$ $R$ $I$	$(B-V)_c$ $(R-I)_c$	$SB_{B_c}$ $SB_{V_c}$ $SB_{R_c}$ $SB_{I_c}$	$B_{25}$ $V_{25}$ $R_{25}$ $I_{25}$	$SB_{B_{25}}$ $SB_{V_{25}}$ $SB_{R_{25}}$ $SB_{I_{25}}$	$Re_B$ $Re_V$ $Re_R$ $Re_I$	$h_B$ $h_V$ $h_R$ $h_I$	$B_c$ $V_c$ $R_c$ $I_c$	$SB_{B_c}$ $SB_{V_c}$ $SB_{R_c}$ $SB_{I_c}$	$SB_{B_{25}}$ $SB_{V_{25}}$ $SB_{R_{25}}$ $SB_{I_{25}}$	$R_{max}$ $R_{min}$
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14
ККН14	02 45 02.9	0.63	16.31	0.23	24.52	18.18	24.99	26.74	16.06	17.08	25.40	24.30	0.79
	32 09 42.0	0.96	15.89	0.61	24.01	17.00	24.63	24.24	14.96	16.58	24.74	23.66	53.46
		1748	15.58		23.67	16.21	24.22	23.89	15.49	16.14	24.23	23.37	
КК56	06 43 11.6	0.50	17.22	0.50	23.71	18.45	24.29	13.27	8.26	17.89	24.63	23.70	0.40
	36 38 03.0	0.67	16.57	0.43	22.93	17.23	24.00	13.03	7.98	17.29	23.94	23.01	28.12
		2360	16.14		22.44	16.49	23.83	13.05	8.00	16.87	23.51	22.60	
UGC3672	07 06 27.5	0.24	15.53	0.50	21.89	16.48	23.76	23.99	14.90	16.22	24.16	23.31	0.40
	30 19 19.0	0.28	14.96	0.15	21.46	15.51	23.91	25.85	15.94	15.66	23.75	22.88	70.88
		969	14.66		21.22	15.13	23.72	25.79	15.87	15.37	23.45	22.56	
			14.51		21.12	14.87	23.64	25.01	15.65	15.18	23.22	22.36	

Таблица 2

ФОТОМЕТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА И СКОРОСТИ dIrrs В  
ОКРЕСТНОСТИ СКОПЛЕНИЯ ДЕВЫ<sup>2</sup>

Name	RA(2000) Dec.(2000)	$A_p$ $b/a$ $V_{Lo}$	$B$ $V$ $R$ $I$	$(B-V)_c$ $(R-I)_c$	$SB_{B_c}$ $SB_{V_c}$ $SB_{R_c}$ $SB_{I_c}$	$B_{25}$ $V_{25}$ $R_{25}$ $I_{25}$	$SB_{B_{25}}$ $SB_{V_{25}}$ $SB_{R_{25}}$ $SB_{I_{25}}$	$Re_B$ $Re_V$ $Re_R$ $Re_I$	$h_B$ $h_V$ $h_R$ $h_I$	$B_c$ $V_c$ $R_c$ $I_c$	$SB_{B_c}$ $SB_{V_c}$ $SB_{R_c}$ $SB_{I_c}$	$SB_{B_{25}}$ $SB_{V_{25}}$ $SB_{R_{25}}$ $SB_{I_{25}}$	$R_{max}$ $R_{min}$
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14
UGC05575	10 19 46.9	0.10	16.04	0.65	22.62	16.43	23.74	11.60	6.91	16.91	23.32	22.29	1.16
	22 35 42.0	0.44	15.38	0.47	21.87	15.60	23.38	11.61	6.92	16.23	22.64	21.62	33.66
		1356	14.97		21.37	15.08	23.14	12.14	7.24	15.74	22.21	21.25	
UGC05629	10 24 13.1	0.07	15.42	0.58	23.43	16.02	24.25	23.70	14.12	16.11	24.20	23.09	1.82
	21 02 59.0	0.81	14.84	0.52	22.79	15.18	23.94	22.97	13.69	15.52	23.59	22.47	61.38
		1166	14.47		21.52	14.69	23.49	22.74	13.55	15.12	22.98	22.06	
PGC1701087	10 27 13.5	0.05	16.79	0.27	21.92	16.91	23.39	5.83	3.47	17.58	22.46	21.49	0.51
	24 09 43.0	0.69	16.52	0.34	21.64	16.63	23.18	5.94	3.54	17.25	22.27	21.26	7.13
		1112	16.35		21.08	16.88	22.28	5.93	3.54	17.16	22.03	21.12	
			16.01		20.82	16.65	22.04	6.18	3.68	16.84	21.86	20.93	

поверхностные яркости в пределах уровня поверхностной яркости азимутально-усредненного профиля 25 зв.вел./кв.с; (9) эффективные радиусы (в угл. с), вмещающие половину светимости галактики, измеренные по кривой роста светимости галактики; (10) экспоненциальные масштабные длины (в угл. с); (11) интегральные звездные величины, соответствующие эффективным радиусам в каждом фильтре (зв.вел.); (12) медианные поверхностные яркости в пределах эффективных радиусов (зв.вел./кв.с); (13) модельные центральные поверхностные яркости (зв.вел./кв.с); (14) минимальный (1 строка) и максимальный (2 строка) радиусы ("), в пределах которых азимутально-усредненное распределение поверхностной яркости моделировалось экспоненциальным законом.

На рис.3 измеренные нами полные диаметры dLITS выборки (изолированные+Virgo) сравниваются с диаметрами для этих объектов на уровне поверхностной яркости в фильтре 25 зв.вел./кв.с, взятыми из HyperLeda. Видно, что наши диаметры в среднем в 2 раза больше таковых из HyperLeda на уровне изофот 25 зв.вел./кв.с. Этот результат вполне ожидаем, принимая во внимание глубину нашей поверхностной фотометрии.

В статье [23] сравнивались усредненные фотометрические характеристики, исправленные за Галактическую экстинкцию, для карликовых галактик разных морфологических типов в Местной группе ( $Dist < 1 \text{ Mпк}$ ) и Местном объеме  $Dist < 10 \text{ Mпк}$  за пределами Местной группы: абсолютные величины, цвета и средние центральные поверхностные яркости в фильтре V, исправленные за

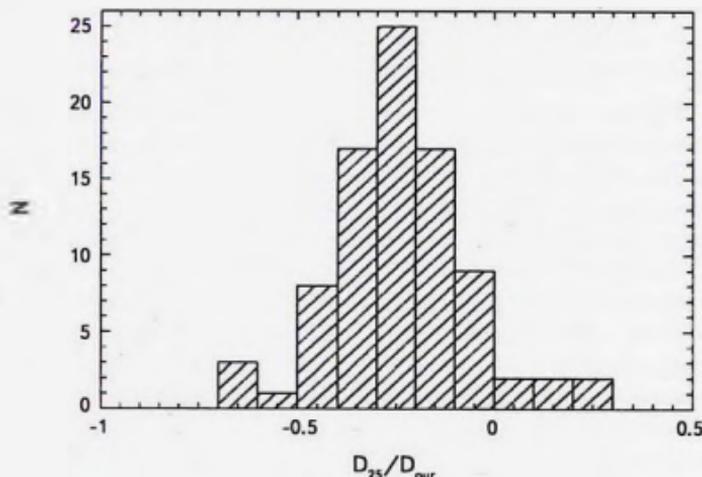


Рис.3. Распределение отношения диаметров из HyperLeda на уровне  $SB = 25 \text{ зв.вел./кв.с}$  для dLITS к измеренным нами полным диаметрам данных галактик.

поглощение света в Галактике ( $SB_v$ ). Оказалось, что средние фотометрические свойства dIrgs в разных уголках Местной Вселенной очень похожи:  $M_v = -12.93$  ( $\sigma = 0.2$ ),  $(V - I)_0 = 0.73$  ( $\sigma = 0.2$ ),  $(B - V)_0 = 0.47$  ( $\sigma = 0.2$ ),  $SB_v = 22.4$  ( $\sigma = 0.7$ ). Это означает, что средние размеры, массы, плотности звезд и звездобразующих комплексов, уровни звездообразования в галактиках этого морфологического типа примерно одинаковы как в Местной группе, так и в Местном объеме, содержащем группы галактик и пустоты с единичными объектами в них.

Сравним фотометрические свойства двух наших выборок галактик со свойствами галактик Местного объема. Средние цвета и центральные поверхностные яркости галактик в окрестности скопления Девы:  $(V - I)_0 = 0.75$  ( $\sigma = 0.19$ ),  $(B - V)_0 = 0.51$  ( $\sigma = 0.13$ ),  $SB_v = 22.16$  ( $\sigma = 1.02$ ). Изолированные dIrgs выборки имеют следующие средние характеристики:  $(V - I)_0 = 0.66$  ( $\sigma = 0.43$ ),  $(B - V)_0 = 0.57$  ( $\sigma = 0.16$ ),  $SB_v = 22.82$  ( $\sigma = 0.73$ ). Как видно, средние цвета, исправленные за поглощение, для dIrgs в Местной Вселенной и ее окрестностях практически одинаковы. То есть, средняя интенсивность звездообразования у dIrgs в разном окружении примерно одинакова. Средние центральные поверхностные яркости у изолированных объектов выборки значительно ниже (примерно в 2 раза), чем у dIrgs Местной группы, Местного объема за пределами Местной группы и у dIrgs нашей выборки в окрестности скопления Девы. Это означает, что изолированные dIrgs выборки имеют более низкий, в среднем, градиент яркости от центра к краю. Если средние массы dIrgs в разном окружении примерно одинаковы, то полученные нами более низкие яркости галактик в центре могут означать, что размеры изолированных dIrgs выборки в среднем в 2 раза больше, чем у объектов этого морфологического типа в более плотном окружении.

**4. Заключение.** Представлены результаты поверхностной фотометрии и измерения структурных параметров для 30 изолированных dIrgs из [3] и 90 dIrgs в окрестности скопления Девы. Профили поверхностной яркости галактик аппроксимированы экспоненциальным законом.

Мы получили, что средние показатели цвета для изолированных объектов выборки и галактик в окрестностях скопления Девы хорошо согласуются с таковыми для dIrgs Местной группы и Местного объема. Центральные поверхностные яркости изолированных галактик значительно ниже, чем у dIrgs в более плотном окружении.

Как упоминалось во *Введении*, точные фотометрические расстояния до большинства галактик выборки не известны. Мы обнаружили, что размеры изолированных dIrgs нашей выборки в среднем больше, чем у объектов этого морфологического типа в более плотном окружении. Измерение расстояний до объектов выборки поможет обнаружить новые представители семейства

так называемых ультра-диффузных галактик [24], характеризующихся эффективными радиусами  $R_{\text{eff}} = 1.5 - 4.6$  кпк, абсолютными звездными величинами, типичными для карликовых галактик, и центральными поверхностными яркостями в видимом диапазоне слабее 24 зв. вел./кв.с.

Исследование выполнено при поддержке гранта Российского научного фонда (проект №14-12-00965). Автор благодарит Д.И.Макарова и И.Д.Карачевца за предоставление списка галактик в окрестности скопления Девы. В работе использованы данные Слоановского цифрового обзора неба (SDSS). SDSS - это объединенный проект университета Чикаго, Fermilab, Института Перспективных Исследований, японской участвующей группы, университета Джона Хопкинса, института астрономии Макса Планка (MPIA), института астрофизики Макса Планка (MPA), государственного института Нью Мехико, университета Принстона, Морской обсерватории США и университета Вашингтона. Обсерватория Апаче Пойнт, где расположены телескопы SDSS, управляется Астрофизическим Исследовательским Консорциумом (ARC). [The Sloan Digital Sky Survey (SDSS) is a joint project of the University of Chicago, Fermilab, the Institute for Advanced Study, the Japan Participation Group, the Johns Hopkins University, the Max-Planck-Institute for Astronomy (MPIA), the Max-Planck-Institute for Astrophysics (MPA), New Mexico State University, Princeton University, the United States Naval Observatory and the University of Washington. Apache Point Observatory, site of the SDSS telescopes, is operated by the Astrophysical Research Consortium (ARC).] Работа выполнена с использованием базы данных HyperLeda (<http://leda.univ-lyon1.fr>).

Специальная астрофизическая обсерватория Российской академии наук,  
e-mail: sme@sao.ru

## SURFACE PHOTOMETRY OF DWARF IRREGULAR GALAXIES IN DIFFERENT ENVIRONMENTS

M.E.SHARINA

We present the results of surface photometry of 90 dwarf irregular galaxies (dIRrs) in the wide vicinity of the Virgo cluster and of 30 isolated dIRrs. We use images of the Sloan Digital Sky Survey (SDSS). We obtained the following mean colours and central surface brightnesses for the galaxies in the two samples:  $(V - I_0) = 0.75$  ( $\sigma = 0.19$ ),  $(B - V_0) = 0.51$  ( $\sigma = 0.13$ ),  $SB_V = 22.16$  ( $\sigma = 1.02$ ) for dIRrs in the surroundings of the Virgo cluster;  $(V - I_0) = 0.66$  ( $\sigma = 0.43$ ),  $(B - V_0)$

$= 0.57$  ( $\sigma = 0.16$ ),  $SB_p = 22.82$  ( $\sigma = 0.73$ ) for isolated objects of our sample. The mean central surface brightnesses for the isolated galaxies of our sample is significantly lower than for dIrrs in denser environments. Average wide-band colors of dIrrs in various environments agree with the accuracy of  $\sim 0.2$  mag.

Keywords: *galaxies: dwarf - galaxies: photometric parameters - galaxies*

## ЛИТЕРАТУРА

1. *D.I.Makarov, P.Prugniel, N.Terekhova et al.*, *Astron. Astrophys.*, **570**, 13, 2014.
2. *I.D.Karachentsev, R.B.Tully, P.-F.Wu et al.*, *Astrophys. J.*, **782**, 4, 2014.
3. *V.E.Karachentseva, I.D.Karachentsev, M.E.Sharina*, *Astrophysics*, **53**, 462, 2010.
4. *V.E.Karachentseva, I.D.Karachentsev*, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, **127**, 409, 1998.
5. *V.E.Karachentseva, I.D.Karachentsev, G.M.Richter*, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, **135**, 221, 1999.
6. *I.D.Karachentsev, V.E.Karachentseva, W.K.Huchtmeier*, *Astron. Astrophys.*, **366**, 428, 2001.
7. *V.E.Karachentseva*, *Soobshch. Byurakan Obs.*, **39**, 6, 1968.
8. *P.Nilson*, *Acta Univ. Uppsala, Ser. V*, **1**, 1973.
9. *G.Paturel, P.Fouque, L.Bottinelli et al.*, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, **80**, 299, 1989.
10. *G.Paturel, C.Petit, P.Prugniel et al.*, *Astron. Astrophys.*, **412**, 45, 2003.
11. *J.Liske, D.J.Lemon, S.P.Driver et al.*, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **344**, 307, 2003.
12. *B.Bingelli, A.Sandage, G.A.Tammann*, *Astron. J.*, **90**, 1681, 1985.
13. *J.M.Schombert, G.D.Bothun*, *Astron. J.*, **95**, 1389, 1988.
14. *J.M.Schombert, G.D.Bothun, S.E.Schneider et al.*, *Astron. J.*, **103**, 1107, 1992.
15. *J.M.Schombert, R.A.Pildis, J.A.Eder*, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, **111**, 233, 1997.
16. *M.P.Haynes, R.Giovanelli, A.M.Martin et al.*, *Astron. J.*, **142**, 170, 2011.
17. *I.D.Karachentsev, D.I.Makarov, E.I.Kaisina*, *Astron. J.*, **145**, 101, 2013.
18. *M.E.Sharina et al.*, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **384**, 1544, 2008.
19. *M.E.Sharina, E.A.P'ina*, *Astron. Nachr.*, **334**, 773, 2013.
20. *K.Banse, P.Crane, P.Grosbol et al.*, *The Messenger*, **31**, 26, 1983.
21. *K.Jordi, E.K.Grebel, K.Annon*, *Astron. Astrophys.*, **460**, 339, 2006.
22. *G. de Vaucouleurs*, in *Flugge S., ed., Handbuch der Physik 53*. Springer-Verlag, Berlin, p.275, 1959.
23. *M.E.Sharina, V.E.Karachentseva, D.I.Makarov*, in *de Grijs, R. ed. IAU Symposium 289, Advancing the Physics of Cosmic Distances*, Cambridge Univ. Press, Cambridge, p.236, 2013.
24. *P.G. van Dokkum, R.Abraham, A.Merriit et al.*, *Astrophys. J. Lett.*, **798**, L45, 2015.

БЫСТРАЯ СПЕКТРАЛЬНАЯ ПЕРЕМЕННОСТЬ Ae/Be  
ЗВЕЗДЫ ХЕРБИГА HD37806М.А.ПОГОДИН<sup>1</sup>, О.В.КОЗЛОВА<sup>2</sup>, И.Ю.АЛЕКСЕЕВ<sup>2</sup>,  
С.Е.ПАВЛОВСКИЙ<sup>1</sup>

Поступила 21 августа 2018

Принята к печати 12 декабря 2018

Представлены результаты анализа спектроскопической переменности Ae/Be звезды Хербига HD37806 на временном масштабе от ночи к ночи, а также в течение отдельных ночей. Наблюдения были проведены в ноябре 2012г. на кудз-спектрографе ASP-14, установленном на 2.6-м телескопе ЗТШ в Крымской астрофизической обсерватории РАН. В течение 4-х ночей было получено 40 спектров в области линий H $\alpha$  и HeI 5876. Анализ наблюдаемой переменности профилей этих линий показал, что: а) изменения профилей H $\alpha$  хорошо объясняются в рамках предположения об их вращательной модуляции локальными азимутальными неоднородностями в зоне ветра; б) быстрая переменность линии HeI 5876, имеющая вид стоячих волн интенсивности в области красной абсорбционной компоненты, является дополнительным свидетельством наличия у HD37806 магнитосферы, содержащей локальные аккреционные потоки, вращающиеся твердотельно в магнитном поле звезды.

**Ключевые слова:** Ae/Be звезды Хербиг; околозвездные оболочки; дисковая аккреция; ветер; магнитосфера; HD37806

1. **Введение.** Настоящая работа является продолжением исследования спектральных особенностей Ae/Be звезды Хербига HD37806 (MWC 120, A2-V8), первые результаты которого были представлены в статье Погодина и др. [1]. Но если в [1] анализировалась переменность линий в спектре объекта, наблюдавшаяся на шкале времени от суток до месяцев и лет, то теперь предметом исследования стали более быстрые изменения параметров линий, которые происходили в течение одной ночи.

В предыдущей работе [1] был приведен краткий обзор информации, известный о HD37806 к настоящему времени из опубликованной литературы. Этот объект относят к изолированным Ae/Be звездам Хербига, он расположен вблизи ассоциации Ophi OB1b. К его наиболее примечательным особенностям можно отнести большую скорость вращения  $V \sin i = 120 \pm 30$  км/с [2,3] и значительную скорость удаления от Солнца ( $47 \pm 21$  км/с [3]). Высокоточная фотометрия со спутника MOST [4] показала наличие у HD37806 малоамплитудной циклической переменности блеска с периодом около 1.5 сут. Эта величина близка к ожидаемому периоду вращения звезды, поэтому обнаруженная

периодичность фотометрической переменности может свидетельствовать о существовании локальных неоднородностей на поверхности звезды или аккреционных потоков внутри гипотетической магнитосферы, вращающейся вместе со звездой в твердотельном режиме.

На основе результатов наблюдений, описанных в [1], были сделаны следующие выводы:

1. На масштабе времени порядка месяца, линия  $\text{H}\alpha$  может изменять тип своего профиля с P Cug III на двойной эмиссионный и обратно. Было сделано предположение, что подобная трансформация профиля может быть связана с изменением внешней широтной границы зоны встра, расположенной близко от луча зрения.

2. У профилей линий  $\text{H}\alpha$  и дублета  $\text{DNaI}$  наблюдаются узкие абсорбционные компоненты, меняющие свои лучевые скорости с характерным временем порядка одних суток. Была рассмотрена гипотеза, что они могут быть результатом вращения локальных азимутальных неоднородностей в зоне ветра, формирующихся при взаимодействии аккреционного диска с гипотетической магнитосферой звезды в режиме пропеллера [5,6].

3. В отдельные даты у некоторых линий ( $\text{H}\alpha$ ,  $\text{H}\beta$ ,  $\text{HeI}$ ,  $\text{NaI}$ ) появлялись ярко выраженные признаки аккреции вещества на звезду в виде дополнительных красных компонент профиля. Их время жизни составляло несколько суток, и их природа, по-видимому, связана с эпизодическими изменениями темпа аккреции в диске.

4. Остался неисследованным характер переменности линии  $\text{HeI}$  5876, имеющий, как правило, профиль типа обратного P Cug, но иногда превращающийся в двойной эмиссионный, либо в чисто абсорбционный, смещенный в красную сторону. Чтобы разобраться в происхождении подобной переменности, требуются наблюдения с большим временным разрешением.

Задачей нашей новой работы было исследование быстрой переменности профилей линий  $\text{H}\alpha$  и  $\text{HeI}$  5876, наблюдавшейся в спектре HD37806 в течение отдельных ночей. Характерное время подобных изменений соответствует продолжительности таких явлений, как модуляция профилей линий при вращении азимутальных неоднородностей в оболочке объекта или быстрые изменения режима аккреции.

2. *Наблюдения.* Программа наблюдений была проведена в Крымской астрофизической обсерватории (КрАО) на 2.6-м телескопе ЗТШ, у которого в фокусе куда был установлен спектрограф ASP-14 с ПЗС-камерой Andor IKON-L, обеспечивающий спектральное разрешение с  $R \sim 20000$ . За 4 ночи наблюдений с 7 по 12 ноября 2012г. было получено 40 спектров HD37806 в области линий  $\text{H}\alpha$  и  $\text{HeI}$  5876. В ходе наблюдений была применена следующая

стратегия. В первую ночь 7/8 ноября было получено 8 спектров в области  $\text{H}\alpha$  и 1 - в области линии  $\text{HeI}$ . В следующую ночь 8/9 ноября, наоборот, в области  $\text{H}\alpha$  была сделана только одна экспозиция, зато в линии  $\text{HeI}$  - 10. В ночь 9/10 ноября из-за погодных условий удалось получить только по одному спектру в каждой из двух спектральных областей, имеющих удовлетворительное качество. По той же причине и в следующую ночь наблюдения не проводились. В ночь 11/12 ноября было получено по 9 пар спектров (в  $\text{H}\alpha$  и в  $\text{HeI}$ ) с попеременным изменением угла дифракционной решетки после каждой экспозиции. Полный перечень всех полученных спектров приведен в табл.1, где указана календарная дата наблюдений, время UT на середину экспозиции, спектральная область и отношение сигнал/шум для каждого индивидуального спектра. В случас, когда в данную ночь получался только один спектр в одной из двух спектральных областей, а также для спектров, усредненных за всю ночь, приводится и юлианская дата MJD.

Таблица 1

**ХАРАКТЕРИСТИКИ СПЕКТРОВ, ПОЛУЧЕННЫХ ПРИ НАБЛЮДЕНИЯХ**

Дата	UT (MJD)	Спектральная область	S/N	Дата	UT (MJD)	Спектральная область	S/N	
7/8 11.2012	22 <sup>h</sup> 38 <sup>m</sup>	$\text{H}\alpha$	34	09/10 11.2012	(56240.93)	$\text{H}\alpha$	45	
	23 <sup>h</sup> 08 <sup>m</sup>	$\text{H}\alpha$	35		(56240.96)	$\text{HeI}$ 5876	50	
	23 <sup>h</sup> 38 <sup>m</sup>	$\text{H}\alpha$	36	11/12 11.2012	21 <sup>h</sup> 08 <sup>m</sup>	$\text{H}\alpha$	51	
	00 <sup>h</sup> 08 <sup>m</sup>	$\text{H}\alpha$	55		21 <sup>h</sup> 28 <sup>m</sup>	$\text{HeI}$ 5876	55	
	00 <sup>h</sup> 38 <sup>m</sup>	$\text{H}\alpha$	50		21 <sup>h</sup> 49 <sup>m</sup>	$\text{H}\alpha$	54	
	01 <sup>h</sup> 08 <sup>m</sup>	$\text{H}\alpha$	46		22 <sup>h</sup> 10 <sup>m</sup>	$\text{HeI}$ 5876	71	
	01 <sup>h</sup> 38 <sup>m</sup>	$\text{H}\alpha$	51		22 <sup>h</sup> 30 <sup>m</sup>	$\text{H}\alpha$	56	
	02 <sup>h</sup> 08 <sup>m</sup>	$\text{H}\alpha$	55		22 <sup>h</sup> 52 <sup>m</sup>	$\text{HeI}$ 5876	62	
	(56239.12)	$\text{HeI}$ 5876	65		23 <sup>h</sup> 13 <sup>m</sup>	$\text{H}\alpha$	69	
	Средний за ночь	(56239.12)			150	23 <sup>h</sup> 38 <sup>m</sup>	$\text{HeI}$ 5876	59
					23 <sup>h</sup> 58 <sup>m</sup>	$\text{H}\alpha$	53	
					00 <sup>h</sup> 20 <sup>m</sup>	$\text{HeI}$ 5876	60	
8/9 11.2012	(56239.90)	$\text{H}\alpha$	89	Средний за ночь	(56243.00) (56243.01)	$\text{H}\alpha$	180	
	22 <sup>h</sup> 10 <sup>m</sup>	$\text{HeI}$ 5876	70			$\text{HeI}$ 5876	180	
	22 <sup>h</sup> 40 <sup>m</sup>	$\text{HeI}$ 5876	83					
	23 <sup>h</sup> 10 <sup>m</sup>	$\text{HeI}$ 5876	83			01 <sup>h</sup> 03 <sup>m</sup>	$\text{HeI}$ 5876	54
	23 <sup>h</sup> 40 <sup>m</sup>	$\text{HeI}$ 5876	89			01 <sup>h</sup> 24 <sup>m</sup>	$\text{H}\alpha$	44
	00 <sup>h</sup> 11 <sup>m</sup>	$\text{HeI}$ 5876	94			01 <sup>h</sup> 44 <sup>m</sup>	$\text{HeI}$ 5876	51
	00 <sup>h</sup> 41 <sup>m</sup>	$\text{HeI}$ 5876	98			02 <sup>h</sup> 05 <sup>m</sup>	$\text{H}\alpha$	45
	01 <sup>h</sup> 11 <sup>m</sup>	$\text{HeI}$ 5876	92			02 <sup>h</sup> 26 <sup>m</sup>	$\text{HeI}$ 5876	30
	01 <sup>h</sup> 41 <sup>m</sup>	$\text{HeI}$ 5876	75			02 <sup>h</sup> 47 <sup>m</sup>	$\text{H}\alpha$	37
	02 <sup>h</sup> 11 <sup>m</sup>	$\text{HeI}$ 5876	82			03 <sup>h</sup> 09 <sup>m</sup>	$\text{HeI}$ 5876	50
02 <sup>h</sup> 41 <sup>m</sup>	$\text{HeI}$ 5876	68						
Средний за ночь	(56240.02)	$\text{HeI}$ 5876	210					

Подобная стратегия, использованная при наблюдениях, позволяла исследовать спектральную переменность в области обеих линий  $\text{H}\alpha$  и  $\text{H}\epsilon$  5876 сразу на двух масштабах времени: от ночи к ночи и в течение каждой из ночей наблюдений.

Для обработки данных наблюдений были использованы стандартные программы, применяемые в КрАО.

### 3. Результаты наблюдений.

3.1. *Переменность профилей линий от ночи к ночи.* На рис.1 и 2 показаны профили линий  $\text{H}\alpha$  и  $\text{H}\epsilon$  5876 для каждой их 4-х ночей наблюдений. Это либо единичный профиль, если объект в данной спектральной области в данную ночь наблюдался только один раз, либо профиль, усредненный за ночь, если экспозиции в эту ночь повторялись многократно. Для увеличения отношения сигнал/шум (S/N) все профили были сглажены с

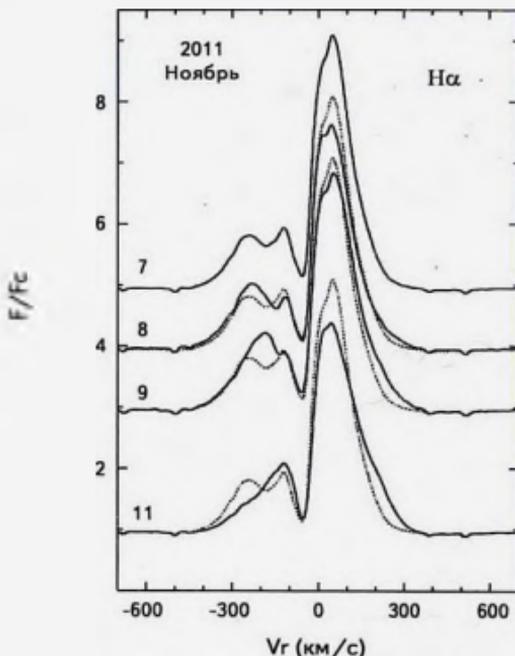


Рис.1. Нормированные профили  $\text{H}\alpha$  в спектре HD37806, полученные в ночи 7/8, 8/9, 9/10 и 11/12 ноября 2012г. На рисунке указаны первые даты для каждой ночи. Пунктирной линией для сравнения показан профиль, полученный в первую дату. Шкала лучевых скоростей дана в системе отсчета звезды.

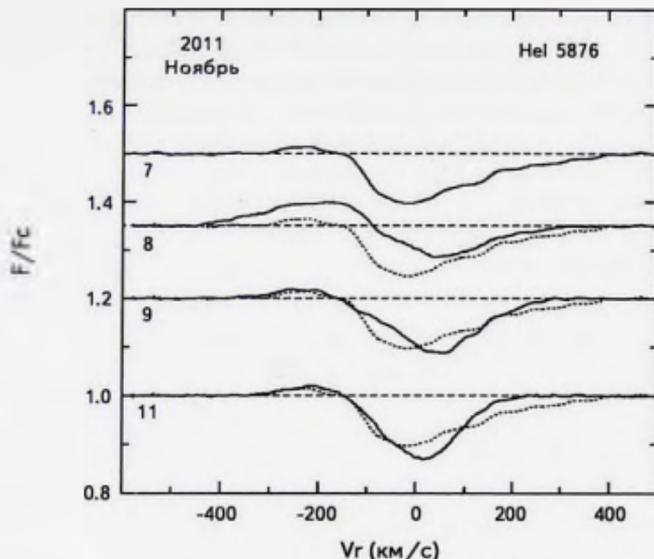


Рис.2. То же, что на рис.1, но для профилей линии He I 5876. Штриховыми линиями показан уровень непрерывного спектра для каждого профиля.

окном в 15 пикселей (около  $0.50 \text{ \AA}$ ). Поскольку такая ширина окна оказывается существенно уже спектральных локальных деталей, смещения которых анализируются в статье, процедура сглаживания не повлияла на результаты анализа. Профили были также приведены к шкале лучевых скоростей, связанной со звездой. При этом, как и в нашей первой статье [1], учитывалась собственная скорость звезды, принятая как  $+50 \text{ км/с}$ .

Профили  $H\alpha$  в эти даты наблюдений имели тип P Cug III (рис.1), т.е., кроме основного эмиссионного профиля наблюдалась дополнительная эмиссионная компонента, смещенная в голубую сторону и разделенная с основным эмиссионным максимумом глубокой центральной абсорбцией. Переменность от ночи к ночи наблюдалась во всех частях профиля от его голубого края до красного. Практически неизменной оставалась только центральная абсорбционная компонента с лучевой скоростью около  $-60 \text{ км/с}$ . Наиболее примечательные изменения происходили в области голубого эмиссионного максимума. Он демонстрировал тонкую структуру, проявляющуюся в виде мелкой абсорбционной детали, накладывающейся в первую ночь наблюдений на самую вершину этой эмиссионной компоненты ( $V_r = -180 \text{ км/с}$ ). Эта деталь изменяла от ночи к ночи свою глубину и лучевую скорость, становясь со временем все мельче и смещаясь

в сторону нулевой лучевой скорости. В ночь 8/9 ноября она располагалась уже на  $V_{\lambda} = -150$  км/с, а в следующую ночь 9/10 ноября - на  $V_{\lambda} = -135$  км/с. В последнюю ночь 11/12 ноября она исчезла совсем, а сама голубая эмиссионная компонента стала существенно уже, ее голубое крыло приблизилось к интенсивности.

Линия HeI имела в эти ночи профиль типа обратного P Cуг (рис.2) и показывала существенные изменения, главным образом, в области красной абсорбционной компоненты. Голубая эмиссионная компонента в 3 даты из 4-х выглядела примерно одинаково, но в ночь 8/9 ноября вдруг стала гораздо интенсивнее. В последующие ночи она вернулась в прежнее состояние.

*3.2. Переменность профилей в течение отдельных ночей.* Для исследования наиболее быстрых изменений профилей линий с характерным временем порядка одного часа, для отдельных ночей были построены разностные профили (residuals) этих линий, рассчитанные как разность каждого индивидуального профиля и среднего за ночь. На рис.3 и 4 показаны изменения разностных профилей HeI в течение ночей 7/8 и 11/12 ноября. В большинстве частей профиля, главным образом, в центральной части и в красном крыле эти изменения трудно систематизировать, так как переменность возникает в протяженном пространственном объеме и носит, по-видимому, многокомпонентный характер. Более однозначная картина наблюдается в области вторичного голубого максимума. Эта часть профиля формируется в более ограниченном объеме оболочки, а именно в том, который экранирует звезду от наблюдателя. При этом уменьшается число всевозможных факторов, влияющих на наблюдаемую переменность. Так, в ночь 7/8 ноября (рис.3) отчетливо видна стоячая волна на последовательно размещенных разностных профилях, соответствующая по лучевым скоростям положению мелкой абсорбционной детали в области максимума голубой эмиссионной компоненты, а в ночь 11/12 ноября наблюдалась двоякая стоячая волна, охватывающая как раз ту область голубого крыла этой компоненты, где происходили наиболее масштабные изменения между 9 и 12 ноября (см. рис.1). В данном случае под "стоячей волной" понимаются изменения интенсивности локальных деталей на последовательной серии разностных профилей линии, не сопровождающихся смещениями вдоль шкалы лучевых скоростей.

Что касается линии HeI 5876, то картина изменений ее профиля в течение отдельных ночей была более простая по сравнению с HeI. Переменность, опять же в виде стоячей волны на последовательности разностных профилей наблюдалась только в области красной абсорбционной компоненты: в ее голубом крыле в ночь 8/9 ноября (рис.5) и в ее красном крыле - в ночь 11/12 ноября (рис.6). Интересно то, что сильная переменность в крыле голубой эмиссионной компоненты, возникшая между 7 и 9 ноября на усред-

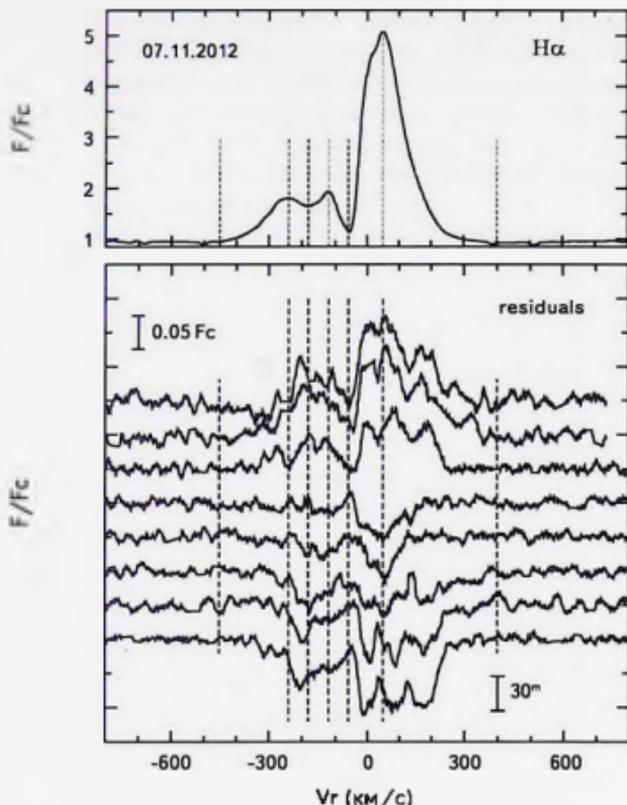


Рис.3. Разностные профили (residuals) линии  $H\alpha$ , построенные относительно профиля, среднего за ночь, полученные в ночь 7/8 ноября. На рисунках указаны масштабы для шкалы интенсивностей и интервала времени между экспозициями. Ход времени на рисунке направлен сверху вниз. На верхней панели для сравнения показан профиль линии, средний за ночь. Штриховыми линиями отмечены лучевые скорости наиболее характерных элементов профиля

ненных за ночь профилях (см. рис.2), никак не проявилась в поведении разностных профилей в ночь 8/9 ноября.

4. *Обсуждение результатов.* Переменность профилей  $H\alpha$  в спектре HD37806, наблюдавшаяся как от ночи к ночи, так и в течение отдельных ночей, в целом хорошо соответствует представлениям о дисковых ветрах  $Ae/Be$  звезд Хербига, имеющих неоднородную азимутальную структуру. Поведение мелкой локальной абсорбционной детали, монотонно смещающейся в течение нескольких суток от области максимума голубого вторичного эмиссионного

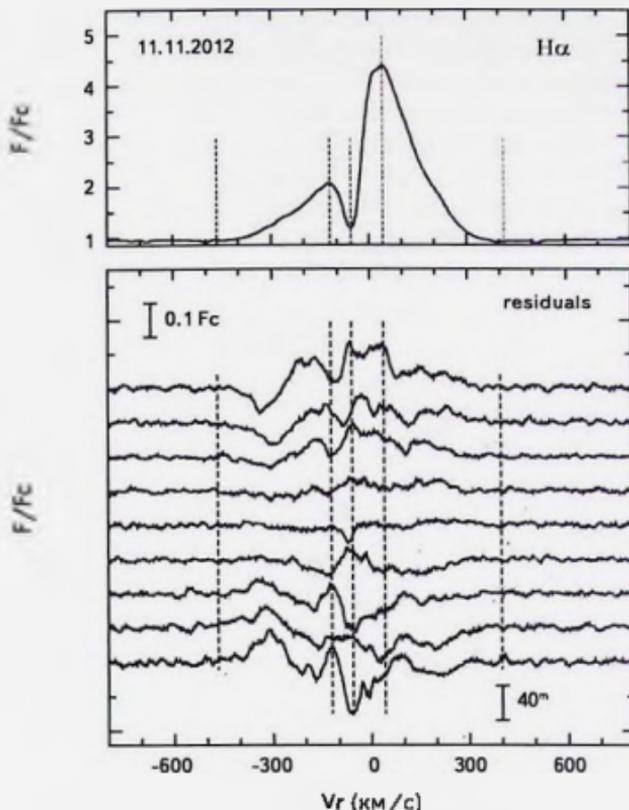


Рис.4. То же, что на рис.3, но для ночи 11/12 ноября.

пика в сторону нулевой скорости и полностью исчезнувшей в ночь 11/12 ноября, можно объяснить вращением долгоживущей струи на границе зоны ветра. Если струя сформировалась в диске на некотором расстоянии от звезды, то угловая скорость вращения места ее образования (основания струи) и, следовательно, самой струи, может быть меньше, чем у самой звезды из-за кеплеровского закона вращения в диске. Поэтому она может оставаться видимой в течение времени, превышающего период вращения звезды, т.е., в течение нескольких дней. Предположим, что эта струя пересекает луч зрения в той своей части, где разгон вещества за счет магнитной центрифуги уже прекратился, и ускорение ветра сменилось его замедлением. В этой области вращение истекающего вещества уже не твердотельное, и форма струи

из-за быстрого уменьшения угловой скорости вращения при удалении от звезды приобретает изогнутый вид в сторону, противоположную направлению вращения. Периферийная часть струи при ее вращении будет отставать по фазе от ее основания. Поэтому наблюдатель может видеть в первую дату часть струи, близкую к ее основанию, где скорость ветра еще достаточно велика, а в последующие даты - все более удаленные области с меньшей скоростью истечения. И, наконец, через несколько дней подобная струя может просто исчезнуть из поля зрения, либо диссипировать, либо переместиться в область невидимую для наблюдателя. Такая интерпретация очень хорошо объясняет

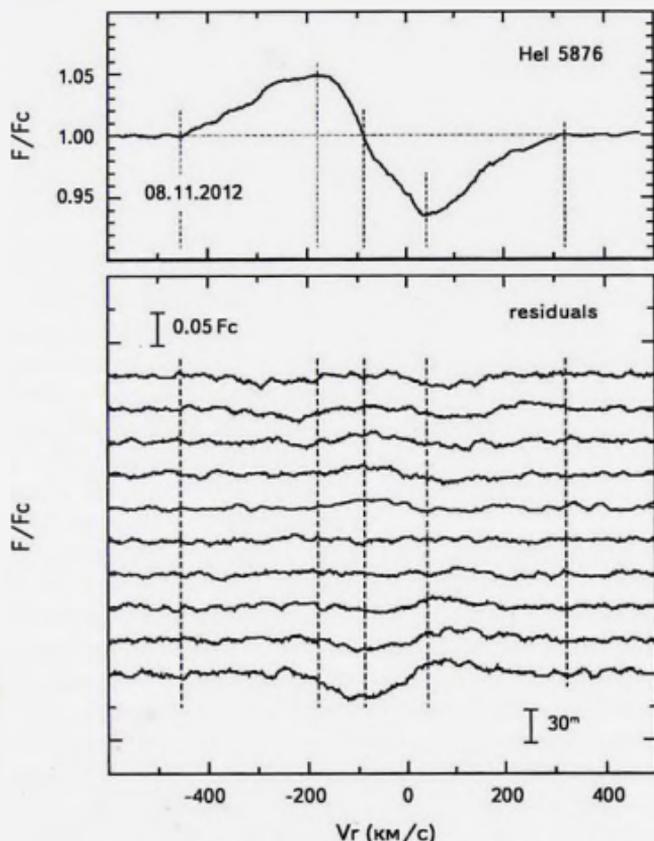


Рис.5. То же, что на рис.3 и 4, но для профилей линии  $\text{HeI } 5876$ , полученных в ночь 8/9 ноября. На верхней панели штриховой линией дополнительно отмечен уровень непрерывного спектра.

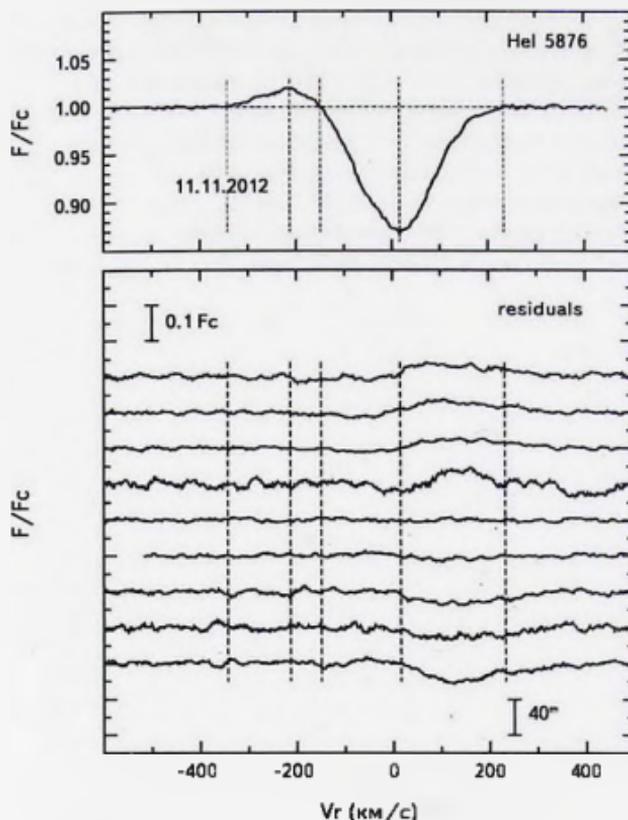


Рис.6. То же, что на рис.5, но для ночи 11/12 ноября.

картину переменности в  $H\alpha$ , наблюдавшуюся с 7 по 12 ноября (см. рис.1). Понижение интенсивности голубого крыла вторичного эмиссионного пика в ночь 11/12 ноября может быть связано с появлением на луче зрения новой вращающейся азимутальной неоднородности, наблюдаемой на больших отрицательных лучевых скоростях.

Появление стоячих волн в области отрицательных лучевых скоростей на последовательно расположенных разностных профилях  $H\alpha$ , построенных для объектов с признаками ветра на луче зрения (профиль типа P Cyg), находится также в соответствии с предсказаниями о существовании струйных неоднородностей в зоне ветра. Это явление в применении к Ae/Be звездам Херbiga

несколькократно отмечалось еще в 90-х годах прошлого столетия (например, работа [7], посвященная исследованию HD163296, или [8] о AB Aur, и т.д.). Как показывает практика построения теоретических профилей линий, образующихся в ветре, подобные стоячие волны возникают, когда вектор вращения струи в области между звездой и наблюдателем направлен параллельно поверхностям равных лучевых скоростей (ПРЛС). В этом случае струя будет двигаться вдоль ПРЛС, соответствующих отрицательным лучевым скоростям в некотором ограниченном диапазоне их значений. При этом изменения интенсивностей на этих лучевых скоростях в течение времени прохода струи около луча зрения будут наблюдаться без смещения вдоль шкалы  $V_r$ . На разностных профилях линии это будет наблюдаться в виде эффекта "стоячей волны". В разделе *Приложение* в конце статьи (рис.П1), в качестве примера приводятся результаты расчетов теоретических разностных профилей линии  $\text{H}\alpha$  для ветра с вращающейся струей, выполненных на основе методики, изложенной в [9].

Для ветра с любым законом изменения скорости с расстоянием характерна ориентация ПРЛС ортогонально лучу зрения в пространстве между звездой и наблюдателем. Соответствующие иллюстрации для разных типов кинематики ветра приводились еще в 1984г. в обзорной работе Гринина ([10], рис.2), а также в работе Погодина [7] для ветра, где ускорение сменяется замедлением.

Что касается интерпретации переменности в линии  $\text{HeI}$  5876, ситуация менее определенная. Рис.2, иллюстрирующий изменения профиля линии от ночи к ночи не дает дополнительной подсказки. Для разумного объяснения наблюдающихся изменений в красной абсорбционной части профиля не хватает временного разрешения. Остается непонятным также неожиданно появившийся "всплеск" интенсивности голубого эмиссионного компонента только на одну ночь 8/9 ноября.

Между тем, анализ поведения разностных спектров, полученных в течение 2-х ночей 8/9 и 11/12 ноября, позволяет сделать новые важные выводы об особенностях околосредней оболочки HD37806. На них, так же как и у  $\text{H}\alpha$ , наблюдается переменность в виде стоячих волн, только в области абсорбционного красного компонента линии. В отличие от  $\text{H}\alpha$ , где переменность разностных профилей видна во всех частях профиля от его голубого конца до красного, у линии  $\text{HeI}$  5876 нигде, кроме красного абсорбционного компонента, никакая переменность не была замечена. Остается также загадкой, почему в одну из ночей (8/9 ноября) увеличение интенсивности голубого эмиссионного пика вдоль всей широкой полосы отрицательных скоростей от -450 до 0 км/с (рис.2) никак не сопровождалось переменностью на разностных профилях в голубом эмиссионном крыле именно в эту наблюдательную ночь (рис.5).

Чтобы понять, каким образом могли возникнуть стоячие волны изменений интенсивности в области красной абсорбции, нужно рассмотреть форму

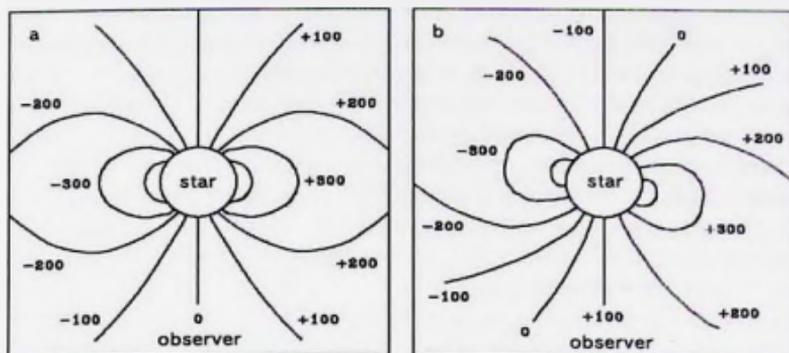


Рис.7. Контуры поверхностей равных лучевых скоростей (ПРЛС), построенные для двух типов кинематики газа в диске: а) кеплеровский диск без аккреции и б) тот же диск, но с постоянной скоростью аккреции 100 км/с. Величины лучевых скоростей рассчитывались для параметров данной конкретной звезды. Для простоты диск ориентирован "в ребро" относительно наблюдателя, а его вращение происходит против часовой стрелки. Сетка скоростей дана с интервалом 100 км/с. Для отдельных ПРЛС, соответствующих различным лучевым скоростям, величины этих скоростей отмечены на рисунках.

ПРЛС для разных типов возможной кинематики газа в области формирования линии HeI 5876. Рис.7 иллюстрирует контуры ПРЛС в плоскости аккреционного диска, который, для простоты, виден "с ребра" для: а) чисто кеплеровского диска и б) для того же диска с добавлением аккреции с постоянной скоростью 100 км/с. Это вариант дисковой аккреции при отсутствии у звезды магнитосферы. В случае наклона плоскости диска к лучу зрения под углом  $90^\circ - i$ , характер распределения ПРЛС останется таким же, только все лучевые скорости надо будет умножить на  $\sin i$ . Можно рассмотреть два типа возможных явлений, которые могли бы привести к появлению быстрой переменности профиля линии с характерным временем порядка одного часа. Это: а) изменение ориентации оболочки, содержащей локальные неоднородности типа струй или сгущений, относительно наблюдателя при ее вращении (вращательная модуляция) и б) быстрые изменения темпа аккреции. Из рисунков видно, что в пространственном районе между звездой и наблюдателем вблизи луча зрения контуры ПРЛС не ориентированы ортогонально лучу зрения. Любая локальная неоднородность в аккреционном потоке, движущемся в пределах диска, в своем вращении будет в любом случае пересекать различные ПРЛС,

что должно привести к переменности типа бегущих, а не стоячих волн. Если предположить эпизодическое быстрое изменение темпа аккреции, охватывающее весь диск (в виде плотного или более горячего кольца), то вызванная им переменность будет наблюдаться во всех частях профиля, а не только в отдельных частях его красной абсорбционной компоненты.

Единственная возможность объяснить наблюдаемую в линии гелия картину переменности в виде стоячих волн остается, если предположить, что аккреция на HD37806 имеет магнитосферный характер. Вещество внутри магнитосферы не распределено в пространстве однородно, оно имеет вид отдельных аккреционных потоков, которые сами по себе уже являются вращающимися азимутальными неоднородностями, если только магнитная ось имеет хотя бы небольшой угол наклона к оси вращения. Если такая неоднородность окажется между звездой и наблюдателем вблизи луча зрения, то она будет проходить вдоль ПРЛС специфической формы, построить которые затруднительно без модельных расчетов, учитывающих как искривление аккреционного потока, движущегося вдоль замкнутых магнитных силовых линий, так и его отклонение от плоскости диска. Некоторое представление о форме таких ПРЛС дает рис.8, построенный на основе упрощенной модели и иллюстрирующий, как переход аккреции в магнитосферный режим может повлиять на форму

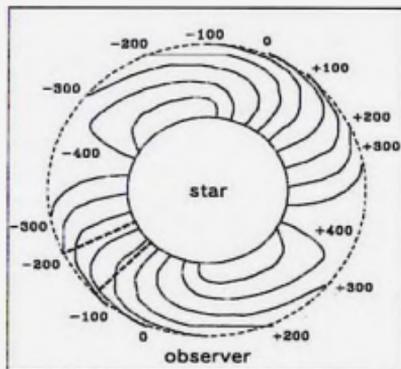


Рис.8. Рисунок, иллюстрирующий формы ПРЛС, для кинематики, соответствующей режиму магнитосферной аккреции с радиусом магнитосферы  $R_m = 2R_*$  (толстая штриховая линия). Рисунок построен для упрощенной модели, в которой аккрецируемый газ, движась с постоянной радиальной скоростью  $+100$  км/с (как на рис.7b), начиная с расстояния  $R_m$ , падает на звезду уже в режиме свободного падения и вращается твердотельно со звездой. Направление движения - против часовой стрелки. Азимутальная неоднородность, приближающаяся в своем вращении к области между звездой и наблюдателем, показана толстой штриховой линией.

ПРЛС. Согласно этой модели, газ в диске на больших расстояниях от звезды аккрецирует с постоянной скоростью 100 км/с (см. рис.7b), а начиная с некоторого расстояния от звезды  $R_m$  (граница магнитосферы), начинает падать на звезду со скоростью свободного падения и вращается твердоотельно с самой звездой. Для реальных ситуаций картина ПРЛС будет существенно усложняться, ее уже можно будет представить только в трех измерениях. Кроме угла наклона диска на форму поверхностей будет влиять также степень искривления потоков газа в каждой точке магнитосферы, угол между магнитной осью и осью вращения, а также фаза скорости вращения, в зависимости от которой форма всех ПРЛС будет изменяться. Но тип общей конфигурации поверхностей будет определяться в основном специфической кинематики аккрецируемого газа при подобном режиме. У границы магнитосферы лучевая скорость будет определяться преимущественно скоростью вращения, так как из-за закона твердотельности она в этой области будет максимальна, а радиальная скорость - минимальна. Вблизи поверхности звезды будет обратная ситуация, скорость вращения сравняется со скоростью вращения звезды, а радиальная скорость увеличится в режиме свободного падения. Именно она и даст доминирующий вклад в лучевую скорость. Такое изменение роли разных компонент скорости аккрецируемого газа в формировании лучевой скорости при его движении от границы магнитосферы до поверхности звезды и определяет специфическую изогнутую форму ПРЛС, показанную на рис.8 для упрощенного случая. Поэтому этот рисунок может быть использован как иллюстрация без нарушения общности анализа. На рисунке видно, что ПРЛС в области магнитосферы будут иметь контуры, ортогональные лучу зрения. Как и в случае с ветром, появление стоячих волн на разностных профилях здесь вполне объяснимо, причем именно в области красной абсорбции, за формирование которой ответственен аккрецируемый газ в области между звездой и наблюдателем. Иллюстрация появления этого эффекта приведена в разделе *Приложение* (рис.П2).

Таким образом, можно считать, что наблюдаемая быстрая переменность профиля линии HeI 5876 в спектре HD37806 может служить еще одним косвенным подтверждением существования магнитосферы у этого объекта. Измерения магнитного поля этого объекта путем регистрации и анализа зеемановского расщепления спектральных линий не дали положительного результата (см. ссылки в работе [1]). У объекта с таким высоким значением проекционной скорости большая ширина линий не позволяет диагностировать такой тонкий эффект, как зеемановское расщепление. Тем не менее, прямым подтверждением магнитосферной аккреции было бы обнаружение циклической переменности отдельных спектральных линий (таких как HeI 5876) с периодом, равным ожидаемому периоду вращения звезды. Но для такого исследования

нужен большой по объему спектроскопический материал. Поэтому, на данном этапе приходится искать различные косвенные признаки наличия магнитосферы.

Есть также основания полагать, что рассмотренный пример не единственный. В 2004г. был обнаружен точно такой тип переменности линии HeI 5876 в спектре другого объекта - Ae/Be звезды Хербига HD31648 ([11], рис.5, левый фрагмент).

**5. Заключение.** Спектроскопические наблюдения Ae/Be звезды Хербига HD37806 были проведены в течение 4-х ночей в ноябре 2012г. на 2.6-м телескопе ЗТШ Крымской астрофизической обсерватории. Задачей исследования был анализ быстрой переменности профилей околосветных линий на временном масштабе от ночи к ночи, а также в течение отдельных ночей. Всего было получено 40 спектров в области линий H $\alpha$  и HeI 5876. В результате было установлено что:

1. Быстрая переменность профилей H $\alpha$  хорошо объясняется в рамках предположения о вращательной модуляции профилей азимутальными неоднородностями в зоне ветра.

2. Переменность профилей линии HeI 5876, наблюдающаяся в течение отдельных ночей и имеющая вид стоячих волн интенсивности, возникающих в области красной абсорбционной компоненты, может быть дополнительным свидетельством существования у HD37806 магнитосферы, содержащей отдельные локальные потоки аккрецируемого газа.

Авторы выражают свою благодарность РФФИ в рамках научного проекта № 18-02-00554 (18) за поддержку при выполнении этой работы.

## ПРИЛОЖЕНИЕ

1. *Формирование различных типов быстрой переменности профиля H $\alpha$ , проиллюстрированное с использованием двумерной модели ветра с вращающейся струей.* Расчеты были выполнены с применением теории переноса излучения в околосветной линии для движущихся сред (метод Соболева) по методике, описанной в [9]. Для данной модели кинематика и распределение плотности газа в основном ветре и в струе описывается формулами:

Радиальная скорость:  $v(r) = V_0 (r/R_{star})^p$  ( $r < R_L$ ) и  $v(r) = V_m(\gamma^2 + (1 - \gamma^2) \times R_{star}/r)^{0.5}$  ( $r > R_L$ ), где  $\gamma = V_\infty/V_m$ ,  $V_m = v(R_L)$  - максимальная скорость ветра,  $V_\infty = 0$  - асимптотическая скорость,  $R_L = 2.8R_{star}$  - граница ускорения ветра магнитной центрифугой,  $V_0 = 400$  км/с,  $p = 0.5$ ; Скорость вращения:  $u(r) = U_0 r/R_{star}$  ( $r < R_a$ ) и  $u(r) = U_0 R_a^2/(r R_{star})$  ( $r > R_{star}$ ),  $R_a = R_L$ ,  $U_0 = 100$  км/с; Плотность:  $n(r) = N_0 R_{star}^2 V_0 / (r^2 v(r))$  - уравнение неразрывности,  $N_0 = 5 \cdot 10^{11}$  см $^{-3}$  (основной ветер) и  $2 \cdot 10^{12}$  см $^{-3}$  (в струе). Внешняя граница

ветра со струей ограничена 5Rstar.

Для расчетов была использована звезда с  $T_{\text{эфф}} = 10000$  К, наклон оси вращения к лучу зрения составлял  $90^\circ$ , а угол раствора струи был  $36^\circ$ , сс

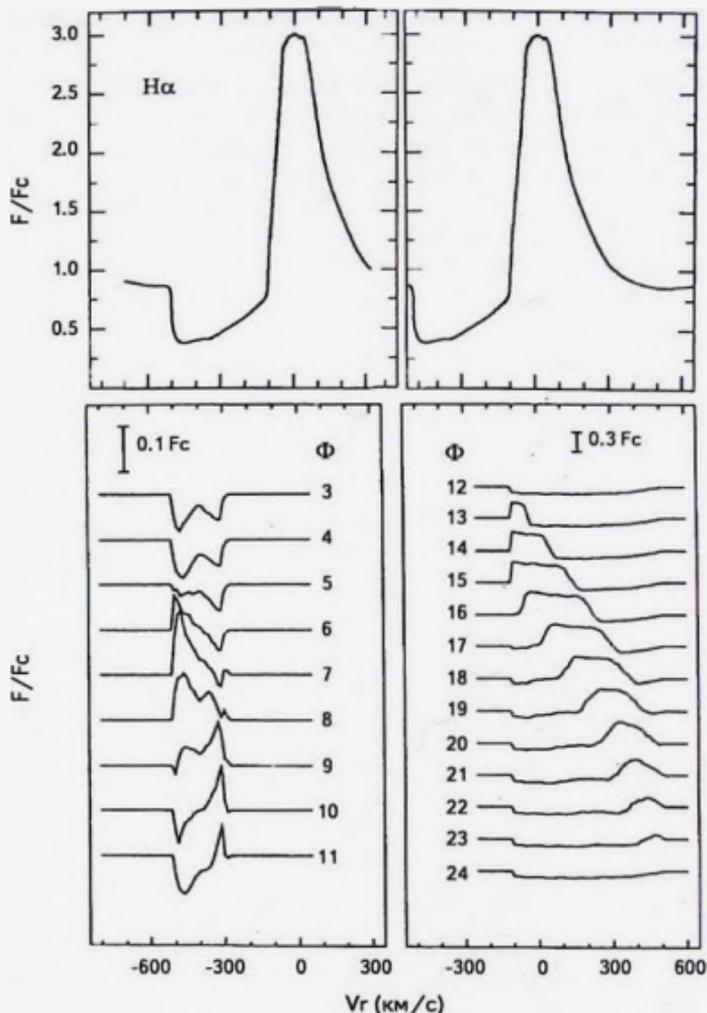


Рис. III. Иллюстрация различных типов быстрой переменности профиля H $\alpha$ , формирующегося в ветре с иррадиирующей струей. Все обозначения и пояснения приведены в тексте.

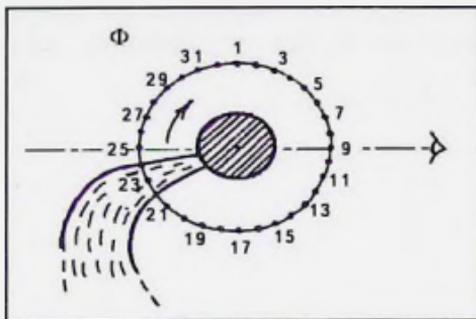


Рис.П1. Окончание.

форма определялась, исходя из конкретной кинематики. Для определенности все вычисления относятся к линии  $\text{H}\alpha$ . Расчеты были произведены для 32 фаз  $\Phi$  ориентации струи относительно наблюдателя, равномерно распределенные по окружности (см. рис.П1, внизу). Усредненный профиль типа Р Суг показан в верхней части рисунка, а разностные профили (индивидуальный профиль с вычетом среднего) для разных фаз ориентации струи - в его средней части. На рисунке видно, что на фазах от (3) до (11) на разностных профилях появляются "стоячие волны" в области лучевых скоростей от -500 до -300 км/с, а на фазах (12)-(24) - "бегущая волна", проходящая вдоль шкалы  $V_r$  путь от -100 до -500 км/с. Картина полностью воспроизводит характер изменения разностных профилей  $\text{H}\alpha$ , наблюдавшийся в спектре Ас/Ве звезды Хербига HD163296 в 1992г. [7].

2. *Формирование стоячих волн на разностных профилях линии HeI, при прохождении вращающейся локальной азимутальной неоднородности между звездой и наблюдателем для случая магнитосферной аккреции.* Геометрические параметры неоднородности в виде струи показаны на рис.8. Кинематические параметры газа в струе были следующие: скорость вращения  $u(r) = U_0 r/R_{\text{star}}$ ,  $U_0 = 160$  км/с - экваториальная скорость вращения звезды, радиальная скорость  $v(r) = V_{\text{term}} (R_{\text{star}}/r - R_{\text{star}}/R_m)^{0.5} + V_{\text{disk}}$ , где  $V_{\text{term}} = 635$  км/с - вторая космическая скорость,  $R_m = 2 R_{\text{star}}$  - радиус магнитосферы, а  $V_{\text{disk}}$  - скорость аккреции в диске на дальней границе магнитосферы.

Расчеты были проведены для 9 фаз ориентации струи относительно луча зрения, равномерно распределенных между углом оси струи и лучом зрения от  $-90^\circ$  до  $+90^\circ$  (см. рис.П2, время направлено сверху вниз). Уравнение переноса не решалось, собственное излучение струи не учитывалось. Учитывался только эффект экранировки звезды полностью непрозрачной струей. На рисунке

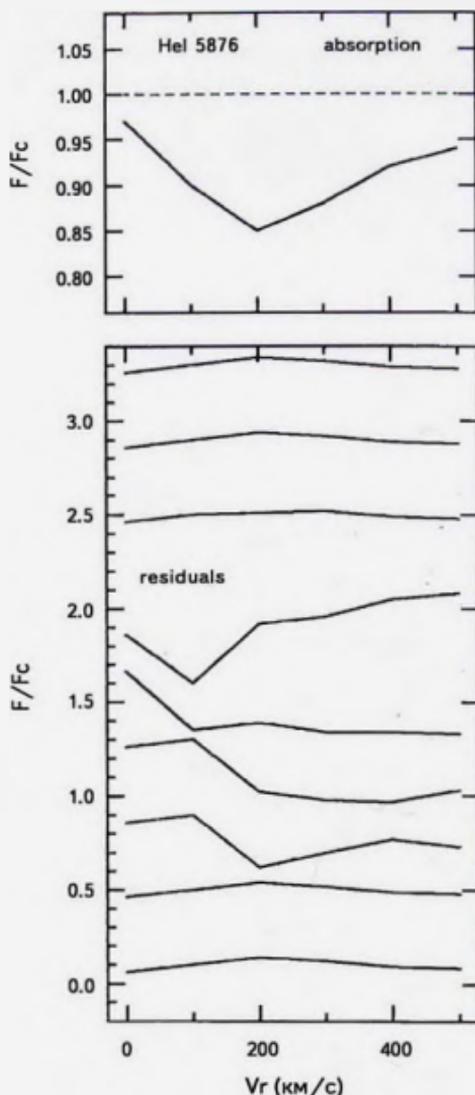


Рис.12. Усредненный расчетный профиль красной абсорбционной компоненты линии HeI при режиме акрекции через магнитосферу (верхняя часть рисунка) и разностные профили для 9 фаз ориентации вращающейся азимутальной неоднородности относительно луча зрения (нижняя часть рисунка). Параметры модели описаны в тексте.

видно, что стоячая волна на разностных профилях появляется при угле наклона оси симметрии струи к лучу зрения от  $-45^\circ$  до  $+45^\circ$ .

<sup>1</sup> Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН,

e-mail: mikhailpogodin@mail.ru

<sup>2</sup> Крымская астрофизическая обсерватория РАН

## SHORT-TERM SPECTROSCOPIC VARIABILITY OF THE HERBIG Ae/Be STAR HD37806

M.A.POGODIN<sup>1</sup>, O.V.KOZLOVA<sup>2</sup>, I.YU.ALEKSEEV<sup>2</sup>, S.E.PAVLOVSKIY<sup>1</sup>

We present results of the analysis of spectroscopic variability of the Herbig Ae/Be star HD37806 on the night-to-night timescale and also during individual nights. The observations were carrying out in November 2012 with the coude spectrograph ASP-14 installed at the 2.6-m Shajn telescope of the Crimean astrophysical observatory. During four nights 40 spectra near the  $H\alpha$  and HeI 5876 lines have been obtained. The analysis of the observed variability of profiles of these lines showed that: a) the  $H\alpha$  profile variations can be satisfactorily explained in the framework of assumption on azimuthal inhomogeneities inside the wind zone; b) fast variability of the HeI 5876 line in the form of standing intensity waves in the region of the red absorption component can be an additional evidence of the presence of a magnetosphere in HD37806 containing local accretion flows rotating rigidly together with the magnetic field of the star.

Keywords: *Herbig Ae/Be stars: circumstellar envelopes: disk accretion: wind: magnetosphere: HD37806*

## ЛИТЕРАТУРА

1. M.A.Pogodin, S.E.Pavlovskiy, O.V.Kozlova et al., *Astrophysics*, **61**, 9, 2018.
2. D. de Winter, van den Ancker, A.Maira et al., *Astron. Astrophys.*, **380**, 609, 2001.
3. T.Bohm, C.Catala, *Astron. Astrophys.*, **301**, 155, 1995.
4. S.M.Rusinski, K.Zwintz, M.Hareter et al., *Astron. Astrophys.*, **522**, 113, 2010.
5. V.P.Grinin, I.S.Poravnov, I.V.Ilyin, S.G.Shulman, *Astron. Lett*, **41**, 407, 2015.

6. *S.G. Shulman*, *Astrophysics*, **58**, 258, 2015.
7. *M.A. Pogodin*, *Astron. Astrophys.*, **282**, 141, 1994.
8. *N.G. Beskrovnaya, M.A. Pogodin, I.D. Najdenov, I.I. Romanyuk*, *Astron. Astrophys.*, **298**, 585, 1995.
9. *M.A. Pogodin*, *Astrophysics*, **24**, 279, 1986.
10. *V.P. Grinin*, *Astrophysics*, **20**, 190, 1984.
11. *N.G. Beskrovnaya, M.A. Pogodin*, *Astron. Astrophys.*, **414**, 955, 2004.

НН 276 - КОЛЛИМИРОВАННЫЙ ПОТОК В  
ОБЛАСТИ FS Tau A/B

Т.А.МОВСЕЯН, Т.Ю.МАГАКЯН, М.Г.ГЕВОРКЯН

Поступила 4 сентября 2018

В данной работе приводятся результаты исследований протяженного потока Хербига-Аро НН 276, находящегося в области FS Tau A/B. Была выполнена длиннощелевая и Фабри-Перо спектроскопия на 6-м телескопе САО РАН и на 2.6-м телескопе БАО. Был обнаружен новый ступок Хербига-Аро НН 276Е, расположенный на оси уже известного истечения - НН 276. Лучевые скорости этого истечения указывают, что поток ориентирован перпендикулярно лучу зрения. Найден предполагаемый источник потока, который является ярким инфракрасным объектом. Шелевой спектр в оптическом диапазоне подтверждает молодость этого объекта и наличие у него признаков истечения типа Хербига-Аро.

Ключевые слова: *молодые звезды; звездообразование; эруптивные звезды*

1. *Введение.* Переменная звезда FS Tau A (Наго 6-5, НВС 383) [1] находится в темном облаке Тельца на расстоянии 140 пк. Она является визуально-двойной: на расстоянии 20 угловых секунд к западу от нее находится молодой звездный объект Наго 6-5 В (НВС 381, FS Tau B), расположенный в вершине конусообразной отражательной туманности. Именно вблизи него был обнаружен один из первых коллимированных оптических потоков, в дальнейшем обозначенный как НН 157 [2].

Впоследствии на более глубоких изображениях этой области, полученных в линиях H $\alpha$  и [SII], обнаружилась слабая эмиссионная линейная структура длиной около 150", которая пересекала НН 157 почти под прямым углом и получила обозначение НН 276 [3]. Исходя из его морфологии, авторы допустили, что предполагаемый источник потока, предварительно названный FS Tau C, должен располагаться в северо-западном направлении. Дальнейших исследований НН 276 не проводилось.

Изучение области FS Tau A/B, предпринятое нами на 6-м телескопе САО РАН с помощью сканирующего эталона Фабри-Перо (Мовсеян и др., готовится к публикации), позволило не только получить поле лучевых скоростей всех истечений в данной области, но и выявило новые эмиссионные структуры. В частности, по оси истечения НН 276 был обнаружен новый объект Хербига-Аро. Кроме того, были проведены спектральные исследования предполагаемого источника этого потока.

2. *Наблюдения.* Наши наблюдения проводились 22 ноября 2012г. в первичном фокусе 6-м телескопа САО РАН. Использовался сканирующий эталон Фабри-Перо, установленный в параллельном пучке фокального рефлектора СКОРПИО. Этот прибор описан в работе Афанасьева и Моисеева [4], а методика работы и возможности сканирующего эталона Фабри-Перо - в работе Моисеева [5]. Детектором служила ПЗС матрица EEV 42-40 размером  $2048 \times 2048$  элементов. С целью увеличения отношения сигнал-шум и уменьшения времени считывания матрицы, наблюдения проводились с бинингом по  $4 \times 4$  элемента и, таким образом, в каждом канале в итоге получались изображения размером  $512 \times 512$  пикселей. Поле зрения прибора составляло  $6.1$  угловых минут при масштабе  $0.72''/\text{пиксел}$ .

Для сканирования использовался эталон Фабри-Перо ICOSFPI, работающий в 751-ом порядке интерференции в области линии  $H\alpha$  и обеспечивающий спектральное разрешение  $\text{FWHM} = 0.4 \text{ \AA}$  (т.е. около  $20 \text{ км/с}$ ) в области  $8.7 \text{ \AA}$ , свободной от наложения порядков. Число спектральных каналов было равно 40, ширина каждого канала составляла около  $0.22 \text{ \AA}$  (около  $10 \text{ км/с}$ ).

Полученные данные обрабатывались с помощью программного пакета, разработанного в САО, а также пакета ADHOC w (<http://www.oamp.fr/adhoc/adhocw.htm>). После первичной и итоговой обработки результаты были представлены в виде трехмерных кубов данных.

14 февраля 2018г. были получены длинношелевые спектры предполагаемого источника. Наблюдения были выполнены на 2.6-м телескопе Бюраканской обсерватории с помощью камеры СКОРПИО в соответствующем режиме. Диспергирующим элементом служила голографическая решетка прямого зрения  $1800 \text{ штрих/мм}$ , обеспечивающая спектральное разрешение  $R = 4000$ . Детектором являлась ПЗС матрица EEV 42-40 размером  $2048 \times 2048$  элементов с масштабом  $0.38''/\text{пиксел}$ . Для калибровки по длинам волн использовалась газоразрядная лампа  $\text{Ne} + \text{Ar}$ . Обработка спектров была выполнена по стандартной методике.

### 3. Результаты.

3.1. *Морфология потока HH 276 и его лучевые скорости.* Как уже упоминалось выше, на изображении исследуемой области, полученном интегрированием в линии  $H\alpha$  по всем каналам, был обнаружен новый эмиссионный объект. Мы обозначили его как HH 276E ( $\text{RA}(2000) = 04^{\text{h}}22^{\text{m}}12^{\text{s}}$ ;  $\text{DEC}(2000) = +26^{\circ}56'19''$ ), так как он расположен по оси уже известного истечения HH 276. На изображении из обзора DSS2 (рис.1), где прямоугольником выделена область, охваченная при наших наблюдениях, отмечены как истечение HH 276 в целом (показано пунктиром), так и местоположение струйки HH 276E. Эти объекты хорошо видны на интегральном изображении

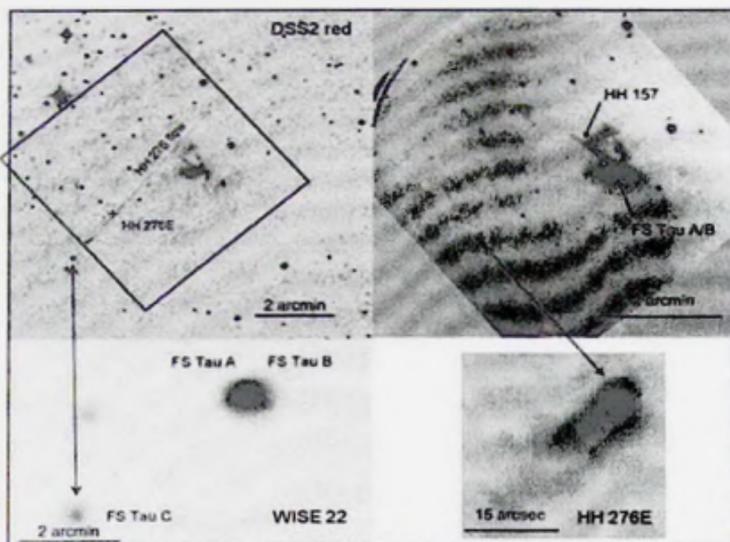


Рис.1. Изображение области FS Tau A/B на R-карте обзора DSS2 (слева сверху), интегральное изображение в линии  $H\alpha$  по нашим наблюдениям (справа сверху), увеличенное изображение HH 276E (справа внизу) и общий вид данной области в инфракрасном диапазоне (22 мкм) в обзоре WISE (слева внизу). FS Tau C и HH 276E для наглядности помечены стрелками. На всех изображениях север - сверху, а восток - слева.

в линии  $H\alpha$ , где помимо яркого коллимированного потока HH 157 от FS Tau B, заметна пересекающая его под прямым углом слабая эмиссионная полоска и расположенный на ней сгусток HH 276E. Этот вновь обнаруженный объект состоит из яркого компактного сгущения с хвостом, который вытянут в юго-восточном направлении (рис.1, справа внизу).

Лучевые скорости всех деталей потока равны  $+15 \text{ км/с} \pm 20 \text{ км/с}$ , такие малые значения свидетельствуют о распространении потока перпендикулярно лучу зрения.

**3.2. Источник потока.** Поскольку источники коллимированных потоков, как правило, окружены плотными околозвездными дисками, вследствие чего у них наблюдается заметный инфракрасный избыток, для определения предполагаемого местонахождения источника HH 276 мы предприняли поиски яркого инфракрасного источника по оси потока.

Несмотря на предположение о том, что источник находится в северо-западном направлении [3], мы не обнаружили в этой области подходящих

объектов. Однако наше внимание привлекла звезда IRASF04192+2647 (CFHT-Tau21), являющаяся заметным инфракрасным источником и расположенная прямо по оси истечения, но в юго-восточном направлении. Спектральное распределение энергии у этого объекта, построенное с помощью интерактивной системы доступа к каталогам VizieR (рис.2), является типичным для молодых звезд с наличием аккреционного диска и напоминает распределение энергии у соседней FS Tau B. Этот источник был классифицирован как маломассивная звезда с несомненными признаками наличия истечения, так как у него наблюдается эмиссионный спектр с характерными запрещенными линиями [6].

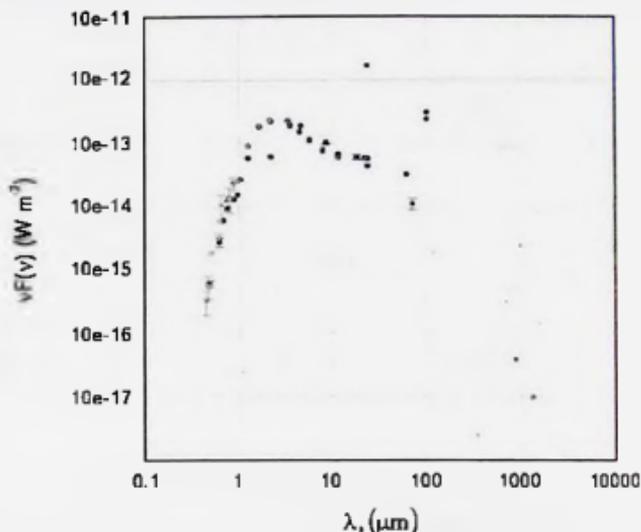


Рис.2. Спектральное распределение энергии у FS Tau C.

Выполненная нами длиннощелевая спектроскопия этой звезды позволила обнаружить не только яркие эмиссионные линии  $H\alpha$ ,  $[OI]$  и  $[SII]$ , но также и известную линию поглощения  $LiI$ , являющуюся важным указателем молодости объекта (рис.3). С другой стороны, данная звезда является одним из самых ярких объектов в области на карте 22μкм обзора WISE (рис.1, слева внизу). Кроме того, высокая интенсивность эмиссии  $H\alpha$  ( $EW = 100 \text{ \AA}$ ) и ее двухкомпонентная структура (рис.4) являются дополнительными доказательствами в пользу того, что данная звезда имеет высокий темп аккреции и представляет собой источник коллимированного потока.

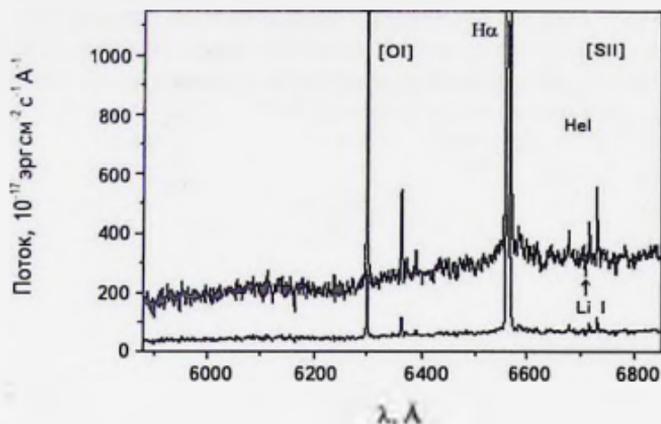


Рис.3. Спектр FS Tau C, для наглядности показанный в разных контрастах.

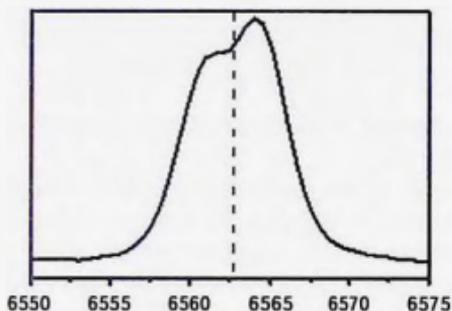


Рис.4. Профиль эмиссионной линии H $\alpha$  у FS Tau C. Пунктирная линия соответствует нулевому значению лучевой скорости.

4. **Выводы.** Приведенные в статье результаты позволяют довольно уверенно заключить, что НН 276 действительно является самостоятельным коллимированным истечением, общая протяженность которого составляет не менее 0.2 пк. Звезда IRAS F04192+2647 (CFHT-Tau21) с высокой долей вероятности представляет собой источник этого потока. Мы предлагаем перенести обозначение FS Tau C на данную звезду. Вывод о том, что именно этот объект является источником потока НН 276, можно сделать не только ввиду ее местонахождения, но и на основе наблюдающихся в ее оптическом и инфракрасном спектре несомненных признаков заметной аккреции и истечения вещества [7,8]. Как известно [6], к таковым относятся, в частности,

большой избыток излучения в ближнем ИК-диапазоне, наличие сильных запрещенных эмиссий и эмиссионная линия  $H\alpha$  большой интенсивности, значительно превосходящей допустимые пределы хромосферной активности. Таким образом, рассмотренный объект является еще одним примером образования достаточно протяженного коллимированного потока у молодой звезды малой светимости.

Данная работа выполнена при поддержке тематического гранта 15Т-1С176 Госкомитета по науке при правительстве РА. Мы признательны А.В.Моисееву за помощь в наблюдениях на 6-м телескопе. Система VizieR создана Центром звездных данных (CDS) в Страсбурге, Франция.

Бюраканская астрофизическая обсерватория,  
Армения, e-mail: tigmov@web.am

## HH 276: A COLLIMATED OUTFLOW IN FS Tau A/B REGION

T.A.MOVSESSIAN, T.Yu.MAGAKIAN, M.H.GEVORGYAN

We present the results of observational study of an extended Herbig-Haro flow HH 276, which is located in FS Tau A/B region. Long-slit and Fabry-Perot spectroscopy was performed on the 6-meter telescope of the SAO RAS and 2.6 m telescope of the BAO NAN RA. A new Herbig-Haro knot HH 276E, located along the axis of the known outflow, was discovered. The radial velocities of this outflow indicate that the collimated stream is oriented nearly perpendicular to the line of sight. The presumed source of the flow, which is also a bright infrared source, was found. Its slit spectrum in optical range confirms the youth of the object and demonstrates the signs of HH-outflow.

*Keywords: young stellar objects: star forming regions: eruptive objects*

## ЛИТЕРАТУРА

1. *G.Haro, B.friarte, E.Chavira*, Bol. Obs. Tonantz. Tacub., **1**, No 8, 3, 1953.
2. *R.Mundt, T.Buehrke, J.W.Fried et al.*, Astron. Astrophys., **140**, 17, 1984.
3. *Y.Eisloffel, R.Mundt*, Astron. J., **115**, 1554, 1998.
4. *V.L.Afanasiev, A.V.Moiseev*, Astron. Lett., **31**, 194, 2005.
5. *A.V.Moiseev*, Bull. Spec. Astrophys. Obs., **54**, 74, 2002.
6. *S.Guteu, C.Dougados, J.-L.Monin et al.*, Astron. Astrophys., **446**, 485, 2006.
7. *P.Hartigan, J.A.Morse, J.Raymond*, Astrophys. J., **436**, 125, 1994.
8. *S.Cabrit, S.Edwards, S.E.Strom et al.*, Astrophys. J., **354**, 687, 1990.



## ПЕРЕМЕННАЯ ОКОЛОЗВЕЗДНАЯ ЭКСТИНКЦИЯ В ЗВЕЗДАХ ТИПА UX Ori ПОЗДНИХ СПЕКТРАЛЬНЫХ КЛАССОВ: ЗВЕЗДА V695 Per

В.П.ГРИНИН<sup>1,2</sup>, А.О.СЕМЕНОВ<sup>1</sup>, О.Ю.БАРСУНОВА<sup>1</sup>, С.Г.СЕРГЕЕВ<sup>1</sup>

Поступила 11 октября 2018

Затмения молодых звезд пылевыми фрагментами протопланетных дисков являются главной причиной стохастической переменности блеска звезд типа UX Ori. При анализе и моделировании таких затмений звезду часто рассматривают как точечный источник света. Такой подход вполне допустим в случае горячих звезд этого семейства, поскольку у них радиус сублимации пыли в околозвездном диске много больше радиуса звезды. В случае холодных звезд такой подход может оказаться неприемлемым, так как зона испарения околозвездной пыли находится недалеко от звезды. В нашей статье показано, что учет конечных размеров источника излучения приводит к изменению формы цветового трека на диаграмме "цвет-величина". Результаты расчетов применены к звезде V695 Per, демонстрирующей одновременно переменность блеска типа UX Ori и AA Tau и являющейся самой холодной из известных сегодня звезд данного типа.

**Ключевые слова:** *Звезды типа UX Ori - звезда V695 Per - околозвездная экстинкция*

1. **Введение.** Флуктуации околозвездной экстинкции, вызванные неоднородным распределением пыли в протопланетных дисках, являются одной из главных причин фотометрической активности молодых звезд [1]. В наиболее яркой форме этот механизм переменности наблюдается у звезд с непериодическими алголеподобными ослаблениями блеска (звезды типа UX Ori) и обусловлен небольшим наклоном протопланетных дисков к лучу зрения и их неоднородной структурой [2]. В процессе ослабления блеска звезда сначала краснеет, затем при продолжающемся падении блеска происходит поворот цветового трека на диаграммах цвет-величина. Он обусловлен увеличивающимся вкладом рассеянного излучения протопланетного диска [3], о чем свидетельствует рост линейной поляризации звезд типа UX Ori в глубоких минимумах блеска [2]. Изменение цвета звезды в начале затмения объясняется селективным поглощением прямого излучения звезды околозвездной пылью в газопылевых фрагментах околозвездного диска, вызывающих затмения. Моделирование этого участка цветового трека позволяет определить закон покраснения и оценить оптические свойства околозвездной пыли (см., например, [4-6]). Во всех известных нам моделях такого типа звезда рассматривается как *точечный*

источник излучения. Такое приближение, по-видимому, справедливо для большинства горячих звезд типа UX Ori, (в основном это звезды типа Ae Хербига). Их светимости в десятки раз превышают светимость Солнца. Поэтому зона сублимации пыли находится довольно далеко от звезд, на расстояниях несколько десятков их радиуса. На таком расстоянии характерная толщина пылевой атмосферы околозвездного диска значительно превышает радиус звезды, что позволяет рассматривать звезду как точечный источник света.

Такое упрощение, однако, неприменимо к холодной части звезд типа UX Ori - звездам типа Т Тельца. Из-за низкой светимости этих звезд пыль в околозвездных дисках сохраняется вплоть до магнитосферы звезды (а у самых холодных из них пыль, увлекаемая газом, может проникать даже внутрь магнитосферы), вызывая кратковременные ослабления блеска звезд (dips). У некоторых звезд типа Т Тельца наблюдаются периодические затмения внутренней областью диска, возмущенной (warped) при взаимодействии диска с наклонным магнитным диполем на поверхности звезды (см. [7,8] и цитированную там литературу). Ниже мы покажем, к каким эффектам может привести отказ от приближения точечного источника при анализе цветовых изменений, наблюдаемых в ходе затмений таких звезд.

2. *Модель затмения звезды пылевым экраном переменной плотности.* Рассмотрим затмение звезды пылевым экраном с переменной концентрацией пылинок по оси Z (рис.1). Затмение моделируем путем перемещения экрана относительно источника света вдоль этой оси. Для простоты



Рис.1. Схематическая модель затмения звезды пылевым экраном с градиентом плотности по оси Z.

принят гауссовский профиль изменения концентрации частиц в экране с высотой, часто применяемый в теории протопланетных дисков и являющийся следствием условия гидростатического равновесия. В результате, оптическая толщина экрана  $\tau$  на высоте  $z$  есть  $\tau(z) = \tau_0 \exp(-bz^2)$ , где  $z$  - безразмерная высота, выраженная в единицах радиуса звезды,  $\tau_0$  - оптическая толщина на уровне  $z = 0$ ;  $b$  - параметр, определяющий градиент плотности частиц в экране по оси  $z$ . Зависимость цветового трека от параметра  $\tau_0$  оказалась неприципиальной для целей, преследуемых в рассматриваемой задаче, поэтому было зафиксировано значение  $\tau_0 = 10^4$ . Предполагается, что оптические параметры пылинок не зависят от  $z$ . Ниже при расчетах оптические параметры частиц приняты такими же, как в межзвездной среде:  $R_B = \Delta V / \Delta(B-V) = 3.1$ ,  $R_I = \Delta I / \Delta(R-I) = 2.4$ ,  $R_U = \Delta V / \Delta(U-V) = 4.1$  в фотометрической системе UBVRcIc.

2.1. *Диаграммы цвет-величина для источника конечных размеров.* На левом графике рис.2 показано семейство цветных треков на диаграмме "цвет-величина"  $V/(B-V)$ , рассчитанных для описанной выше

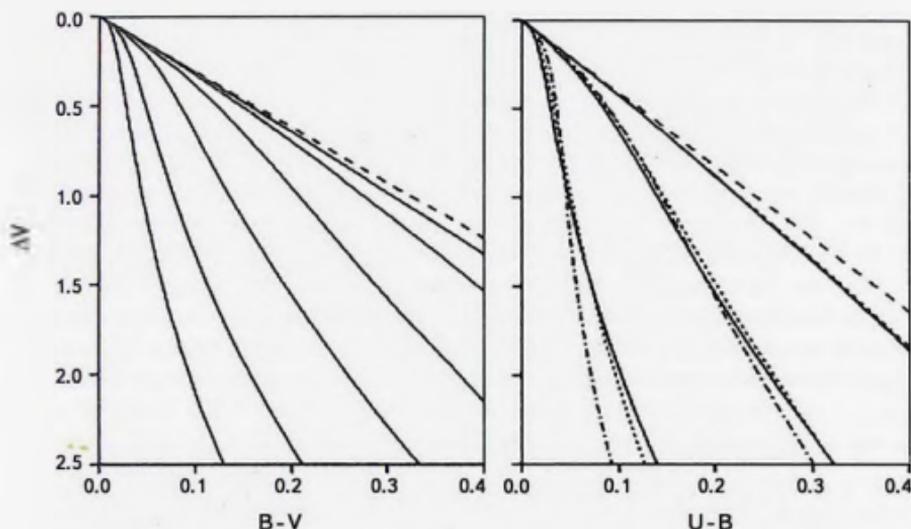


Рис.2. Слева: диаграмма "цвет-величина" в модели с источником излучения конечных размеров и пылевым экраном, состоящим из межзвездной пыли. Цифры вблизи цветных треков дают значения параметра  $b$ , определяющего градиент плотности в пылевом экране. Пунктиром показан цветовой трек в модели с такими же свойствами пылевых частиц, но в приближении точечного источника. Справа: штрих-пунктиром и точками показано влияние потемнения диска звезды от центра к краю (см. текст).

модели пылевого экрана. Единственным параметром модели является параметр  $b$ , определяющий степень неоднородности экрана по оси  $z$  относительно размеров звезды. Предполагается, что диск звезды излучает равномерно по всей площади. Влияние потемнения от центра к краю диска звезды показано на правом графике рис.2 на примере диаграммы "цвет-величина"  $V/(U-B)$ . Она рассчитана для двух вариантов модели потемнения - ATLAS и PHOENIX (показаны соответственно, пунктиром и штрих-пунктиром), взятых из работы [9] для звезды с эффективной температурой  $T_{\text{эф}} = 3500$  К и ускорением силы тяжести  $\log g = 4.0$ . Видно, что влияние этого эффекта на поведение показателя цвета  $U-B$  невелико. Его влияние на показатели цвета  $V-R$ ,  $V-I$  сказывается еще слабее.

Из рис.2 видны два основных отличия модели с точечным источником от моделей с источником конечных размеров. В последнем случае, варьируя параметр  $b$ , мы получаем разные наклоны цветовых треков, хотя оптические свойства пылинок в экране во всех моделях одинаковы. Кроме того, во всех моделях с протяженным источником излучения наклон цветовых треков соответствует закону поглощения более крупными пылинками, чем это есть на самом деле<sup>1</sup>. Чем больше параметр  $b$ , тем сильнее выражено это несоответствие. Такой результат вполне понятен, если учесть, что при  $b \gg 1$  пылевой экран имеет фактически резкую границу. Его перемещение по диску звезды приводит к ослаблению ее блеска, но цвет звезды при этом остается постоянным. Из рис.2 видно также, что в моделях с протяженным источником излучения цветовые треки имеют изгиб в верхней части. Наличие такой детали на наблюдаемой диаграмме "цвет-величина" может служить указанием на то, что градиент экстинкции по диску звезды в пылевых облаках, вызывающих ослабления блеска, имеет место и его необходимо учитывать.

Следует подчеркнуть, что мы моделируем здесь только верхнюю часть диаграммы "цвет-величина", по которой обычно определяется закон поглощения у звезд типа UX Ori. Как уже отмечалось во *Введении*, нижняя часть этой диаграммы отражает влияние рассеянного излучения протопланетного диска, которое мы здесь не рассматриваем.

3. *Звезда типа UX Ori и AA Tau V695 Tau.* Звезда V695 Peg интересна тем, что это самая холодная из звезд типа UX Ori [10]. По данным [11] она имеет спектральный класс M3.75 ( $T_{\text{эф}} = 3500$  К) и характеризуется низкой эмиссионной активностью. Согласно [12], эквивалентная ширина линии H $\alpha$

<sup>1</sup> Аналогичный вывод был сделан ранее в статье Натта и Паналия [17] при изучении закона экстинкции в неоднородных пылевых облаках. Авторы настоящей статьи благодарны А.В.Додину, обратившему наше внимание на эту работу.

в ее спектре равна  $4 \text{ \AA}$ , и по этому признаку V695 Per относят к семейству звезд типа WTTs (weak-lined T Tauri star). Фотометрическая активность звезды изучалась многими авторами и детально описана в статье [10]. Ее кривая блеска в полосе  $I$  представлена на рис.3. Она основана на наших наблюдениях, опубликованных в [10], и дополненных результатами наблюдений трех последующих наблюдательных сезонов.

Из рис.3 видно, что блеск звезды в ярком состоянии медленно меняется от сезона к сезону с амплитудой около  $0^m.2$  в полосе  $I$ . Звезда испытывает также кратковременные ослабления блеска с амплитудой около  $1^m.2$ , которые коррелируют с непериодическими колебаниями с периодом 7.6д. [10,13,14] (рис.4). В двух

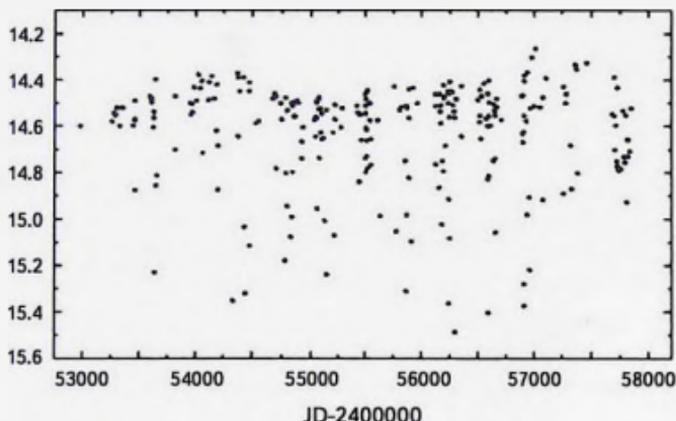


Рис.3. Кривая блеска V695 Per в полосе  $I$  по данным [10], дополненным наблюдениями трех последних наблюдательных сезонов.

последних статьях предполагается, что периодический компонент кривой блеска звезды обусловлен пятнистой структурой поверхности звезды. В статье [10] приведены аргументы в пользу альтернативной модели, согласно которой периодические ослабления блеска V695 Per имеют ту же природу, что и у звезды типа AA Tau [7], и вызваны экранированием звезды возмущенной частью внутреннего околозвездного диска.

Особенностью диаграмм "цвет-величина" этой звезды  $I/(R-I)$  и  $I/(V-I)$  является небольшой излом в верхней части графика. Он был отмечен нами в статье [10], но остался без объяснения. В правой части рис.5 мы совместили результаты наблюдений с модельными расчетами, представленными на рис.2. Видно, что модель с источником излучения конечных размеров и неоднородным по плотности пылевым экраном позволяет объяснить как наличие изгиба в верхней части диаграммы, так и большой разброс точек в ее нижней части.

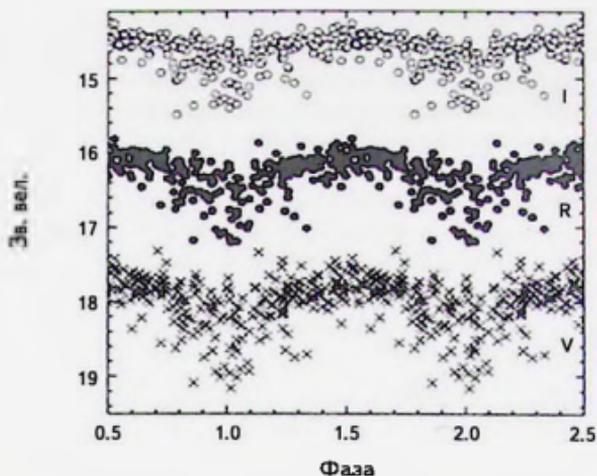


Рис.4. Кривые блеска V695 Per в полосах *VRI* (снизу-вверх), свернутые с периодом 7.6 д.

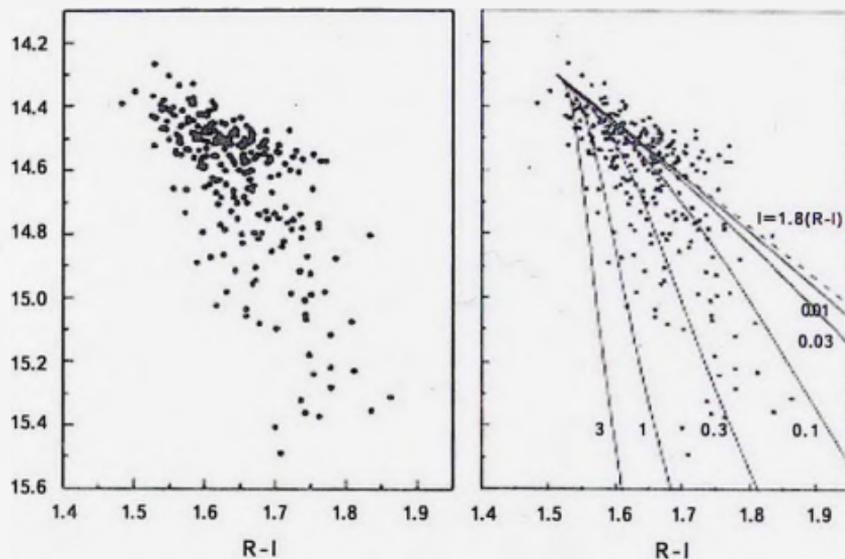


Рис.5. Слева - диаграмма "цвет-величина" V695 Per. Справа - та же диаграмма, совмещенная с теоретическими цветовыми треками в модели затмения звезды экраном переменной плотности. Обозначения те же, что и на рис.1.

4. *Заключение.* Представленные выше результаты показывают, что в случае холодных звезд типа UX Ori использование цветových треков на диаграммах "цвет-величина" для определения закона околозвездного поглощения должно выполняться с осторожностью. Причиной возможных ошибок, в результате которых характерные размеры пылинок в пылевых облаках, экранирующих звезду от наблюдателя, будут получаться систематически больше, чем они есть на самом деле, является градиент плотности в облаках, экранирующих звезду от наблюдателя. Характерным признаком, указывающим на влияние этого фактора, является изгиб цветового трека в верхней части диаграммы "цвет-величина". Именно такая деталь видна на диаграмме "цвет-величина" (рис.5) звезды V695 Per. Похожие особенности видны также на цветových треках звезд AA Tau [15] и RZ Psc [16].

Следует заметить при этом, что в случае звезд, у которых одновременно наблюдаются два разных механизма переменности, связанные с изменениями околозвездной экстинкции (переменность типа AA Tau и UX Ori), возможны реальные отличия закона околозвездной экстинкции, определяемого по разным участкам диаграммы "цвет-величина". Они могут быть вызваны изменением характерных размеров пылевых частиц по мере их приближения к звезде, поскольку мелкие пылинки испаряются быстрее крупных. Это обстоятельство необходимо иметь в виду при анализе диаграмм "цвет-величина" таких звезд.

Работа выполнена при поддержке Программы Президиума РАН П28 "Космос: исследования фундаментальных процессов и их взаимосвязей", подпрограмма "Астрофизические объекты как космические лаборатории".

<sup>1</sup> Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН,  
С.-Петербург, e-mail: vgsrao@mail.ru

<sup>2</sup> Санкт-Петербургский государственный университет, С.-Петербург

<sup>3</sup> Крымская астрофизическая обсерватория, п. Научный

## VARIABLE CIRCUMSTELLAR EXTINCTION IN UX Ori STARS OF THE LATE SPECTRAL TYPES: V695 Per

V.P.GRININ<sup>1,2</sup>, A.O.SEMENOV<sup>1</sup>, O.Yu.BARSUNOVA<sup>1</sup>, S.G.SERGEEV<sup>3</sup>

Eclipses of young stars by the dust fragments of protoplanetary disks are the main reason of the stochastic variability of the UX Ori type stars. In the analysis and modeling of such eclipses the star is often considered as a point light source.

Such approach is quite admissible in case of hot stars of this family as they have a radius of sublimation of dust in a circumstellar disk much more than the radius of a star. In case of cold young stars such approach can be unacceptable as the zone of evaporation of circumstellar dust is near a star. In our article it is shown that accounting of the final sizes of a source of radiation leads to change of a form of a color track on the "colour-magnitude" diagrams. Results of calculations are applied to the star V695 Per showing variability like UX Ori and AA Tau and being the coldest of stars of this type known today.

Keywords: *UX Ori stars - the star V695 Per - circumstellar extinction*

## ЛИТЕРАТУРА

1. *W.Herbst, D.K.Herbst, E.A.Grossmann*, Astron. J., **108**, 1906, 1994.
2. *V.P.Grinin, N.N.Kiselev, N.Kh.Minikulov et al.*, Astrophys. Space Sci., **186**, 283, 1991.
3. *В.П.Гринин*, Письма в Астрон. ж., **14**, 65, 1988, (Sov. Astron. Lett., **14**, 27, 1988).
4. *Н.В.Вошинников, В.П.Гринин*, Астрофизика, **34**, 181, 1991, (Astrophysics, **34**, 84, 1991).
5. *A.Natta, V.A.Whitney*, Astron. Astrophys., **364**, 633, 2000.
6. *А.Ф.Пугач*, Астрон. ж., **81**, 517, 2004, (Astron. Rep., **48**, 470, 2004).
7. *J.Bouvier, S.H.P.Alencar, T.Boutelier et al.*, Astron. Astrophys., **463**, 1017, 2007.
8. *S.H.P.Alencar et al.*, Astron. Astrophys., **519**, 88, 2010.
9. *A.Claret, S.Bloemen*, Astron. Astrophys., **259**, A75, 2011.
10. *О.Ю.Барсунова и др.*, Астрофизика, **56**, 429, 2013, (Astrophysics, **56**, 395, 2013).
11. *K.L.Luhman et al.*, Astrophys. J., **593**, 1093, 2003.
12. *G.H.Herbig*, Astrophys. J., **497**, 736, 1998.
13. *R.E.Cohen et al.*, Astron. J., **127**, 1602, 2004.
14. *S.Nordhagen et al.*, Astron. J., **132**, 1555, 2006.
15. *J.Bouvier et al.*, Astron. Astrophys., **409**, 169, 2003.
16. *Г.В.Зайцева*, Переменные звезды, **22**, 181, 1985.
17. *A.Natta, N.Panagia*, Astron. Astrophys., **287**, 228, 1984.

## ПЕРЕМЕННОСТЬ БЛЕСКА 12 ROTD A-ЗВЕЗД

И.С.САВАНОВ<sup>1</sup>, Е.С.ДМИТРИЕНКО<sup>2</sup>

Поступила 16 июля 2018

Принята к печати 12 декабря 2018

Приведены результаты анализа переменности блеска 12 звезд спектрального класса A, принадлежащих к объектам типа ROTD. Спектры мощности этих объектов содержат характерные особенности, включающие доминирующий по амплитуде узкий пик на частоте  $F1(\text{phot})$ , а также на меньших частотах - широкий пик, как правило, состоящий из многочисленных деталей. На спектрах мощности, построенных по каждому из сетов наблюдений длительностью около 90 сут, пик, соответствующий значению  $F1(\text{phot})$ , присутствует на большинстве диаграмм, но не всегда он максимален по амплитуде. Сделано заключение о том, что пик на частоте  $F1(\text{phot})$  является доминирующим, поскольку он присутствует на периодограммах для каждого сета наблюдений, а положения и амплитуды остальных пиков претерпевают изменения и, как следствие, на результирующей периодограмме они образуют набор пиков меньшей амплитуды. Получены указания на достаточно быстро эволюцию образований на поверхности звезды типа ROTD - порядка продолжительности сета наблюдений в 90 сут. Это могут быть как волны Россби, так и пятна, если придерживаться традиционной интерпретации. В рамках предположения о присутствии у исследуемых звезд дифференциального вращения, для 12 исследуемых звезд типа ROTD найдены значения параметра  $\Delta\Omega$  и сопоставлены с имеющимися данными из литературных источников. Наши измерения подтверждают заключение о значительном росте параметра  $\Delta\Omega$  у звезд, горячее 6700 К. Средняя величина параметра  $\Delta\Omega$  по измерениям для 12 исследуемых нами звезд типа ROTD составляет  $0.61 \pm 0.10$  рад/сут. и находится в хорошем согласии со средними величинами параметра дифференциального вращения по данным литературных источников. Теоретические исследования допускают присутствие у звезд спектральных классов A-F значительной величины параметра  $\Delta\Omega$ . Вероятность того, что причина появления пиков в спектре мощности обусловлена дифференциальным вращением звезды с пятнами, не может быть исключена.

**Ключевые слова:** химически-некулярные звезды; фотометрия; переменность; дифференциальное вращение

1. *Введение.* Высокоточные фотометрические наблюдения космического телескопа Кеплер, открыли беспрецедентные возможности исследования переменности звезд, в том числе, вызванной их вращательной модуляцией вследствие присутствия пятен на поверхности. В серии статей Балона (см. ссылки в [1]) были представлены результаты, свидетельствующие о том, что переменность блеска большого количества звезд ранних спектральных классов по своему характеру подобна переменности блеска звезд спектральных классов G-M, обладающих пятнами и локальными магнитными полями на своей поверхности. В [1] также можно найти ссылки на теоретические работы, в

которых даны оценки применимости теории динамо для горячих звезд с радиативными оболочками и возможности существования пятен на поверхности звезд с температурами выше  $\sim 7000 + 8000$  К.

Анализ наблюдательных данных позволил автору [1] выделить среди А-звезд два новых для этого спектрального класса типа объектов - ROT и ROTD. Эти объекты обладают переменностью блеска, обусловленной вращательной модуляцией пятен на поверхности. Их основное отличие от других звезд, изученных в [1], состоит в том, что спектры мощности этих объектов содержат характерные особенности, включающие узкий пик, а также на меньших частотах - широкий пик, как правило, состоящий из многочисленных деталей.

Примеры спектров мощности звезд типа ROTD можно найти в [1] и на рис.1 настоящей работы. Природа появления такого набора пиков на спектрах мощности изучаемых объектов остается до конца не понятой [1]. В принципе, согласно общепринятым представлениям, группы пиков могли бы соответствовать пятнам, расположенным на различных широтах звезды, обладающей дифференциальным вращением. Не в пользу такого предположения свидетельствует обстоятельство, что такая конфигурация пиков никогда не наблюдалась в спектрах мощности холодных, активных, дифференциально вращаю-

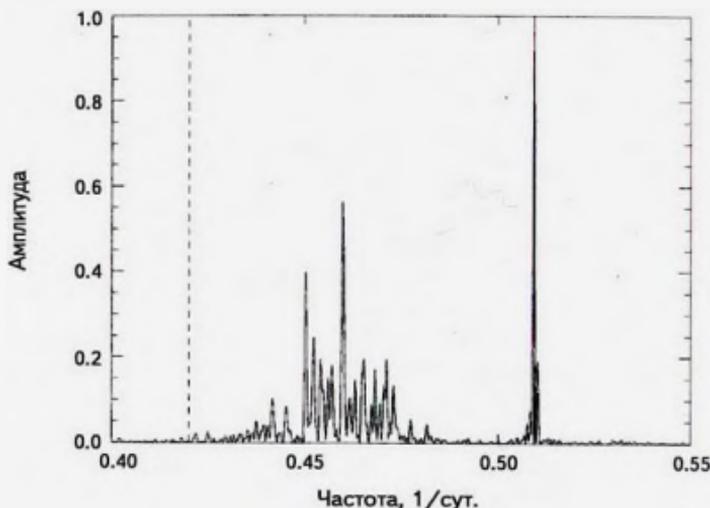


Рис.1. Спектр мощности переменности блеска ROTD звезды KIC 5730714 (амплитуда нормирована на максимальное значение). Сплошная вертикальная прямая соответствует значению  $F1(phot) = 0.51$ , штриховая вертикальная прямая -  $F2(phot) = 0.42$ .

щихся звезд. В [1] (см. также ссылки в ней) были рассмотрены альтернативные объяснения, которые состояли в предположениях либо о наличии планеты или тел на синхронной орбите, либо о существовании эффекта отражения в системах без затмения и т.д. Принципиально новое объяснение особенностей спектра мощности звезд ROTD было дано в [2]. Авторы [2] связали присутствие групп пиков с колебаниями набора мод волн Россби. Эти моды были обнаружены авторами [2] у звезд спектральных классов В, А и F Главной последовательности, у запятенных звезд, у объектов типа  $\gamma$  Dor и др. Цель нашего исследования состоит в проведении детального анализа переменности блеска звезд спектрального класса А, принадлежащих к объектам типа ROTD.

2. *Спектры мощности блеска ROTD звезд.* Для выбора объектов дальнейшего анализа мы использовали данные табл.1 и 3 из [1], содержащие сведения о 639 звездах, в том числе 66 объектах типа ROTD. Нами было отобрано 12 звезд с хорошо известными: температурой атмосферы, периодом вращения и достаточно большой величиной амплитуды переменности узкого пика (табл.1). Для каждой звезды наш анализ был выполнен на основе наиболее полного доступного набора наблюдательных данных архива MAST ([www.archive.stsci.edu/kepler](http://www.archive.stsci.edu/kepler)). Обработка данных была аналогична представленной нами ранее при исследовании звезд солнечного типа и холодных карликов (например, [3,4]).

Долговременные систематические изменения блеска звезды были учтены как линейные тренды, а также были устранены дефекты. Поиск периодов вращения проводился с применением программы LNP-TEST из библиотек

Таблица 1

ОСНОВНЫЕ СВОЙСТВА ИССЛЕДУЕМЫХ ROTD A-ЗВЕЗД

KIC	Kepler mag	Teff, K	log g	F1, 1/сут.	Amp., mmag	F2, 1/сут.	$\Delta\Omega$ , рад/сут.
4059089	10.534	9820	3.873	2.6201	50	2.54	0.503
5524045	9.458	9500	4.000	1.8152	22	1.70	0.724
5730714	10.596	9621	3.660	0.5093	20	0.42	0.560
5978118	12.024	9201	3.981	2.5704	40	2.48	0.568
6222381	9.983	8453	3.719	1.2290	23	1.11	0.748
7667560	9.739	8446	4.073	1.5437	11	1.45	0.589
8037519	8.006	11089	3.776	1.6699	22	1.59	0.502
8460081	10.037	8515	3.710	1.2706	31	1.20	0.446
9222948	10.217	8631	3.808	0.7745	255	0.70	0.468
10405887	11.133	9138	3.928	1.0574	26	0.96	0.612
10816270	11.398	9201	4.068	1.1422	80	1.03	0.705
10974769	11.840	8537	3.974	1.7615	27	1.62	0.889

IDL. Для каждого объекта были рассчитаны спектры мощности, на которых были измерены положения частот  $F1(\text{phot})$  узкого пика (пятый столбец табл.1). Было установлено, что полученные значения полностью совпадают с результатами, приводимыми в [1].

На меньших частотах хорошо заметен набор пиков, состоящий из многочисленных деталей. Для каждого спектра мощности нами была измерена частота, соответствующая минимальному (крайнему левому)  $F2(\text{phot})$  значению в наборе пиков (седьмой столбец табл.1). На рис.1 в качестве примера представлен спектр мощности для звезды KIC 5730714, полученный по всему набору данных с длительностью порядка 4-х лет. На рис.2, 3 приведены спектры мощности, построенные для KIC 5524045 и KIC 5730714 по каждому из сетов наблюдений (Q). Длительность каждого сета составляет около 90 сут. (сеты Q0 и Q17 имеют меньшую продолжительность). Вертикальная прямая соответствует значению  $F1(\text{phot})$ . Ширина пиков на каждой из диаграмм

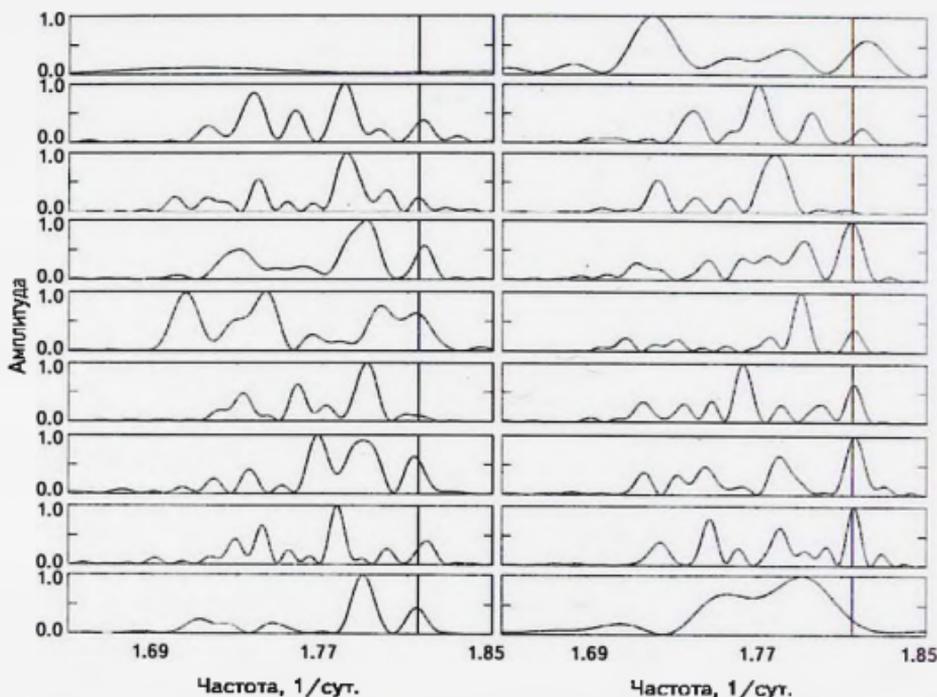


Рис.2. Результаты периодограммного анализа переменности блеска KIC 5524045 для 18 сетов. Вертикальная прямая соответствует значению  $F1(\text{phot})$ .

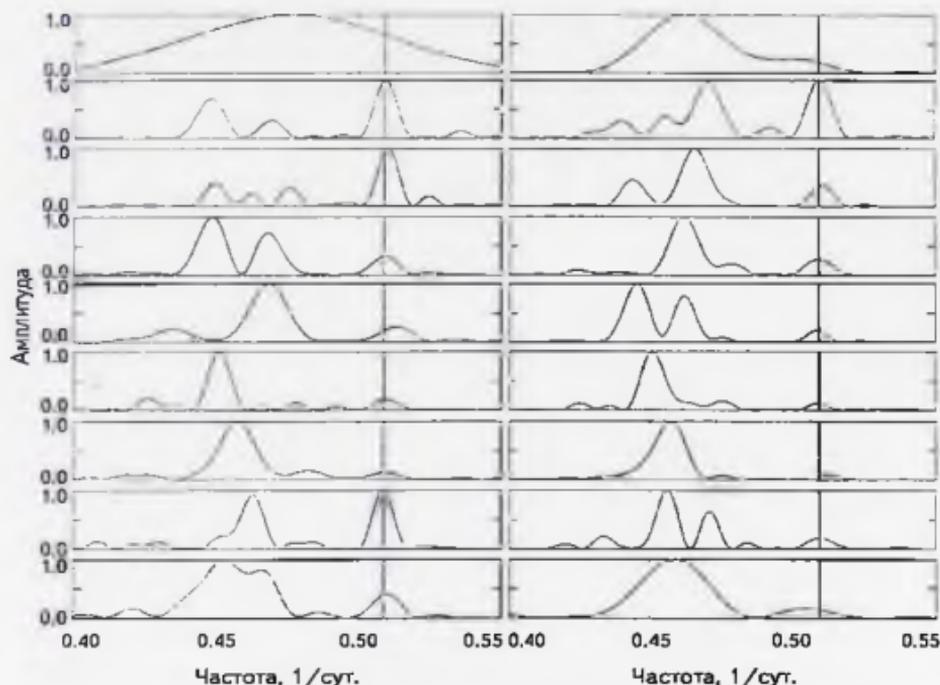


Рис.3. То же для KIC 5730714.

превышает ширину пиков на рис.1 вследствие меньшей продолжительности рассматриваемого временного ряда (всего один сет в 90 суток). Обращает на себя внимание то обстоятельство, что пик, соответствующий значению  $F1(\text{phot})$ , ярко выражен на большинстве диаграмм, но часто его амплитуда не является максимальной. Многочисленные пики на меньших частотах претерпевали эволюцию, они появлялись и исчезали на характерных временах, сопоставимых с продолжительностью сета. Во многих случаях часть пиков имела большую амплитуду по отношению к пику на  $F1(\text{phot})$ .

Можно заключить, что пик, соответствующий значению  $F1(\text{phot})$ , является доминирующим, поскольку он присутствует на периодограммах для каждого сета наблюдений. При этом положения и амплитуды остальных пиков претерпевают изменения и, как следствие, на результирующей периодограмме они образуют набор пиков меньшей амплитуды, чем пик на  $F1(\text{phot})$ . Продолжительность процессов (например, времени жизни пятен), связанных с короткоживущими пиками, сопоставима со временем продолжительности

сета наблюдений (порядка 90 сут.). Подобный вывод о продолжительности может быть сделан и в случае, если природа пиков связана с какими-либо другими процессами, например, волнами Россби.

3. *Оценка параметра дифференциального вращения.* Ранее мы указали, что объяснение особенностей спектра мощности звезд ROTD может быть связано с проявлением колебаний набора мод волн Россби [2]. В принципе, можно вернуться к традиционному подходу и попытаться интерпретировать происхождение пиков на этой диаграмме наличием групп пятен, расположенных на различных широтах звезды, которая обладает дифференциальным вращением. Такое объяснение использовалось нами в предыдущих исследованиях довольно часто. При этом изменения периодов переменности блеска могут соответствовать изменениям и эволюции (появлению и исчезновению) активных областей, лежащих на разных широтах на поверхности звезды.

Напомним, что закон дифференциального вращения принято описывать уравнением вида  $\Omega(\theta) = \Omega(\text{eq})(1 - \alpha \sin^2(\theta))$ , где  $\theta$  - широта,  $\Delta\Omega = \Omega(\text{eq}) - \Omega(\text{pole})$  (см., например, [5,6]). Если взять значения частот, соответствующих двум доминирующим пикам на периодограммах -  $F1(\text{phot})$  и  $F2(\text{phot})$ , то в таком случае, согласно [6], можно выполнить оценку параметра дифференциального вращения звезды - величины  $\Delta\Omega$  ( $\Delta\Omega = 2\pi(F1(\text{phot}) - F2(\text{phot}))$ ). Поскольку мы не знаем широтных положений пятен, ответственных за появления пиков на периодограммах, мы можем получить лишь нижнюю оценку величины параметра  $\Delta\Omega$ . Считаем целесообразным взять в качестве  $F2(\text{phot})$  не частоту одного из пиков в массиве, а, как указывалось выше, - величину  $F2(\text{phot})$ , соответствующую минимальному (крайнему левому) значению в наборе пиков. Найденные нами значения  $\Delta\Omega$  для 12 звезд типа ROTD лежат в интервале величин 0.45 - 0.9 рад/сут. и приведены в последнем столбце табл.1. Величина  $F1(\text{phot})$  измеряется с высокой точностью (пик на спектре мощности достаточно узкий, его полуширина не более 0.0031/сут.). Положение  $F2(\text{phot})$  измеряется с большей погрешностью, в самых неблагоприятных случаях эта погрешность может составлять 0.01-0.02 рад/сут. Таким образом, погрешность величины  $\Delta\Omega$  по нашей оценке составляет в среднем около 0.06-0.12 рад/сут.

Полученные нами результаты могут быть сопоставлены с имеющимися данными из литературных источников, содержащих сведения о параметрах дифференциального вращения звезд. Мы рассмотрели только те из них, которые содержат измерения  $\Delta\Omega$  для горячих звезд ( $T_{\text{eff}}$  выше 7000+8000 К). Авторы [5,6], используя наблюдения телескопа Кеплер, выполнили анализ кривых блеска 18616 и 12300 объектов, соответственно, и установили параметры их дифференциального вращения. В [5] анализ был проведен на основе

данных наблюдений ограниченного временного интервала Q3. Данные [6] были получены по более обширной выборке Q1 - Q14. Это наиболее многочисленные однородные данные определений  $\alpha$  и  $\Delta\Omega$ , позволяющие проводить их статистический анализ. Они характеризуют изменения параметров дифференциального вращения для объектов в широком диапазоне эффективных температур - от 3200 К вплоть до 12000 К (рис.4). Отметим, что данные [6] обладают большим разбросом значений (например, параметра  $\Delta\Omega$ ) при фиксированном значении температуры. Особенно этот разброс становится заметным при переходе к объектам с температурами 6700 + 8000 К. На основании данных, представленных в [6], можно сделать заключение о значительном росте параметра  $\Delta\Omega$  у звезд, горячее 6700 К.

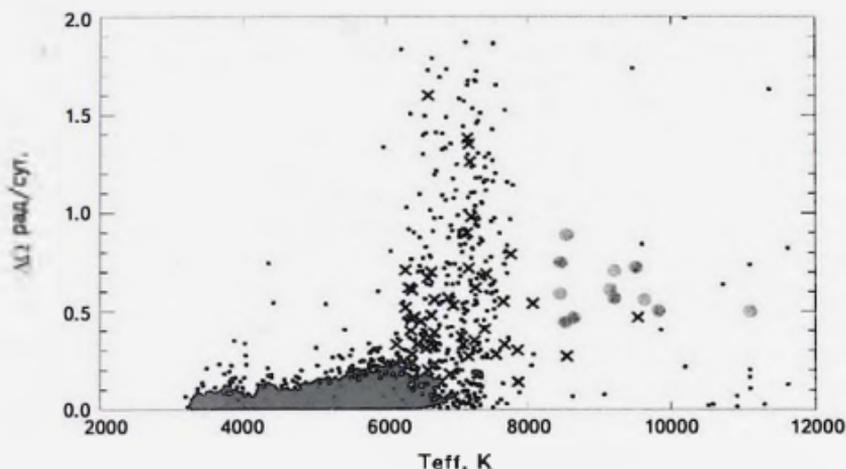


Рис.4. Диаграмма изменений параметра  $\Delta\Omega$  от температуры. Светлые крупные кружки - наши измерения, мелкие темные кружки - данные [6], крестики - данные из [8].

Другой метод определения параметра дифференциального вращения основан на спектральных наблюдениях и связан с анализом фурье-преобразования профилей линий в спектрах быстровращающихся звезд. В отличие от методов доплеровского картирования, связанных с исследованием переменности профилей линий, данный метод, привлекающий фурье-анализ, может быть применен лишь к профилям неактивных звезд (не содержащих каких-либо неоднородностей, формирующихся в холодных областях на поверхности звезды). Этот метод был развит в исследовании [7] и представлен в серии статей (см. в [8]). Достоинством метода является то, что параметр  $\Delta\Omega$  может быть измерен по единичным экспозициям спектральных наблюдений (в отличие от метода доплеровского

картирования, требующего серии спектральных наблюдений).

Данные [8] представлены на рис.4 крестиками, они находятся в хорошем согласии с результатами [6] для объектов рассматриваемого температурного диапазона.

Отметим, что заключение о значительном росте параметра  $\Delta\Omega$  у звезд, горячее 6700 К, может быть сделано по двум независимым источникам, использующим различные методики определения этого параметра. Кроме того, в [9] были приведены оценки параметра дифференциального вращения для 2562 звезд спектральных классов К-А. Исследование было основано на частотном анализе и по своей методике подобно используемой в [5]. К сожалению, результатов определений параметра  $\Delta\Omega$  для индивидуальных объектов авторы [9] не привели, и мы не смогли включить эти данные в наше исследование. Тем не менее данные, представленные на рис.2 в [9], также свидетельствуют о росте параметра  $\Delta\Omega$  у звезд горячее 8000 К.

Средняя величина параметра  $\Delta\Omega$  по измерениям для 12 исследуемых нами звезд типа ROTD составляет  $0.61 \pm 0.10$  рад/сут. Она находится в хорошем согласии со средними величинами параметра дифференциального вращения по данным литературных источников [6] -  $0.70 \pm 0.04$  (306 звезд с температурами в интервале 6700+12000 К) и [8] -  $0.63 \pm 0.08$  (67 звезд). Можно заключить, что если интерпретировать наличие многочисленных пиков на спектрах мощности исследуемых звезд как проявление переменности блеска, вызванное группами пятен, расположенных на различных широтах звезды с дифференциальным вращением, то полученные нами оценки параметра  $\Delta\Omega$  достаточно хорошо согласуются с результатами измерений [6] и [8]. Таким образом, выполненное нами исследование позволяет заключить, что, в принципе, причина появления пиков может быть обусловлена дифференциальным вращением звезды с пятнами.

Отметим, что теоретические исследования [10,11] допускают присутствие у звезд спектральных классов А-F значительной величины дифференциального вращения. Например, согласно [10], для звезд с массой 1.275 масс Солнца и периодом вращения менее 3-4 сут. величина параметра  $\Delta\Omega$  может достигать 0.5 - 0.6 рад/сут. По расчетам [11] величина параметра  $\Delta\Omega$  для звезд с температурой 6700 К оценивается равной 0.7 рад/сут. К сожалению, для более высоких значений  $T_{\text{эфф}}$  такие данные отсутствуют, но авторы [11] приводят результаты, свидетельствующие о быстром росте величины  $\Delta\Omega$  с увеличением температуры (формула (5) в [11]).

Скачок в величине параметра  $\Delta\Omega$  примерно достигается при температуре, соответствующей переходу от радиативных оболочек звезд к лучистым. Вероятно, данное обстоятельство указывает на смену доминирующего процесса, ответственного за высокие значения параметра  $\Delta\Omega$ . Например, в теоретической

работе [12] рассматривается возможность того, что дифференциальное вращение на поверхности горячих звезд создается непосредственно в лучистой оболочке имеющейся здесь меридиональной циркуляцией.

4. **Заключение.** Основные результаты и выводы нашего исследования:

1. Выполнен детальный анализ переменности блеска 12 звезд спектрального класса A, принадлежащих к объектам типа ROTD. Рассчитанные по всему доступному набору наблюдательных данных спектры мощности этих объектов содержат характерные особенности, включающие узкий пик на частоте  $F1(\text{phot})$ , а также на меньших частотах - широкий пик, как правило, состоящий из многочисленных деталей.

2. Найдено, что во всех случаях на спектрах мощности, построенных по каждому из сетов наблюдений длительностью около 90 сут., пик, соответствующий значению  $F1(\text{phot})$ , присутствует на большинстве диаграмм, но часто не является максимальным по амплитуде. Во многих случаях наибольшей высотой обладал один из многочисленных пиков на меньших частотах, которые претерпевали эволюцию на характерных временах порядка продолжительности сета.

3. Сделано заключение о том, что пик, соответствующий значению  $F1(\text{phot})$ , является доминирующим, поскольку он присутствует на периодограммах для каждого сета наблюдений, а положения и амплитуды остальных пиков претерпевают изменения и, как следствие, на результирующей периодограмме они образуют набор пиков меньшей амплитуды, чем пик на частоте  $F1(\text{phot})$ .

4. Полученные нами результаты могут рассматриваться как указание на достаточно быструю эволюцию образований на поверхности звезд типа ROTD - порядка продолжительности сета наблюдений в 90 сут. Это могут быть как волны Россби, так и пятна, если придерживаться традиционной интерпретации.

5. В рамках предположения о присутствии у 12 исследуемых звезд типа ROTD дифференциального вращения, для них найдены значения параметра  $\Delta\Omega$ . Установлено, что эти значения лежат в интервале величин 0.45 - 0.9 рад/сут. Полученные нами результаты сопоставлены с имеющимися данными из литературных источников, содержащих сведения о параметрах дифференциального вращения звезд. Показано, что заключение о значительном росте параметра  $\Delta\Omega$  у звезд, горячее 6700 K, может быть сделано по двум независимым источникам, использующим различные методики определения этого параметра и косвенно, по данным исследования [9].

6. Средняя величина параметра дифференциального вращения  $\Delta\Omega$  по измерениям для 12 изученных нами звезд типа ROTD составляет  $0.61 \pm 0.10$  рад/сут. и находится в хорошем согласии со средними величинами  $\Delta\Omega$  по

данным литературных источников [6,8]. Теоретические исследования [10-12] допускают присутствие у звезд спектральных классов А-Е значительной величины параметра дифференциального вращения. Таким образом, вероятность того, что причина появления пиков в спектре мощности А-звезд типа ROTD обусловлена дифференциальным вращением звезды с пятнами, не может быть исключена.

Исследование выполнено в рамках гранта Российского научного фонда (проект N 18-12-00423). Авторы благодарны команде космического телескопа Кеплер и команде архива МАСТ за возможность использования данных наблюдений и рецензенту за ценные замечания.

<sup>1</sup> Учреждение Российской академии наук, Институт астрономии РАН, Москва, Россия, e-mail: igs231@mail.ru

<sup>2</sup> Московский государственный университет им. М.В.Ломоносова, Государственный астрономический институт им. П.К.Штернберга, Москва, Россия e-mail: issesd@rambler.ru

## PHOTOMETRICAL VARIATIONS OF 12 ROTD A-STARS

I.S.SAVANOV<sup>1</sup>, E.S.DMITRIENKO<sup>2</sup>

We present the results of the analysis of the variability of the brightness of 12 ROTD stars of the spectral class A. The power spectra of these objects contain characteristic features that include a narrow peak dominating in amplitude at the frequency F1(phot), and also a broad peak at lower frequencies, usually consisting of numerous details. On the power spectra plotted for each of observational sets lasting about 90 days, the peak corresponding to F1(phot) is present on most diagrams but not always is maximal in amplitude. We conclude that the peak at the frequency F1(phot) is dominant since it is present on the periodograms for each set of observations but the positions and amplitudes of the remaining peaks undergo changes and, as a result, they form a set of peaks of lower amplitude in the resulting periodogram. Evidence for a fairly rapid evolution of formations on the surface of ROTD-type stars on time scale of the order of the duration of the observation set of 90 days was obtained. This conclusion can be done both for Rossby waves and spots. Under the assumption of the presence of differential rotation in the investigated stars,  $\Delta\Omega$  were found for 12 investigated ROTD stars and compared with the available data from the literature sources. Our measure-

ments confirm the conclusion about a significant increase of the parameter  $\Delta\Omega$  in stars hotter than 6700 K. The average value of the parameter  $\Delta\Omega$  from the measurements for the 12 stars is  $0.61 \pm 0.10$  rad/d and is in good agreement with the average values of the differential rotation parameter according to the literature. Theoretical studies allow for the presence of a significant parameter  $\Delta\Omega$  in A-F stars. The probability that the cause of the appearance of peaks in the power spectrum is due to the differential rotation of a star with spots can not be ruled out.

Keywords: *chemically-peculiar stars; photometry; variability; differential rotation*

## ЛИТЕРАТУРА

1. *L.A.Balona*, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **467**, 1830, 2017.
2. *H.Saio, D.W.Kurtz, S.J.Murphy et al.*, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **474**, 2774, 2018.
3. *I.S.Savanov, E.S.Dmitrienko*, Astron. Rep., **56**, 116, 2012.
4. *I.S.Savanov*, Astron. Rep., **54**, 437, 2010.
5. *T.Reinhold, A.Reiners, G.Basri*, Astron. Astrophys., **560**, A4, 2013.
6. *T.Reinhold, L.Gizon*, Astron. Astrophys., **583**, A65, 2015.
7. *A.Reiners*, Astron. Astrophys., **446**, 267, 2006.
8. *M.Ammler-von Eiff, A.Reiners*, Astron. Astrophys., **542**, A116, 2012.
9. *L.A.Balona, M.Svanda, M.Karlicky*, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **463**, 1740, 2016.
10. *L.L.Kitchatinov, S.V.Olemskoy*, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **423**, 3344, 2012.
11. *M.Kuker, G.Rudiger*, Astron. Nachr., **332**, 933, 2011.
12. *L.F.Espinosa, M.Rieutord*, Astron. Astrophys., **552**, 35, 2013.



## RELATIONSHIP BETWEEN THE IONIZATION ENERGY AND THE RADIAL VELOCITY OF THE IONIZED GAS IN GASEOUS NEBULAE

H.E.CAICEDO-ORTIZ<sup>1</sup>, H.O.CASTAÑEDA FERNANDEZ<sup>2</sup>

Received 27 June 2018

Accepted 12 December 2018

We study the relationship between the radial velocity of different ionic emission lines as a function of their ionization potential for the two largest giant extragalactic HII regions in NGC 6822. Our aim is to study the spatial velocity stratification along the line of vision within the nebula.

**Keywords:** *ionization potential: radial velocity: HII region*

**1. Introduction.** The ionization structure of HII regions is determined by the ultraviolet radiation flux of O and B stars, with the atoms at the greatest degree of ionization potential being in a volume close to the source of ionization. A study of the radial velocity of emission lines based on ions with different ionization potentials can provide important insights into the velocity stratification in a given line of sight inside the nebula. Different authors [1-3] found a relation between the ionization potential of ions producing the observed emission lines and their radial velocity, in the sense that the ions with higher ionization potential present more negative radial velocities. A comparison with the kinematical properties of nearby molecular clouds and the neutral hydrogen gas, can give us insight about the process of star formation. Our aim is perform a similar study in extragalactic HII regions.

In this article we study the kinetic of the ionized gas in two brightest giant HII regions of the galaxy NGC 6822, Hubble V and Hubble X. Hubble V and Hubble X are part of the vast complex of HII regions that are located in the north of the galaxy NGC 6822 [4,5]. With an optical size of 112pc and 143pc respectively [6,7], and separation of 320pc, the objects are the two most luminous HII regions of the galaxy. The luminosity of the HII regions in H $\alpha$  is useful to estimate the star formation rate, as the regions are optically thick [8]. Studies on determination of the abundance for these regions were published in [9-12]. Castaneda and collaborators [13,14] measured the local density of the ionized gas for Hubble V, Hubble X. Caicedo and collaborators [15,16] measured the fractal dimensions in

Hubble X and Hubble V. Peimbert and collaborators [17] obtained the temperature [18], density, and abundance for Hubble V and Hubble X, while electron density has been computed from the integrated spectra of these regions [17,19]. The integrated spectrum of the whole region is used to determine the global radial velocity of the region. Our intention is to correlate the ionization potential bound with the spatial distribution of the ionized gas with the velocity of the gas.

*2. Observations and Data Reduction.* The raw data used in this study was obtained from the Data Center archive of the Cambridge Astronomical Survey Unit (CASU) at the Institute of Astronomy of the University of Cambridge. The long-slit spectroscopy observations were done between August 18 and 20, 1992, with the spectrograph ISIS from William Herchel Telescope at the Roque de los Muchachos Observatory in the Canary Islands, Spain.

The spectra for different HII regions were taken with different locations of the slit, with 8 positions for Hubble X, 4 positions for Hubble V, all of them at a position angle of 90 degrees, with slit effective width for each of 1" and a separation from 2 to 3 arcseconds between the centers of each two consecutive positions of the slit. Two spectra were simultaneously taken for each position, one in the range between 6390 Å and 6849 Å (red arm) and another between 4665 Å and 5065 Å (blue arm), both with an approximate dispersion of 0.4 Å /pixel. The exposure time for each spectrum obtained at each slit position was 1000 s for Hubble V, 1200 s for Hubble X. The slit has a length of 200 "with a spatial sampling along the slit of 0.34"/pixel on the red arm (Chip EEV3) and 0.36"/pixel on the blue arm (Chip TEK1).

The data was reduced using the standard techniques (bias subtraction, flat field correction) and calibrated in wavelength, using the IRAF software<sup>1</sup>.

Individual spectra were created adding four consecutive one-dimensional spectra that correspond to the spatial resolution given by the seeing. Line emission profiles were analyzed using the DIPSO<sup>2</sup> package within the STARLINK software. A single Gaussian fitting was performed over each spectrum.

*3. Emission Flux Maps.* From the spectra obtained for each position in the nebulae we produced the two-dimensional intensity maps for different emission lines observed with use of the interpolation method proposed in [20]. The emission maps in Fig.1-4 shows the maps for the central area of the region for the emission lines H $\alpha$  created from the observations used in this work. The maps show

---

<sup>1</sup> IRAF is distributed by the National Optical Astronomy Observatories, which are operated by the Association of Universities for Research in Astronomy, Inc., under contract to the National Science Foundation

<sup>2</sup> Available in <http://star-www.rl.ac.uk/>.

excellent agreement with the images in  $H\alpha$  for Hubble V and Hubble X by [21].

The long-slit spectra were added to create a single global spectrum for the central region of each object. The integrated spectra for Hubble V and Hubble X are shown in Fig.5, 6. Again the analysis of the line was performed with DIPSO, fitting a single Gaussian and a lineal continuum. In the case of line doublets we only proceeded to fit the more intense line.

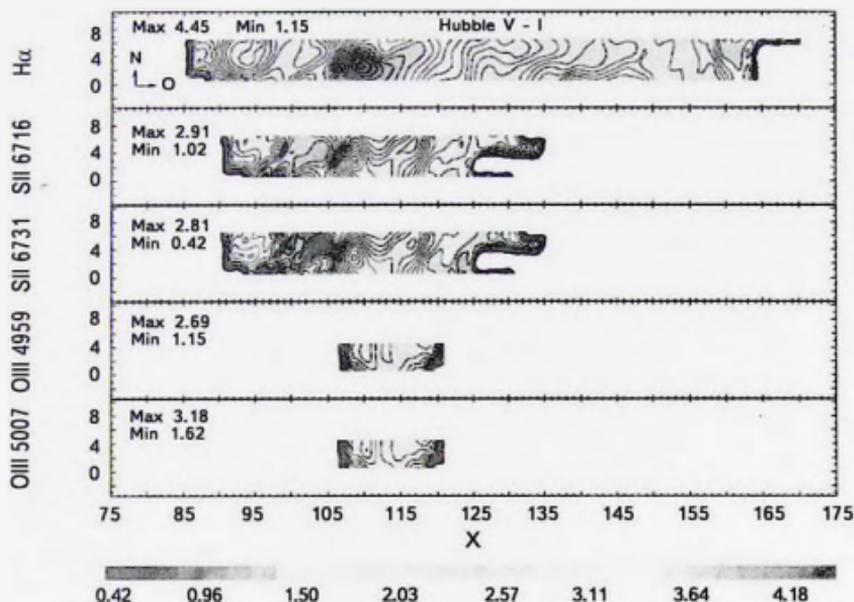


Fig.1. Maps of the emission for the central zone of Hubble V in  $H\alpha$ , [SII]  $\lambda\lambda$  6717, 6731 and [OIII]  $\lambda\lambda$  4959, 5007. The contour scale is logarithmic.

Table 1

### RADIAL VELOCITY OF HUBBLE V AND HUBBLE X WITH INTEGRATED SPECTRA

Line of Emission	Hubble V (km/s)	Hubble X (km/s)	Ionization potential (eV)
$H\alpha$	$-56 \pm 2$	$-49 \pm 2$	13.6
[SII] $\lambda$ 6717	$-57 \pm 2$	$-47 \pm 2$	23.3
[HeI] $\lambda$ 6678	$-51 \pm 3$	$-49 \pm 3$	24.7
[NII] $\lambda$ .6548	$-62 \pm 2$	$-53 \pm 2$	29.6
[OIII] $\lambda$ 5007	$-55 \pm 2$	$-53 \pm 1$	35.1

From the Gaussian fit in different lines of emission, the Doppler radial velocities are determined for the different emission lines observed in Hubble V and Hubble X. The data were corrected to the value of heliocentric velocity ( $v_{helio} = v$ ). We estimate that the radial velocity error is of the order of 2 km/s ( $0.04 \text{ \AA} / \text{pixel}$ ). The Table 1 shows the different radial velocities of each of the ions studied in Hubble V and Hubble X.

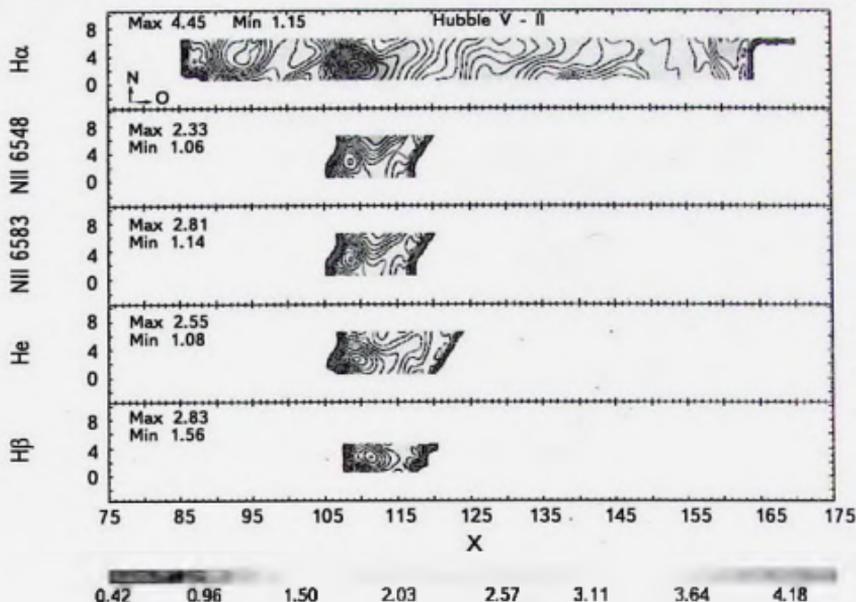


Fig.2. Maps of the emission for the central zone of Hubble V in  $H\alpha$ ,  $[NII] \lambda\lambda 6548, 6583$ , He and  $H\beta$ . The contour scale is logarithmic.

4. *The radial velocity vs. the ionization potential.* The radial velocities vs. the ionization energy (see table 2 of [3]) of each different ionization states of the elements studied in Hubble V and Hubble X are shown in Fig.7 and 8. There is a relationship between the ionization potential and the radial velocity for the different emission lines of the ionic species. Ions with the highest potential of ionization exhibit more negative radial velocities, indicating the existence of a stratification of the radial velocity of the various gases along the line of sight. A similar behavior has been observed in galactic HII regions ([1,3] and cited references).

The likely scenario that explains this kinematical behavior of the material is

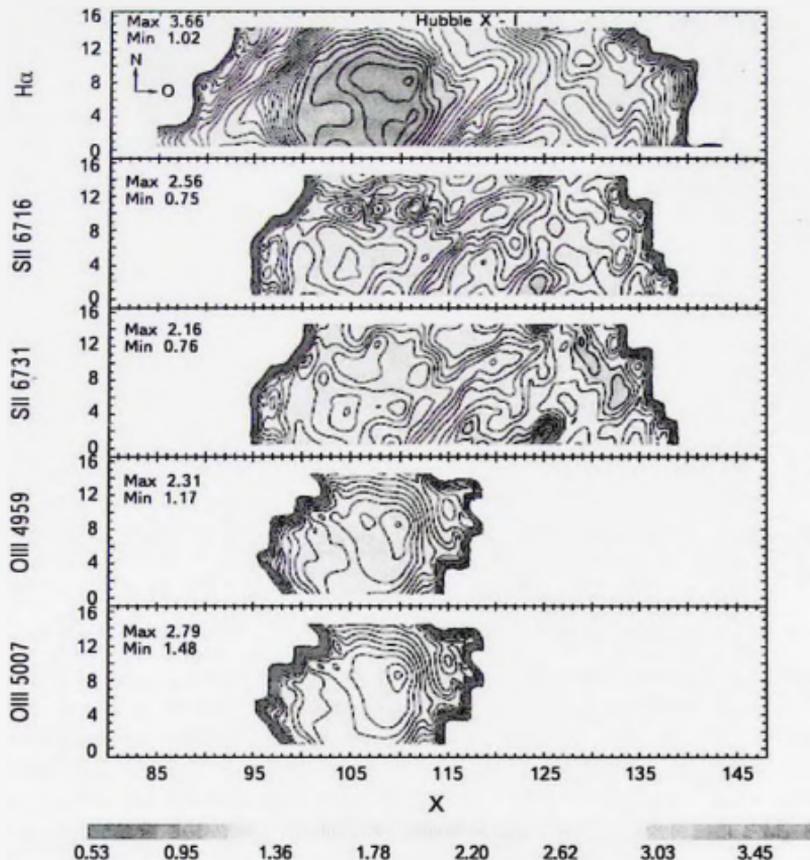


Fig.3 Maps of the emission for the central zone of Hubble X in H $\alpha$ , [SII]  $\lambda\lambda$  6717, 6731 and [OIII]  $\lambda\lambda$  4959, 5007. The contour scale is logarithmic.

the flow of ionized gas from the molecular cloud in the direction of the observer. In this model [2,22,23] the neutral species and the low ionization gas near the ionization front are at rest or moving with the molecular cloud, while the high excitation material that is near to the ionizing stars moves away from the neutral gas with velocities near the order of the speed of sound. The model explains the negative systematic difference of the radial velocity between the species of high and low ionization. This difference could simply be due to the fact that it is only possible to see the HII regions that are in front of the molecular clouds. In this

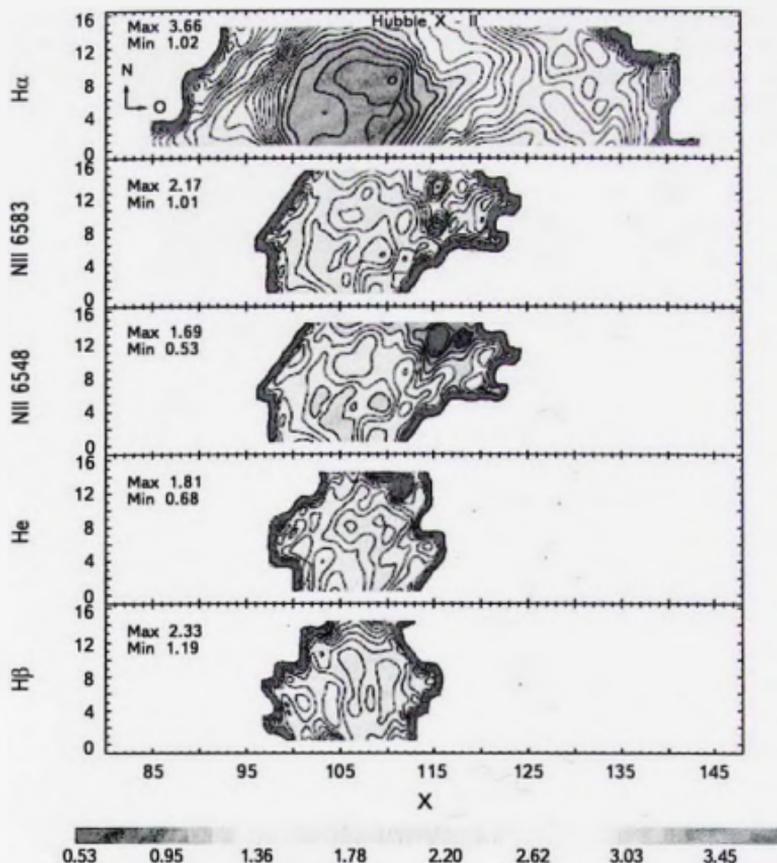


Fig.4. Maps of the emission for the central zone of Hubble V in  $H\alpha$ ,  $[NII] \lambda\lambda$  6548, 6583, He and  $H\beta$ . The contour scale is logarithmic.

case, the nebulae must be limited in density in our direction, which implies that a significant fraction of the ionizing photons of these HII regions are lost in the diffuse interstellar medium, which is in agreement with evidence from the  $H\alpha$  flux of the diffused ionized regions of the galaxy, where it is estimated that about 80% of the ionizing photons are lost by HII regions and emitted towards the low-density interstellar medium [24].

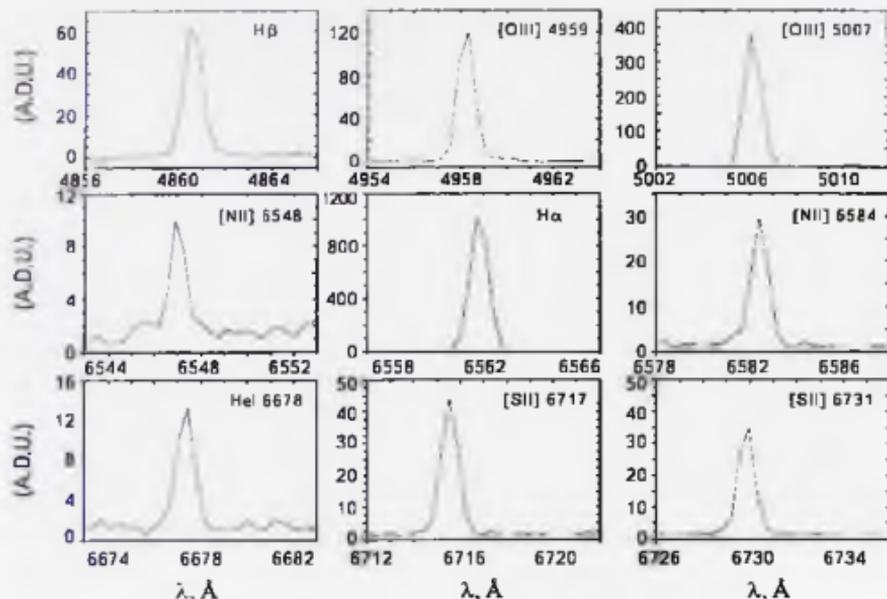


Fig.5. The integrated spectra for Hubble V.

5. *Discussion.* For H<sub>2</sub>, Lee et al. [25] conducted a study in the near-infrared Hubble V, which indicates the structure of the photodissociation region (PDR), characterized by compact emission of He (2.0587  $\mu\text{m}$ ) and Br $\gamma$  (2.1661  $\mu\text{m}$ ), surrounded by a layer of molecular hydrogen (H<sub>2</sub>). Table 1 of [25] presented the speed  $v_{LSR}$ ,  $\sigma$  and the intensity of the lines H<sub>2</sub>1 - 0S(1) and H<sub>2</sub>2 - 1S(1) observed in 5 different positions of the slit oriented in the direction North-South over Hubble V (see Fig.1f of [25]). The average  $v_{hel}$  is -49 km/s.

The detection of a compact molecular clouds associated with Hubble V was first noted by [26]. Later work has reported observations of various emission lines for Hubble V at <sup>12</sup>CO(1  $\rightarrow$  0) by Israel [27], <sup>12</sup>CO(2  $\rightarrow$  1), <sup>12</sup>CO(4  $\rightarrow$  3) and <sup>13</sup>CO(1  $\rightarrow$  0), <sup>12</sup>CO(3  $\rightarrow$  2) by [28,29] and <sup>13</sup>CO(1  $\rightarrow$  0) and <sup>12</sup>CO(2  $\rightarrow$  1) by [28]. Due to the low luminosity of Hubble X, few measurements were obtained for this HII region.

One of the properties of the maps of emission of <sup>12</sup>CO presented by [29] and the map published by [26] is that they are consistent with the emission of H<sub>2</sub> described in Fig.1f of [25] and the extension of the emission of CO is limited but comparable to the extension of the ionized gas of Hubble V [28]. In Fig.4 of [28] the velocity maps in Hubble V for CO  $J=2-1$ , CO  $J=3-2$  and CO

$J=4-2$ , are in a range of  $v_{hel}$  between  $-43$  km/s and  $-63$  km/s. The velocities observed for different CO lines are in the same range as the velocities of ionic

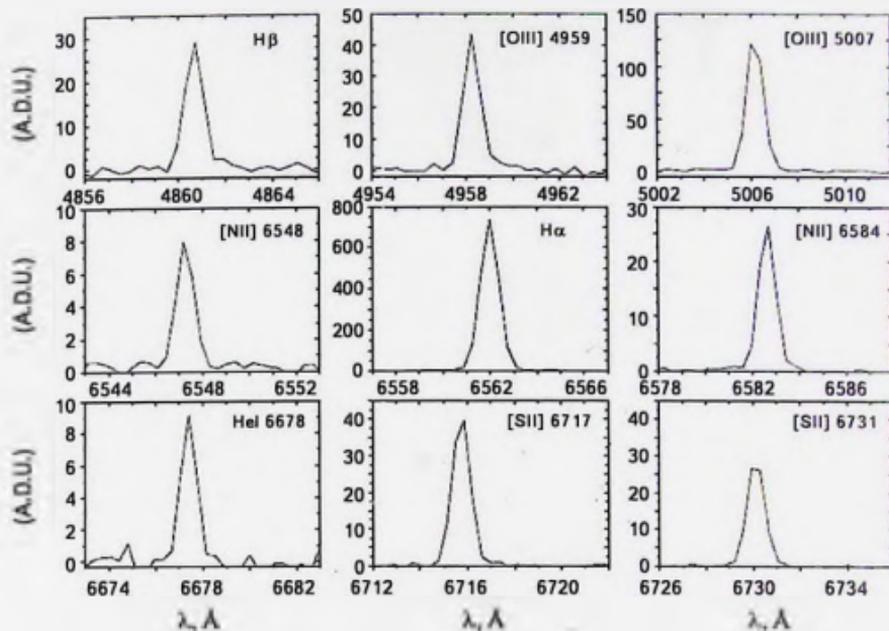


Fig.6. The integrated spectra for Hubble X.

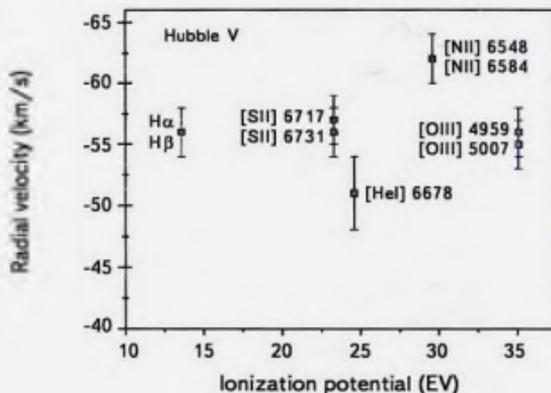


Fig.7. Radial velocity vs ionization potential in for the different emission lines in Hubble V

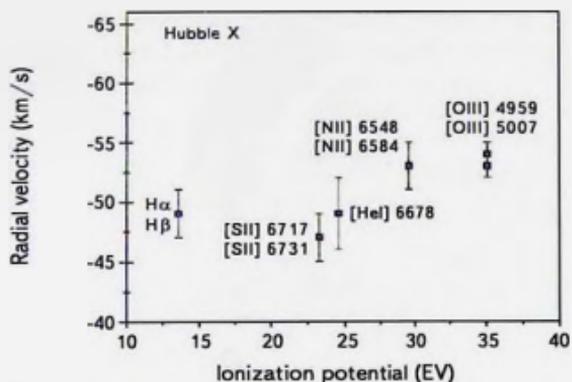


Fig.8. Radial velocity vs ionization potential in for the different emission lines for Hubble X.

species observed in this study, as well as those seen in H<sub>2</sub> by Lee [25]. This last relationship between the cold molecular gas (traced by CO) and H<sub>2</sub> implies that there is no detectable activity of young stellar objects around the core of Hubble V [25].

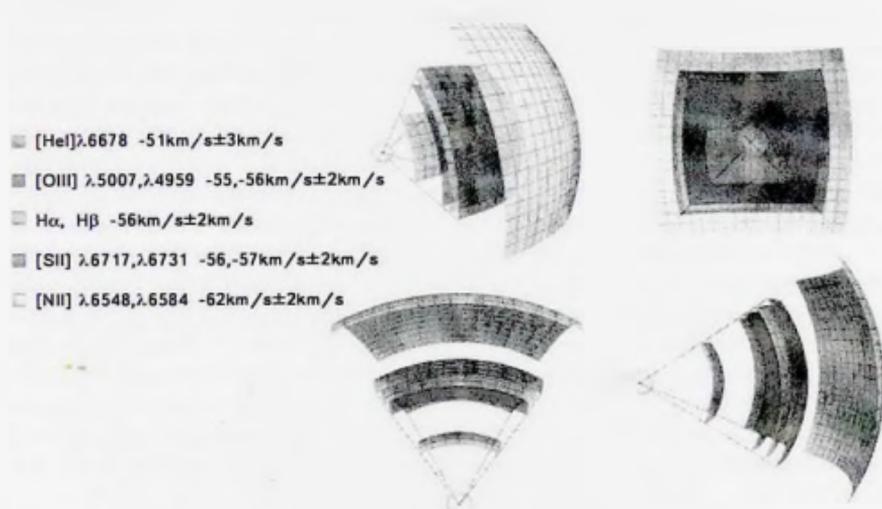


Fig.9. 3D model of the radial velocity stratification for Hubble V.

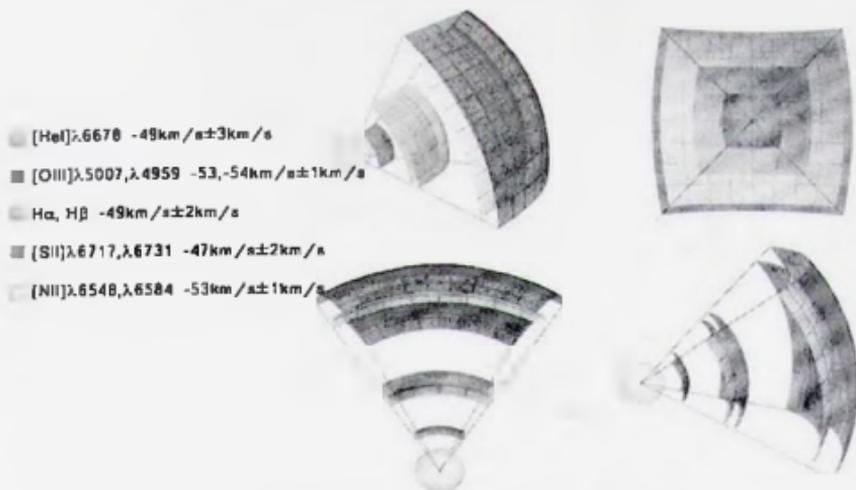


Fig.10 3D model of the radial velocity stratification for Hubble X.

We have identified the HII regions Hubble V and Hubble X. The velocity of the HI gas that is associated to the HII regions was computed by interpolation of the data available. The heliocentric velocity range in our data for Hubble V is located between  $-55$  km/s and  $-65$  km/s, while for Hubble X its velocity range is between  $-45$  km/s and  $-55$  km/s. These velocity ranges are consistent with the range resolution of the observations made by Gottesman which is  $2'.3$  (330 pc) [30]. From the data in Fig.4 in the work of [30], we compute the average value of the radial velocity of HI of  $-60$  km/s for Hubble V, and  $-51$  km/s for Hubble X.

Saito [31] suggested that the movement of the HII regions in relation with the surrounding HI gas may provide clues for understanding the mechanisms associated with the star formation in galaxies of this type. For the IC 10 galaxy it was found that the velocity of the HII gas is of the order of  $5$  km/s larger than the surrounding gas, and similar to the associated CO molecular clouds [31]. From the Table 1 we note that the radial velocity of HI is larger than the integrated velocity of  $H\alpha$  in Hubble V and Hubble X, indicating a relative movement of the HII regions with respect from the HI gas [7]. The radial velocity of the CO is of the same order than  $H\alpha$ .

With all these elements, it is possible to create a simple model based on the observed radial velocities of the different ionic species detected in Hubble V and Hubble X.

The Hubble V structure, seen in the direction of the observer towards the molecular cloud, has a first layer of [NII] moving at  $(-62 \pm 2)$  km/s. The second layer consists of [OIII], [SII] and HII, moving at a speed of  $(-56 \pm 2)$  km/s and finally a third layer of HeI moving at a velocity of  $(-51 \pm 2)$  km/s. The Fig.9 presents a three-dimensional model of the velocity stratification for Hubble V.

For Hubble X, as in Hubble V, the first layer is made up of [NII] and [OIII] moving at a speed of  $(-53 \pm 2)$  km/s. The second layer composes HII, with a speed of  $(-49 \pm 2)$  km/s. The third layer is HeI moving to  $(-49 \pm 3)$  km/s and finally a fourth layer of [SII] that moves at a speed of  $(-47 \pm 2)$  km/s. The Fig.10 presents a three-dimensional model of the velocity stratification for Hubble X.

**6. Conclusions.** A relationship has been obtained between the heliocentric radial velocity and the ionization potential for different ionic species. This result indicates a stratification in radial velocities along the line of sight.

A study with a larger number of HII regions in which it is possible to observe several emission lines such as those reported by Esteban [32] could allow to find a mathematical model that describes the functional relationship between these two parameters, which in the present work is not possible to carry out by the small number of HII regions and regions studied. However, it is clear that such relationship exists.

The  $H\alpha$  radial velocity is of the same order to the velocity of the CO clouds associated to the nebulae. The comparison of  $H\alpha$ , CO, and HI indicate that the cloud is infalling toward the HI gas.

**Acknowledgments.** This work was supported in part by the Secretaria de Investigacion y Posgrado del IPN, under the projects SIP-20161743 y SIP-20171070.

<sup>1</sup> Corporacion Universitaria Autónoma del Cauca, Popayan, Colombia, Departamento de Ciencias Básicas, Facultad de Ingeniería, Universidad Anahuac Norte, Estado de México, Mexico  
e-mail: hernando.caicedo@uniautonoma.edu.co

<sup>2</sup> Escuela Superior de Física y Matemáticas, Instituto Politécnico Nacional, Mexico

## ЗАВИСИМОСТЬ МЕЖДУ ЭНЕРГИЕЙ ИОНИЗАЦИИ И РАДИАЛЬНОЙ СКОРОСТЬЮ ИОНИЗОВАННОГО ГАЗА В ГАЗОВОЙ ТУМАННОСТИ

Э.Э.КАЙСЕДО-ОРТИС<sup>1</sup>, Э.О.КАСТАÑЕДА ФЕРНАНДЕС<sup>2</sup>

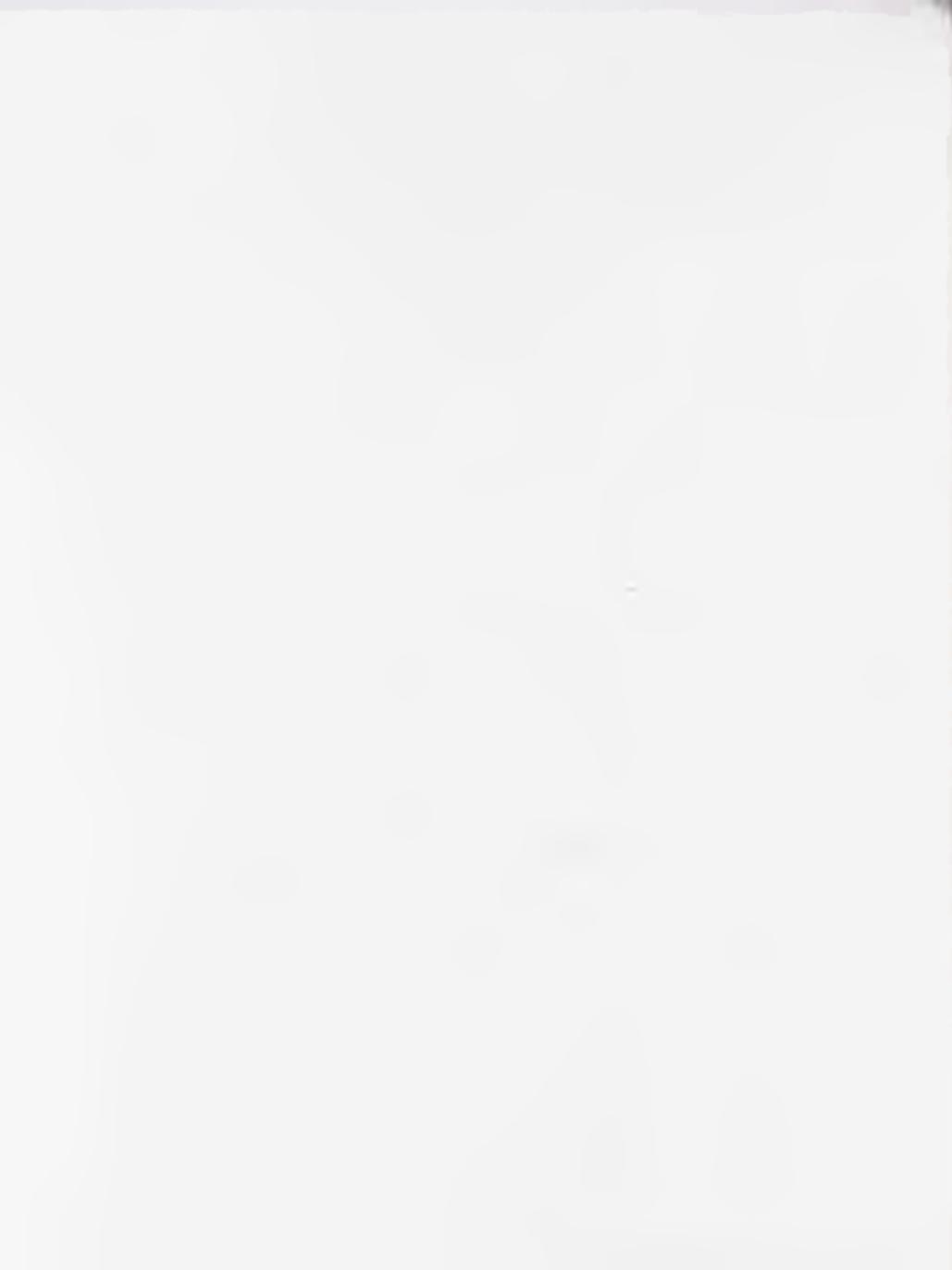
Рассмотрена зависимость между радиальной скоростью эмиссионных линий разных ионов и их ионизационным потенциалом для двух гигантских внегалактических III областей в NGC 6822, с целью исследования стратификации пространственной скорости вдоль луча зрения в туманности.

Ключевые слова: *ионизационный потенциал; радиальная скорость; III область*

### REFERENCES

1. *J.B.Kaler*, *Astrophys. J.*, **148**, 925, 1967.
2. *C.R.O'Dell, Z.Wen*, *Astrophys. J.*, **387**, 229, 1992.
3. *C.Esteban, M.Peimbert*, *Astron. Astrophys.*, **349**, 276, 1999.
4. *E.P.Hubble*, *Astrophys. J.*, **62**, 409, 1925.
5. *P.Hodge, M.G.Lee, R.C.Kennicutt*, *Publ. Astron. Soc. Pacif.*, **100**, 917, 1988.
6. *P.Hodge, M.G.Lee, R.C.Kennicutt*, *Publ. Astron. Soc. Pacif.*, **101**, 32, 1989.
7. *A.Tomita, K.Ohta, M.Saito*, *PASJ*, **45**, 693, 1993.
8. *C.R.O'Dell, P.W.Hodge, R.C.Kennicutt*, *Publ. Astron. Soc. Pacif.*, **111**, 1382, 1999.
9. *B.E.J.Pagel, M.G.Edmunds, G.Smith*, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **193**, 219, 1980.
10. *M.Peimbert, H.Spinrad*, *Astron. Astrophys.*, **7**, 311, 1970.
11. *H.E.Smith*, *Astrophys. J.*, **199**, 591, 1975.
12. *J.Lequeux, M.Peimbert, J.F.Rayo et al.*, *Astron. Astrophys.*, **80**, 155, 1979.
13. *H.O.Castañeda, H.E.Caicedo-Ortiz, J.P.Oregon*, In *Revista Mexicana de Astronomia y Astrofísica Conference Series*, **44**, 16, 2014.
14. *J.P.Oregon, H.E.Caicedo-Ortiz, H.O.Castañeda, A.M.Hidalgo-Gómez*, *Journal de Ciencia e Ingeniería*, **6(1)**, 16, 2014.
15. *H.E.Caicedo-Ortiz, E.Santiago-Cortes, J.López-Bonilla, H.O.Castañeda*, In *Journal of Physics: Conference Series*, **582**, 012049. IOP Publishing, 2015.
16. *H.E.Caicedo-Ortiz, H.O.Castañeda, E.Santiago-Cortes*, *Revista Brasileira de Ensino de Física*, **39(3)**, 2017.
17. *A.Peimbert, M.Peimbert, M.T.Ruiz*, *Astrophys. J.*, **634**, 1056, 2005.
18. *A.M.Hidalgo-Gomez, K.Olofsson, J.Masegosa*, *Astron. Astrophys.*, **367**, 388, 2001.
19. *H.O.Castañeda, J.M.Vilchez, M.V.F.Copetti*, *Astron. Astrophys.*, **260**, 370, 1992.

20. *A.K.Cline, R.L.Renka, J. Math.*, **14**, 119, 1984.
21. *J.Collier, P.Hodge, Astrophys. J. Suppl. Ser.*, **92**, 119, 1994.
22. *B.Zuckerman, Astrophys. J.*, **183**, 863, 1973.
23. *B.Balick, R.H.Gammon, R.M.Hjellming, Publ. Astron. Soc. Pacif.*, **86**, 616, 1974.
24. *C.G.Hoopes, R.A.M.Walterbos, Astrophys. J.*, **586**, 902, 2003.
25. *S.Lee, S.Pak, S.-G.Lee et al., Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **361**, 1273, 2005.
26. *C.D.Wilson, Astrophys. J.*, **434**, L11, 1994.
27. *F.P.Israel, Astron. Astrophys.*, **317**, 65, 1997.
28. *F.P.Israel, F.Baas, R.J.Rudy et al., Astron. Astrophys.*, **397**, 87, 2003.
29. *S. de Rijcke, P.Buyle, J.Cannon et al., Astron. Astrophys.*, **454**, L111, 2006.
30. *S.T.Gottesman, L.Weliachew, Astron. Astrophys.*, **61**, 523, 1977.
31. *M.Saito, M.Sasaki, K.Ohta et al., PASJ*, **44**, 593, 1992.
32. *C.Esteban, F.Bresolin, M.Peimbert, Astrophys. J.*, **700**, 654, 2009.



## ИЗМЕРЕНИЕ ПОЛИТРОПНОГО ИНДЕКСА ВО ВРЕМЯ СОЛНЕЧНОГО КОРОНАЛЬНОГО ДОЖДЯ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ДИАГРАММЫ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ЭЛЕКТРОННОЙ ПЛОТНОСТИ В ЗАВИСИМОСТИ ОТ ЭЛЕКТРОННОЙ ТЕМПЕРАТУРЫ

З.М.ВАШАЛОМИДЗЕ<sup>1</sup>, Т.В.ЗАКАРАШВИЛИ<sup>1,2,3</sup>, В.Д.КУХИАНИДЗЕ<sup>1</sup>

Поступила 23 сентября 2018

Принята к печати 12 декабря 2018

Для оценки зависимости плотности электронов и температуры до и после события коронального дождя во время активного Солнца на период времени с 20:10 UT 6 октября по 02:10 UT 7 октября 2011г., использовался метод анализа меры дифференциальной эмиссии (DEM). Наблюдательные данные получены из SDO/AIA в шести различных спектральных линиях экстремального ультрафиолетового диапазона (EUV). В данном интервале времени было проанализировано 240 различных корональных петель, также была определена средняя плотность и температура электронов. Использовались фильтры 171 Å (Fe IX) и 193 Å (Fe XII). Отношение между плотностью и температурой позволило оценить политропный индекс в солнечной короне до и после коронального дождя. Политропный индекс после окончания коронального дождя оценивался как  $\gamma = 1.3 \pm 0.06$ , что указывает на обычные термодинамические свойства корональной плазмы в основном состоянии. Однако политропный индекс в момент начала коронального дождя оценивался как  $\gamma = 2.1 \pm 0.11$ , что указывает на неустойчивый термодинамический процесс, т.е. на термическую неустойчивость. Предполагается, что корональный дождь образуется вследствие неустойчивого процесса, в то время как после дождя корональная плазма возвращается в свое стабильное состояние.

Ключевые слова: *корональный дождь; солнечная корона; солнечная атмосфера*

1. *Введение.* Корональный дождь состоит из холодных плотных плазменных капель, падающих вдоль солнечных корональных петель в направлении их опорных точек. Капли быстро формируются в корональных петлях вследствие тепловой неустойчивости посредством экстремально-быстрого охлаждения, при котором радиационные потери превосходят теплоотдачу [1-7]. Murawski et al. [8] предположили, что корональный дождь может образовываться из-за энтропийных мод в нулевых точках во время нановспышек, происходящих в короне. Энтропийный режим характеризуется усилением локальной плотности и уменьшением температуры. Оттоки пересоединения уносят холодные капли из нулевых точек, формируя корональный дождь.

При аналитическом исследовании солнечной короны политропный индекс или отношение удельных теплоемкостей является ключевым параметром в

теплофизике и термодинамике. Когда теплообмен не происходит между петлями и окружающей средой, тогда политропный индекс преобразуется в адиабатический индекс. Для квазиадиабатических процессов величина политропного индекса находится в диапазоне  $\gamma \in [1; 5/3]$ . Однако во время термической нестабильности или связанных процессов, величина политропного индекса может превышать  $\gamma = 5/3$ . Первая оценка адиабатического индекса в солнечной короне была сделана Van Doorslaere et al. [9] с использованием данных EIS/Hinode. Используя зависящий от времени спектроскопический метод, они обнаружили медленные магнитоакустические колебания в электронной плотности. Известное соотношение между изменением температуры и плотности позволило оценить адиабатический индекс.

Для изучения формирования и тепловой эволюции системы корональных петель, в данной работе используется метод меры дифференциального излучения (DEM).

Первый метод DEM для исследования солнечной корональной плазмы был разработан Флудрой и Сильвестром [10]. Несколько лет спустя Brosius et al. [11] скорректировали метод итерационной аппроксимации кубическими сплайн-функциями. Время от времени использовались другие методы, такие как: метод Монте-Карло с применением цепей Маркова [12], аппроксимация одногауссовскими [13-22] и многогауссовскими функциями [14]. Автоматизированная прямая аппроксимация одногауссовского распределения DEM с автоматическим кодом обнаружения петли с большой статистикой и термическим анализом корональных петель была разработана в [22]. Мы использовали доступный в SSW (SolarSoftWare) код DEM, предложенный в [22]. Этот автоматизированный анализ данных был разработан для восстановления электронных температур, электронных плотностей и некоторых геометрических параметров корональных петель из наблюдаемого движения плазм в шести EUV-каналах солнечной динамической обсерватории (SDO).

**2. Наблюдение и анализ данных.** Исследуемый корональный дождь наблюдался SDO/AIA 6 октября 2011г. на восточной окраине Солнца вблизи активного региона AR 11312 в течение 6 часов между 20:10 UT 6 октября и 02:10 UT 7 октября 2011г. Мы использовали шесть экстремально ультрафиолетовых узкополосных фильтров: 171 Å, 193 Å, 211 Å, 94 Å, 335 Å и 131 Å с 1".6 эффективным пространственным разрешением [23]. Эти линии соответствуют корональной температуре от  $10^{5.8}$  K до  $10^{7.2}$  K. Спутниковые данные загружались стандартным пакетом SSW и анализировались с помощью автоматизированных инструментов анализа AIA, который включает в себя определение распределений DEM, температуры и излучения [22].

Формирование коронального дождя связано с быстрым охлаждением

корональных петель [24]. Карты излучения и температуры производятся по DEM-коду [14]. Карты активной области взяты 6 октября 2011г. в 20:10 UT (верхняя левая панель на рис.1). Корональные петли хорошо видны на логарифмических картах излучения в момент времени 20:10 UT (указанные белой стрелкой), но в конце коронального дождя (на нижней левой панели) к моменту времени 02:10 UT они постепенно тускнеют. Температурные карты, полученные по шести длинам волн AIA, покрывающих диапазон температур  $\log(T) = 5.8 - 7.2$  К, со шкалой температур, показанной как вертикальная полоса, показывают более высокую температуру на вершине

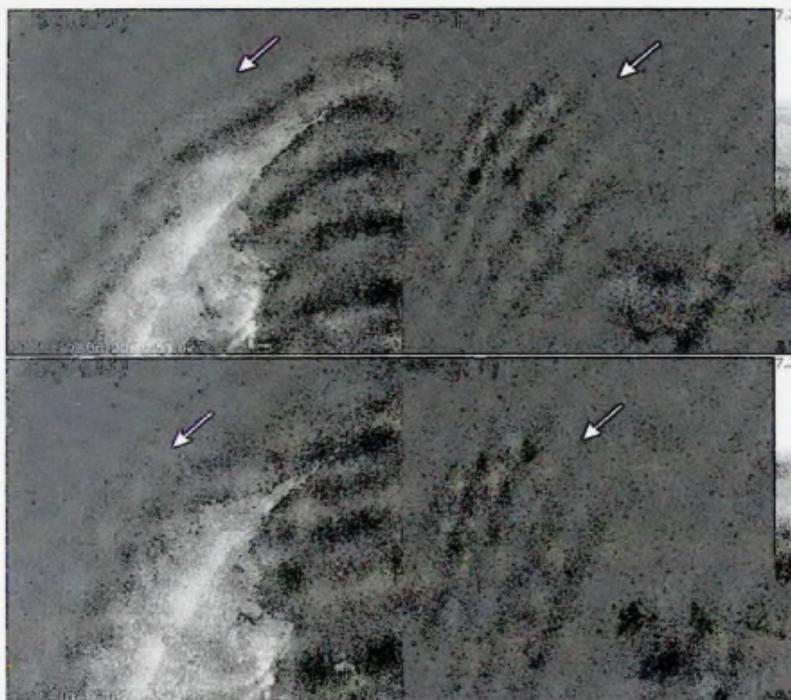


Рис.1. Карты температуры и излучения в начале и в конце коронального дождя. Карты мер эмиссии показаны на верхней и нижней панелях слева, на правой верхней и нижней панелях показаны карты температуры. В начале коронального дождя на эмиссионной карте на правой верхней панели показана (белая стрелка верхняя левая панель) высокая температура на вершине петли. В конце коронального дождя на эмиссионных картах петли почти исчезли (левая нижняя панель), но температура к концу события по-прежнему остается высокой (нижняя правая панель).

корональной петли (рис.1 правая верхняя панель). В конце коронального дождя температура по-прежнему высокая  $\log(T) \approx 6.2 - 6.4$  К (рис.1, нижняя правая панель).

Программа измерения температуры и измерения излучений выполняет аппроксимацию одногауссовских распределений DEM, определяет максимальную эмиссию, максимальную температуру и температуру для каждого пикселя [22]. Общее распределение DEM для активного региона AR 11312 показывает основной пик при температуре  $\log(T) \approx 6.2$  К.

3. *Автоматическое определение корональной петли и температурный анализ.* Корональный дождь связан с индивидуальной структурой корональной петли, поэтому после обработки активной области AR 11312 мы проанализировали отдельные корональные петли. Для автоматического обнаружения и анализа корональных петель мы использовали ориентированный коронный криволинейный цикл (OCCULT) код [11-12]. Код включает автоматическое обнаружение, извлечение и отслеживание линейных функций кривой, которые настроены на изображения Solar EUV и SXR [22]. В начале коронального дождя OCCULT автоматически обнаружил 240 петлеобразных объектов. Большинство петель появлялись в линиях 171 Å (Fe IX), 193 Å (Fe XII) и 211 Å (Fe XIV). Однако в течение последующих четырех часов количество петель значительно уменьшилось, очевидно, этот факт связан с уменьшением температуры корональных петель. Применяя код DEM, невозможно проследить потерянные (охлажденные) петли, если бы они появлялись на длине волны 304 Å, которая соответствует более низкой температуре.

Мы использовали следующие параметры управления: минимальный радиус кривизны петель  $r_{min} = 30$  пикселей, типичная полуширина петли  $\omega = 4$  пикселей,  $n_{sig} = 1.0$  пороговый уровень в стандартных отклонениях потока, минимальный коэффициент заполнения структуры трассировки  $g_{min} = 0.35$ . Структуры трассировки комбинированного цикла на всех шести длинах волн показаны на рис.2.

Код OCCULT с автоматизированным методом установки DEM дает нам автоматически определяемые меры излучения и температуры сегментов корональной петли [19,20,22]. Анализ выполнялся для 240 автоматически обнаруженных корональных петель, которые были разбиты на 1355 подсегментов. Пример показан на длине волны AIA 171 Å (Fe IX). На рис.3 показан автоматически обнаруженный цикл с профилями поперечного сечения потока вдоль корональной петли (верхняя левая панель рис.3) и одногауссовскими параметрами аппроксимации DEM. Этот цикл включает в себя: электронную температуру вдоль корональной петли и гауссовую температурную ширину, обозначенную как полосы (интервалы) ошибок значений температуры,



Рис.2. Корональные петли, автоматически определяемые кодом OCCULT в шести длинах волн. Разные оттенки представляют разные каналы EUV (длины волны указаны в верхней части изображения).

плотности электронов вдоль петли, ширину петли и оценку аппроксимации (рис.3, справа от средней до нижней панели). Как было указано ранее, петля лучше всего видна в фильтре 171 Å (Fe IX) [22].

Автоматизированный набор DEM в 240 прослеживаемых сегментах корональной петли в начале и конце коронального дождя показан на рис.4, 5. Статистика показывает пиковую температуру петли на  $\log(T) = 6.3 - 6.6$  K (средние левые панели), плотность электронов в ней составляет около  $\log(n_e) = 9.13 \pm 0.42$  см<sup>-3</sup> (средняя правая панель); гауссова ширина распределения температуры DEM составляет  $\sigma_T = 0.26 \pm 0.21$  (нижняя левая панель), а распределение ширины петли достигает  $\omega = 3.2 \pm 1.7$  Мм. Измеренное излучение в зависимости от температуры подчиняется закону масштабирования Rosner, Tucker и Vaiana (RTV) [25], который устанавливает связь между максимальной температурой, давлением и длиной петли (диагональная полоса показывает предсказанный закон масштабирования RTV для корональных петель с длиной между 10-108 Мм и 4, и 5, верхняя левая панель).

Давление газа  $p$  определяется из закона идеального газа:

$$p = n_e k_B T, \quad (1)$$

AIA20111006\_2010 - Loop#171/18

171 Å

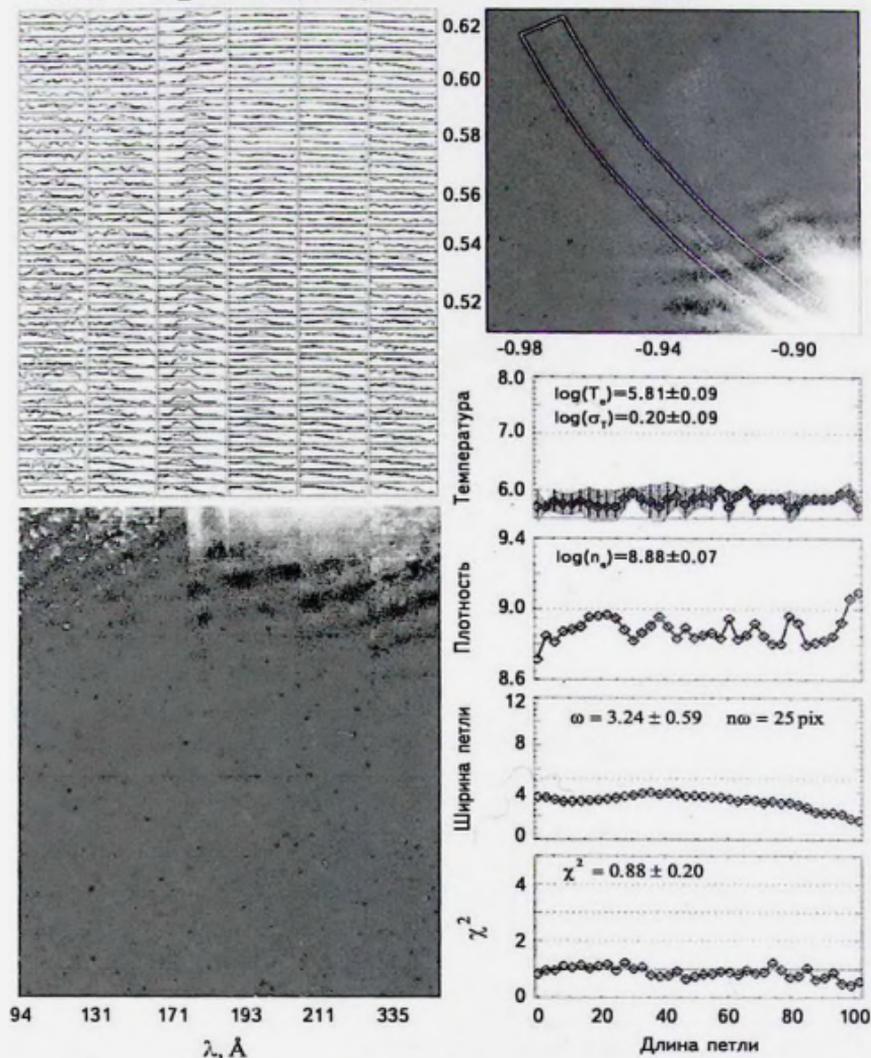


Рис.3. Верхняя правая панель: частичное изображение автоматически обнаруженного контура в 171 Å фильтре. Верхняя левая панель: профили потока поперечного сечения. Нижняя левая панель: сегменты петли выреза на разных длинах волн. Четыре нижних левых панели (сверху вниз): наилучшие значения пиковой температуры DEM, плотности электронов, ширины петли и оценки  $\chi^2$  приближения.

где  $k_B$  - постоянная Больцмана,  $n_e$  - плотность числа электронов, а  $T$  - температура. Политропные процессы описываются уравнением:

$$p^{1-\gamma} T^\gamma = \text{const}, \quad (2)$$

где  $\gamma$  - отношение удельных теплоемкостей и величина которой обычно

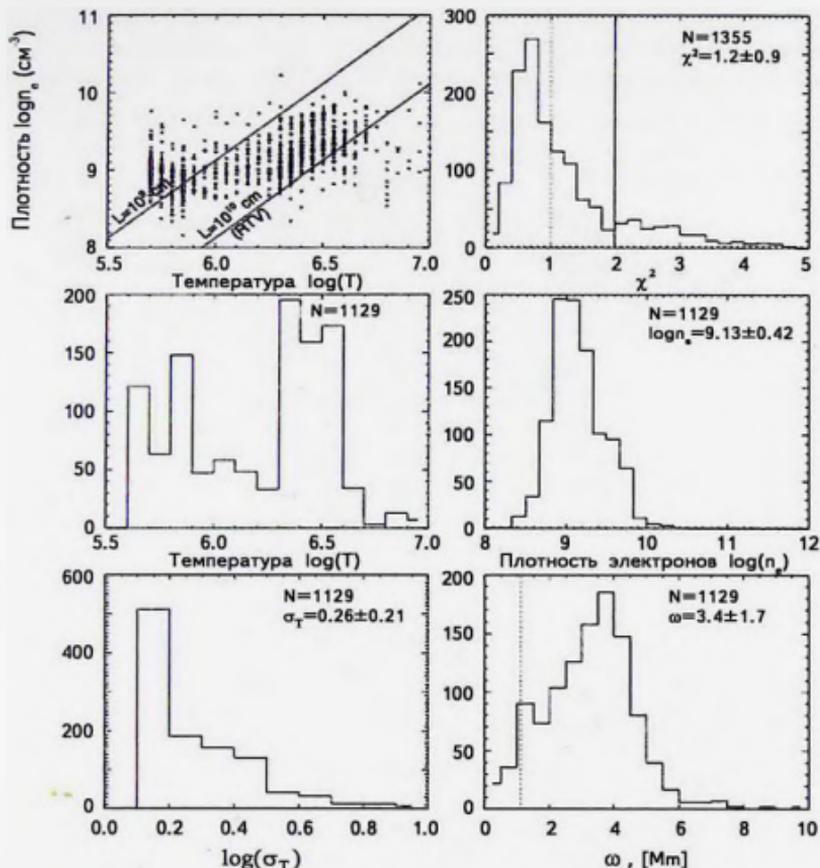


Рис.4. Статистика автоматизированного набора DEM в 240 прослеживаемых корональных петлях, разбитых на 1355 подсегментов в начале коронального дождя. В верхнем левом углу: плотность электронов относительно электронной температуры с законом скейлинга, Rosner et al. [25]. Средний ряд слева: распределение температур корональной петли. Внизу слева: распределение ширины гауссовой температуры. Вверху справа: распределение оценки  $\chi^2$  одногауссовых аппроксимаций. Средний справа: распределение плотности электронов. Внизу справа: распределение ширины шлейфа.

лежит в диапазоне  $\gamma \in [1; 5/3]$ . Из уравнений (1)-(2) можно получить теоретическое соотношение между численностью электронов и температурой в политронных процессах:

$$(\gamma - 1)\log(n) = \log(T) - \log \frac{\text{const}}{k^{1-\gamma}} \quad (3)$$

С другой стороны, статистические значения меры излучения и температуры во многих корональных петлях позволяют построить зависимость между плотностями электронов и температурой. На рис.6 показана зависимость

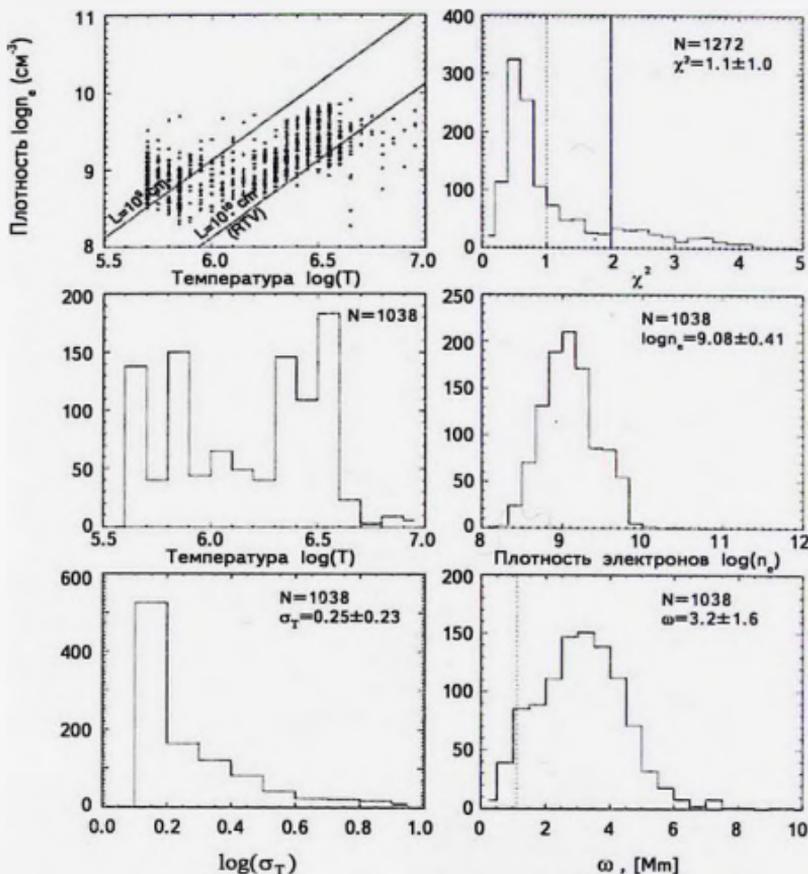


Рис.5. То же, что и на рис.4, но для окончания коронального дождя.

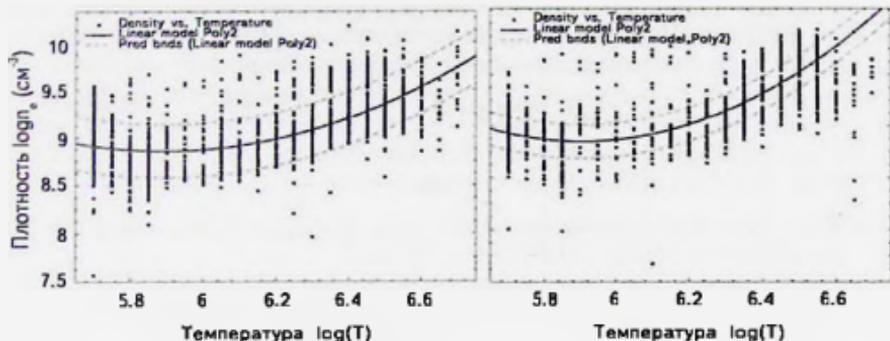


Рис.6. Плотность электронов относительно электронной температуры в начале коронального дождя с полиномиальной аппроксимацией (сплошная кривая, левая панель) и 95%-ным уровнем достоверности (пунктирные кривые, левая панель). Правая панель рисунка представляет собой плотность электронов относительно электронной температуры в конце коронального дождя с полиномиальным фитингом (сплошная кривая правой панели) и 95%-ными уровнями достоверности (штриховые кривые правой панели).

плотности электронов от электронной температуры и соответствующий фитинг полиномом второй степени в начале и конце коронального дождя. В конце коронального дождя адиабатический индекс оценивается как  $\gamma = 1.3 \pm 0.06$ , как и ожидалось, между изотермическими ( $\gamma = 1$ ) и адиабатическими ( $\gamma = 5/3 = 1.66$ ) процессами. Кроме этого, в начале коронального дождя адиабатический индекс оценивается как  $\gamma = 2.1 \pm 0.11$ , что означает, что процесс не квазиадиабатичен при начале формирования коронального дождя. Более высокое значение  $\gamma$ , вероятно, указывает на существование экстремального охлаждения.

**4. Выводы.** Мы проанализировали измерение температуры и эмиссии в солнечной короне вблизи активной области с автоматическим кодом AIA/SDO DEM [22]. 240 корональных петель были автоматически обнаружены и проанализированы с использованием кода DEM в шести каналах EUV во время коронального дождя, происшедшего с момента времени 20:10 UT 6 октября по 02:10 UT 7 октября 2011г. Автоматически определяемая средняя температура контура, температурная ширина, плотность электронов и ширина петли показывают значения  $\log(T) = 6.3 - 6.6$  K,  $\sigma_T = 0.26 \pm 0.21$ ,  $\log(n_e) = 9.13 \pm 0.42$  cm<sup>-3</sup> и  $\omega = 3.2 \pm 1.7$  Мм, соответственно. Контурный график распределения плотности электронов по сравнению с электронным распределением автоматически обнаруженных сегментов корональной петли позволяет оценить адиабатический индекс в начале и в конце протекания коронального дождя.

Мы получаем  $\gamma = 1.3 \pm 0.06$  в конце коронального дождя, т.е. 02:10 UT 7 октября. Это число находится между изотермическими и адиабатическими значениями и, следовательно, может соответствовать устойчивой корональной плазме. В начале дождя (20:10 UT от 6 октября) индекс был оценен как  $\gamma = 2.1 \pm 0.11$ , что означает некоторую тепловую нестабильность, по всей видимости, связанную с экстремально-быстрым охлаждением, которое запускает механизм образования коронального дождя.

Работа была поддержана Национальным научным фондом им. Шота Руставели (SRNSF) [PhDF2016\_147] и грантом 217146.

<sup>1</sup> Абастуманская астрофизическая обсерватория им. Е.К.Харадзе, Государственный университет им. Ильи, Тбилиси, Грузия, e-mail: zurab.vashalomidze.1@iliauni.edu.ge teimuraz.zaqarashvili@uni-graz.at vaso@iliauni.edu.ge

<sup>2</sup> Space Research Institute, Austrian Academy of Sciences, Schmiedstrasse 6, 8042 Graz, Austria

<sup>3</sup> IGAM-Kanzelhoehe Observatory, Institute of Physics, University of Graz, Universitätsplatz 5, 8010 Graz, Austria

## MEASUREMENT OF THE POLYTROPIC INDEX DURING THE SOLAR CORONAL RAIN USING THE ELECTRON DENSITY DISTRIBUTION DIAGRAM AS A FUNCTION OF THE ELECTRON TEMPERATURE

Z.M.VASHALOMIDZE<sup>1</sup>, T.V.ZAQARASHVILI<sup>1,2,3</sup>, V.D.KUKHIANIDZE<sup>1</sup>

We use differential emission measure (DEM) analysis tool to estimate electron density and temperature relation before and after of coronal rain event in the solar active during 20:10 UT October 6 and 02:10 UT October 7, 2011. Observational data are obtained from SDO/AIA in six different EUV spectral lines. We analysed 240 different coronal loops during this time and determined mean electron number density and temperature using 171 Å (Fe IX) and 193 Å (Fe XII) filters. Estimated relationship between density and temperature allowed us to estimate the polytropic index in the solar corona before and after coronal rain events. The polytropic index after the end of coronal rain was estimated as  $\gamma = 1.3 \pm 0.06$ , which shows usual thermodynamic properties of study-state coronal plasma. However, the polytropic index at the start time of coronal rain was estimated as  $\gamma = 2.1 \pm 0.11$ , which

indicates to unstable thermodynamic process i.g. thermal instability. Therefore, we suggest that the coronal rain is formed due to the unstable process and the coronal plasma returns to the stable state after the coronal rain.

Keywords: *Coronal Rain: Solar Corona: Solar Atmosphere*

## ЛИТЕРАТУРА

1. *S.K.Antiochos, P.J.MacNeice, D.S.Spicer et al.*, *Astrophys. J.*, **512**, 985, 1999.
2. *P.Antolin, K.Shibata, G.Vissers*, *Astrophys. J.*, **716**, 154, 2010, *P.Antolin, E.Verwichte*, *Astrophys. J.*, **736**, 121, 2011.
3. *P.Antolin, L.Roupe van der Voort*, *Astrophys. J.*, **745**, 152, 2012.
4. *P.Antolin, G.Vissers, L.Roupe van der Voort*, *Sol. Phys.*, **280**, 457, 2012.
5. *G.B.Field*, *Astrophys. J.*, **142**, 531, 1965.
6. *E.N.Parker*, *Astrophys. J.*, **117**, 431, 1953.
7. *C.J.Schrijver*, *Solar Phys.*, **198**, 325, 2001.
8. *K.Murawski, T.V.Zaqarashvili, V.M.Nakariakov*, *Astron. Astrophys.*, **533**, A18, 5, 2011.
9. *T. Van Doorselaere, N.Wardle, G. Del Zanna et al.*, *ApJL*, 727:L32 (4pp), 2011.
10. *A.Fludra, J.Sylwester*, *Solar Phys.*, **105**, 323, 1986.
11. *J.W.Brosius, J.M.Davila, R.J.Thomas et al.*, *Astrophys. J. Suppl.*, **106**, 143, 1996.
12. *V.Kashyap, J.J.Drake*, *Astrophys. J.*, **503**, 450, 1998.
13. *M.J.Aschwanden, L.W.Acton*, *Astrophys. J.*, **550**, 475, 2001.
14. *M.J.Aschwanden, P.Boerner*, *Astrophys. J.*, **732**, 81, 2011.
15. *M.J.Aschwanden, P.Boerner, C.J.Schrijver et al.*, *Solar Phys.*, 283:5-30, 2013.
16. *M.J.Aschwanden, R.W.Nightingale*, Elementary loop structures in the solar corona analyzed 387 from TRACE triple-filter images. *Astrophys. J.*, **633**, 499-517, 2005.
17. *M.J.Aschwanden, C.J.Schrijver*, *Astrophys. J. Suppl.*, **142**, 269, 2002.
18. *M.J.Aschwanden*, *Physics of the Solar Corona* (Praxis/Springer, Chichester/New York), 2004.
19. *M.J.Aschwanden*, *Sol. Phys.*, **262**, 235, 2010a.
20. *M.J.Aschwanden*, *Sol. Phys.*, **262**, 399, 2010b.
21. *M.J.Aschwanden*, *Sol. Phys.*, **262**, 399, 2010.
22. *M.J.Aschwanden*, *Sol. Phys.*, 283:5-30 DOI 10.1007/s11207-011-9876-5, 2013.
23. *J.R.Lemen, A.M.Title, D.J.Akin et al.*, *Sol. Phys.*, **275**, 17, 2012.
24. *Z.Vashalomidze, V.Kukhianidze, T.V.Zaqarashvili et al.*, *Astron. Astrophys.*, **577**, id. A136, 2015.
25. *R.Rosner, W.H.Tucker, G.S.Vaiana*, *Astrophys. J.*, **220**, 643, 1978.



## ДИФFUЗНЫЕ МЕЖЗВЕЗДНЫЕ ПОЛОСЫ КАК ПОГЛОЩЕНИЕ ЗАМОРОЖЕННЫМ ОРИЕНТИРОВАННЫМ ГАЗОМ

И.А.СИМОНИЯ

Поступила 12 сентября 2018

Принята к печати 12 декабря 2018

Рассматривается природа межзвездных полос поглощения. Предложен новый механизм их образования, в частности, резонансного поглощения люминесценции замороженной органики зернами идентичного химического состава. Рассматривается возможное явление межзвездного квазилинейчатого поглощения. Предложена концептуальная схема органического светофильтра. На основе предложенной теории идентифицирован ряд полос поглощения, приводятся результаты сравнительного анализа.

**Ключевые слова:** *межзвездное поглощение; замороженные углеводороды; ориентированный газ; люминесценция*

1. *Введение.* Проблема диффузных межзвездных полос (ДМП) остается неразрешенной в течение более чем 80 лет. В спектрах звезд различных спектральных типов, туманностей разных классов и стадиях эволюции, галактик, находящихся на различных удалениях, наблюдаются серии диффузных линий и полос поглощения неизвестной природы [1-4]. Указанные диффузные полосы поглощения с различными эквивалентными ширинами не поддаются стандартным методам идентификации. По-видимому, эти полосы не принадлежат к стандартным субстантам поглощения. Последние декады были посвящены открытиям и попыткам идентификации более 500 ДМП [5,6]. Успех в этом направлении был достигнут лишь частично и исследования ДМП продолжаются. Для выявления физических свойств и точного химического состава источников ДМП развивались различные методы. Рассматривались, в частности, полициклические ароматические углеводороды (ПАУ) в качестве источников ДМП [7-9]. Учитывая структурную сложность молекул ПАУ и их распространенность во Вселенной, можно предположить, что полициклические ароматические углеводороды являются наиболее реальными кандидатами источников ДМП. В настоящее время продолжают рассматриваться как молекулярные, так и пылевые кандидаты источников ДМП. С учетом вышесказанного, здесь будет предложена новая гипотеза, объясняющая природу источников ДМП, включая некоторые их физические свойства и химический состав.

2. *Замороженные углеводородные частицы галактического пространства.* Комплексные молекулярные образования и пылевые частицы, содержащие ПАУ, демонстрируют характерные абсорбции в соответствующих областях спектра. Во многих случаях можно обнаружить определенное сходство или корреляцию со спектральными характеристиками ДМП, включая положения конкретных абсорбций и особенности их профилей. Вместе с тем, все еще не удалось достичь согласия в понимании природы особенностей источников ДМП. Определенные данные свидетельствуют в пользу молекулярных источников ДМП, а другие - указывают на пылевую природу этих межзвездных абсорбций. Эта противоречивая ситуация может рассматриваться как основное препятствие на пути к истине. Проблема ДМП может быть обусловлена непониманием структурных особенностей источников этих абсорбций, а не сложностью их химико-минералогического состава. Очевидно, что направление исследований, методы изучения ДМП должны быть расширены. Результаты исследований ПАУ, проведенных в прошлые декады, могут оказаться существенными в процессе формирования новых концептуальных представлений и во время сравнительного анализа лабораторных данных с результатами спектроскопических наблюдений соответствующих астрофизических объектов.

Учитывая вышеупомянутые аргументы, нами предлагается новая теоретическая модель источников ДМП и приводятся первичные результаты нашего сравнительного анализа.

Принимая во внимание распространенность ароматических и алифатических углеводородов во Вселенной, представляется уместным рассматривать источники ДМП как некоторое объединение или общность этих химических соединений. Предполагаем, что двухкомпонентная смесь будет отвечать всем спектральным характеристикам, особенностям, определяемым наблюдательными данными. Наиболее вероятной формой такого рода смеси может быть поликристаллическая структура с компонентами вещество "хозяин" - вещество "гость". Относительная упругость и определенная изменчивость ДМП (от объекта к объекту) дает основание рассматривать поликристаллическую смесь в виде матриц *n*-алканов (вещество "хозяин") и ароматических молекул (вещество "гость"). Такого рода поликристаллические смеси называются матрицами Шпольского. В работах [10-12] были описаны основные физические свойства и химические особенности замороженных поликристаллических смесей - полициклических ароматических углеводородов, растворенных в *n*-алканах. В них указывалось, что: а) твердые растворы полициклических ароматических углеводородов и *n*-алканов (от пентана до гексана) при  $T \leq 77.3$  К, которые характеризуются спектрами фотолуминесценции в виде серий узких эмиссионных линий. Замороженные *n*-алканы - матрицы фиксируют в собственной структуре ароматические молекулы - источники люминесценции. Ароматические молекулы в *n*-алканах

могут рассматриваться как замороженный разреженный "ориентированный газ". Замораживание *n*-алканов в виде кристаллической массы (микрорекристаллов) является условием формирования дискретных спектров люминесценции; б) замороженные смеси полициклических ароматических углеводородов и *n*-алканов в виде снегоподобных микрорекристаллов имеют характерные спектры люминесценции и поглощения в форме серии узких линий; в) спектры люминесценции сложных кристаллических органических веществ имеют в определенных случаях аномальный характер в форме широких безструктурных полос. Такие спектры обычно относят к димерам.

Приведенные в пунктах а, б, в, результаты могут стимулировать понимание природы источников ДМП. В [13] матрицы Шпольского уже рассматривались в пределах проблемы ДМП, но для анализа возможных порфирино-подобных структур межзвездной пыли. В [14-16] была развита модель замороженных углеводородных частиц (ЗУЧ) в виде ледяных микрозерен, состоящих из полициклических ароматических углеводородов, растворенных в *n*-алканах. Такие ЗУЧ - зерна представляют собой поликристаллическую смесь - типичную матрицу Шпольского (ароматические кольца, фиксированные в алифатических цепочках). Каждая ЗУЧ характеризуется соответствующим размером, формой, массой и цветом. В поле ультрафиолетового излучения ЗУЧ люминесцируют в виде серии узких эмиссий, расположенных в диапазоне 4000-8000 Å. Для ультрафиолетового излучения *n*-алканы прозрачны и следовательно, люминогенами являются ароматические углеводороды. На основе модели ЗУЧ в [14] была объяснена природа некоторых неизвестных эмиссий туманностей.

### 2.1. Замороженные углеводородные частицы - новый подход.

Мы представляем здесь следующее новое предположение. Замороженные углеводородные частицы нано- и микро размеров, состоящие из ароматических молекул, фиксированных в *n*-алканах, повсеместно распространены в галактическом пространстве, поглощая электромагнитное излучение от звезд и других объектов в соответствующих диапазонах спектра. При этом каждая ЗУЧ может состоять из сотен молекул (несколько ароматических молекул, встроенных в *n*-алканы). В экстремальных случаях (очень холодная и разреженная среда  $T < 50$  K) ЗУЧ могут представлять собой в большей степени сгущенные нано ядра, чем объемные твердые ледяные зерна. Принимая во внимание замещающий и молекулярно-дисперсный характер матриц Шпольского [17], мы предполагаем, что замороженные углеводородные частицы галактического пространства могут иметь следующие две главные формы: 1) молекулярно-дисперсная форма; 2) замещающая форма. Первая форма ледяных частиц представляет собой ароматические молекулы, фиксированные в целых алкановых матрицах. Вторая форма ледяных частиц представляет собой ароматические

молекулы (углеводородные кольца), встроенные или замещенные в алифатические цепи. В галактическом пространстве могут быть распространены обе формы ЗУЧ.

Учитывая распространенность ПАУ во Вселенной, можно предположить, что ЗУЧ, будучи химически схожими и несколько различными по физическим свойствам, могут присутствовать как в малых телах солнечной системы, так и в межзвездной среде. При этом кометные ЗУЧ могут быть химически сложнее и массивнее, а ЗУЧ межзвездной среды меньше в размерах и структурно проще. Несмотря на физические различия, ЗУЧ различных областей галактики могут иметь весьма схожий химический состав. Обе формы ЗУЧ - молекулярно дисперсная и замещающая будут подвергаться действию внешних сил и различным взаимодействиям в галактическом пространстве. Гравитация и лучевое давление, продуцированные звездами, будут влиять на положение ЗУЧ в околозвездном пространстве. Эти внешние факторы могут привести к определенным нерегулярностям в распределении ЗУЧ в галактике. Вероятно, что околозвездные пространства могут быть богатыми относительно теплыми и плотными облаками или оболочками ЗУЧ. Вместе с тем, межзвездная среда может характеризоваться наличием более холодных и разреженных комплексов ЗУЧ. Околозвездные ЗУЧ характеризуются температурой 15-20 К, а межзвездные ЗУЧ - температурой менее 10 К. Пространственное распределение ЗУЧ будет косвенно зависеть от процессов формирования замороженных частиц, включая процессы конденсации, стыковки составных компонентов сгущения. Облака ЗУЧ со структурой индивидуальных ледяных частиц в виде матриц Шпольского могут формироваться в результате следующих процессов: а) охлаждения околозвездной материи, содержащей ароматические и алифатические молекулы; б) объединения ароматических и алифатических молекул в результате действия электрических сил; в) роста размеров органических частиц в результате сгущения. Потоки истекающей звездной материи могут быть различными по составу, пространственной форме и плотности. В целом, процесс истечения является постоянным или переменным во времени. Звезды и околозвездные пространства можно рассматривать как своего рода "фабрики" ЗУЧ. Звезды можно рассматривать как генераторы материи, а околозвездную среду - как охладители истекающего вещества.

Образование диффузных межзвездных полос целесообразно рассматривать в пределах следующей физической системы: звезда - зона активного вещества - промежуточная зона - земной наблюдатель. Формирование ДМП является результатом пространственных физических явлений в околозвездной и межзвездной средах. Регистрируемость ДМП является функцией наблюдаемости соответствующих звездных объектов, при этом наблюдаемость во многом

будет зависеть от магнитуды звезд, плотности пылевой (ледяной) материи в околозвездном пространстве и других факторов. В данной физической системе звезда рассматривается как источник молекулярной материи, включая углеводороды. При этом зона активного вещества представляет собой тот пространственный участок околозвездной среды, в котором происходит конденсация, коагуляция газовых молекул в твердые нано- и микро частицы ЗУЧ. В этой зоне происходит объединение, стыковка ароматических и алифатических углеводородов в аналоги матриц Шпольского с последующим сгущением и уплотнением. Затем следует промежуточная зона, характеризующаяся наличием облаков ЗУЧ в условиях весьма низких температур. Облака холодных ЗУЧ разрежены - пространственная концентрация ледяных частиц весьма мала. Промежуточная зона собственно и является межзвездной средой. Еще одним элементом данной системы является приемное устройство земного базирования (спектрограф + ССД) - фиксатор сложных пространственных процессов. Четыре элемента этой системы расположены вдоль одной прямой - на луче зрения. Относительно горячая околозвездная материя в виде молекулярных комплексов и одиночных молекул, окружающая центр системы, может продуцироваться самой центральной звездой. На большем удалении, с понижением температуры среды, эта молекулярная материя сгущается в замороженные частицы различных форм, размеров и химического состава. Процессы, происходящие при взаимодействии излучения с веществом в околозвездном пространстве и межзвездной среде, фиксируются земным наблюдателем в виде конкретных спектральных или фотометрических особенностей. Основными процессами, определяющими возникновение ДМП, могут быть процессы люминесценции и поглощения сложными органическими молекулами. В частности, ультрафиолетовое излучение от центральной звезды возбуждает люминесценцию околозвездных молекулярных комплексов, в том числе люминесценцию ПАУ или относительно теплых ЗУЧ. Люминесцентные эмиссии ПАУ и их комплексов будут характеризоваться соответствующими спектральными свойствами - положением эмиссии, эквивалентными ширинами и профилями. При этом, спектры люминесценции этих молекулярных комплексов будут представлять собой серии относительно узких эмиссионных линий и полос в диапазоне 4000-8000 Å. Такие эмиссии могут располагаться также в УФ диапазоне в пределах 3600-3900 Å и в ИК диапазоне в пределах 1-30 мкм. Холодные ЗУЧ нано- и микро размеров, располагающиеся в промежуточной зоне (в межзвездной среде между звездой и наблюдателем), обладающей аналогичным или схожим химическим составом с люминесцирующими околозвездными органическими молекулярными комплексами, будут поглощать люминесцентное излучение этих околозвездных молекулярных комплексов. При этом поглощение может иметь резонансный характер, т.е.

ЗУЧ межзвездной среды будут поглощать на длинах волн люминесцентных эмиссий околозвездных органических молекулярных комплексов. Данный процесс обусловит для земного наблюдателя появление в спектрах звезд и других галактических объектов серии узких диффузных линий и полос поглощения. Появление ДМП в спектрах галактических объектов может быть результатом двухступенчатого процесса: люминесценции органических околозвездных молекул и поглощения этих же люминесцентных эмиссий схожими по химическому составу органическими межзвездными молекулами, находящимися в конденсированной фазе в условиях высокого разрежения и экстремально низких температур среды. Учитывая особенности процесса формирования лабораторных квазилинейчатых спектров фотолюминесценции матриц Шпольского, мы предлагаем называть вышеописанный двухступенчатый процесс межзвездным квазилинейчатым поглощением. Диффузные межзвездные линии и полосы поглощения, регистрируемые в спектрах звезд, могут являться результатом межзвездного квазилинейчатого поглощения. Вообще говоря, квазилинейчатое поглощение может быть универсальным физическим явлением, возникающим в системах: источник излучения - люминесцирующий молекулярный газ - замороженный поглощающий газ - наблюдатель. При этом все четыре компонента этой системы должны лежать на одной прямой. Главным условием возникновения такого явления будет идентичность или сходство химических составов люминесцирующих и поглощающих молекулярных комплексов. Необходимо подчеркнуть, что здесь имеется в виду не поглощение ультрафиолетового возбуждающего излучения, а поглощение квазилинейчатых люминесцентных эмиссий видимого диапазона, испускаемых комплексными органическими молекулами. Иными словами, ультрафиолетовое излучение возбуждает квазилинейчатую люминесценцию комплексных молекул, а лежащие на том же луче зрения замороженные молекулярные комплексы аналогичного химического состава поглощают эту люминесценцию, формируя квазилинейчатые спектры поглощения. Возвращаясь к межзвездному квазилинейчатому поглощению и учитывая тот факт, что ароматические молекулы в *n*-алканах представляют собой замороженный, разреженный "ориентированный газ", можно предположить, что появление ДМП в спектрах галактических объектов обуславливается поглощением замороженным, разреженным "ориентированным газом" - ароматическим компонентом ЗУЧ.

В процессе поглощения необходимо отметить роль "ориентированного газа" в виде углеводородных колец в замороженных в алифатическую матрицу. Беспрепятственно прошедшее сквозь *n*-алканы электромагнитное излучение поглощается "ориентированным газом" - углеводородными кольцами, степень свободы которых во многом определена структурами алифатических матриц.

Таким образом, именно ароматическая компонента ЗУЧ ответственна за процесс поглощения. Фактически имеет место двойственная природа ЗУЧ. В гравитационных полях ЗУЧ будут обыкновенными, твердыми ледяными частицами, тогда как в электромагнитных полях ЗУЧ будут представлять собой поглощающие излучение молекулярные микрокомплексы - замороженный квазигаз. Замороженные в прошлом (в момент формирования ЗУЧ) ароматические молекулы, по-видимому и определяют степень противоречий в понимании природы ДМП, когда астроспектроскопия и астрополяриметрия объясняют ДМП поглощением газа и поглощением пыли, соответственно. Фактически ЗУЧ являются субстантами двойственной природы. В случае комплексных молекул зависимость интенсивности люминесценции на частоте от коэффициента поглощения света той же частоты  $\nu$ , описывается соотношением Степанова [18]. Это соотношение является аналогом закона излучения Кирхгофа и отражает свойства, общие для теплового излучения и люминесценции

$$\frac{W_{\nu}^{\text{lum}}}{K_{\nu}} = d(T) \nu^3 e^{-h\nu/kT}, \quad (1)$$

где

$$d(T) = \frac{8\pi h n^* c^*(T)}{c^2 n c(T)} e^{-h\nu/kT}, \quad (2)$$

при этом  $W_{\text{lum}}$  - интенсивность люминесценции;  $K_{\nu}$  - коэффициент поглощения света;  $c(T)$  и  $c^*(T)$  - нормированные множители, учитывающие различие статистических весов основного и возбужденного уровней;  $n^*$  - число молекул в возбужденном состоянии;  $n$  - общее число молекул системы;  $h\nu$  - энергия кванта;  $kT$  - тепловая энергия. Это соотношение показывает, что для комплексных молекул интенсивность люминесценции недвусмысленно связана с коэффициентом поглощения. При этом положения линии люминесценции не совпадают с положением линии поглощения и всегда слегка сдвинуты в сторону длинных волн, а профили линии люминесценции и поглощения слегка отличаются друг от друга. Данное соотношение справедливо только для комплексных молекул, не содержащих не люминесцирующие примеси, а также для жидкостей и газов. Однако, учитывая, что ароматический компонент ЗУЧ является замороженным "ориентированным газом", можно справедливо предположить, что межзвездное квазилинейчатое поглощение подчиняется соотношению Степанова. При этом интенсивность люминесценции и коэффициент его поглощения будут описываться указанным соотношением.

Выпесказанное может относиться также и к случаю протошланетарных туманностей, спектры которых характеризуются присутствием серий неиден-

тифицированных эмиссий. В спектре протопланетарной туманности RR (Red Rectangle, HD 44179) выявлены многочисленные неидентифицированные эмиссии [19]. Было показано, что спектральное положение этих неидентифицированных эмиссий хорошо коррелируют с положением ДМП [20]. На наш взгляд, это пример того, как люминесценция комплексной органики околосредней материи поглощается холодными галактическими ЗУЧ. Принимая во внимание природу возникновения квазилинейчатых комплексов, в особенности уменьшения ширины квазилинии с понижением температуры среды, можно для случая астрофизических объектов заключить: астрофизические объекты при наличии в их спектрах весьма узких и близко расположенных ДМП могут характеризоваться экстремально низкими температурами среды или располагаться на значительных и даже внесгалактических расстояниях от земного наблюдателя. Узость диффузных линий поглощения может в определенных случаях указывать на сверхнизкие температуры материи объектов, или на их весьма значительные удаления.

3. *ДМП как поглощение замороженным газом - результаты сравнительного анализа.* Для подтверждения предложенной концептуальной теории и модели галактических ЗУЧ был проведен сравнительный анализ квазилинейчатых спектров фотолюминесценции поликристаллических смесей в виде ароматических углеводородов, замороженных в *n*-алканах с диффузными межзвездными полосами поглощения. Сравнивались спектральные положения лабораторных фотолюминесцентных эмиссий ароматических молекул в *n*-алканах со спектральными положениями ДМП. Спектры фотолюминесценции ароматических молекул в *n*-алканах при температуре  $T > 5$  К, опубликованные в [10-12,17,22-26] и др. работах, использовались нами в качестве основного источника лабораторных данных. Уверенно детектированные ДМП для различных галактических объектов, опубликованные в литературе, использовались в качестве наблюдательного материала [5,27-31]. Точность нашего сравнительного анализа составляла  $\pm 1$  Å.

Результаты сравнительного анализа приведены в табл.1. В первой колонке таблицы - длина волны соответствующей ДМП; во второй - длина волны фотолюминесцентных эмиссий поликристаллических смесей; в третьей - состав конкретной поликристаллической смеси. Нами было показано, что спектральные положения более 140 ДМП хорошо коррелируют со спектральными положениями фотолюминесцентных эмиссий соответствующих углеводородов в *n*-алканах. Количество в 140 ДМП отвечает около 28% от всего наблюдательного материала (из общего числа ДМП), опубликованного в вышеупомянутых работах.

4. *Дискуссия.* В современной астрофизике проблема ДМП остается

Таблица 1

**СРАВНЕНИЕ СПЕКТРАЛЬНЫХ ПОЛОЖЕНИЙ ДМП И  
ФОТОЛЮМИНЕСЦЕНТНЫХ ЭМИССИЙ ЗАМОРОЖЕННЫХ  
АРОМАТИЧЕСКИХ УГЛЕВОДОРОДОВ В n-АЛКАНАХ**

ДМП			Эмиссии		
1	2	Замороженные смеси	1	2	Замороженные смеси
4371.73	4371.80	Indeno[1,2,3-cd]Pyrene, n-hexane	5297.97	5298.10	Cyclopenta[c,d]pyrene, n-hexane
4428.19	4428.10	Indeno[1,2,3-cd]Pyrene, n-hexane	5450.52	5450.00	Cyclopenta[c,d]pyrene, n-hexane
4430.00	4430.00	Perylene, n-undecane	4959.63	4960.00	9,10-anthraquinone, n-hexane
4659.82	4660.00	Perylene, n-hexane	4963.88	4963.60	9,10-anthraquinone, n-hexane
4699.21	4699.50	Perylene, n-undecane	4961.95	4962.50	Phenanthrene, n-hexane-cyclohexane
4734.79	4735.00	Perylene, n-hexane	5130.36	5130.00	Phenanthrene, heptylcom solution
4762.61	4762.57	Perylene, n-undecane	4965.22	4965.00	2-methyl,1,4-naphthaquinone
4780.29	4780.00	Perylene, n-undecane	5262.48	5263.00	2-methyl,1,4-naphthaquinone
4817.64	4817.00	Perylene, n-hexane	5420.01	5420.00	2-methyl,1,4-naphthaquinone
4875.96	4880.00	Perylene, tetrahydrofuran	5547.48	5548.00	2-methyl,1,4-naphthaquinone
4985.00	4985.00	Perylene, ethanol	4969.14	4968.55	Benzo[a]naphthofluorene, n-hexane
4680.20	4680.00	Anthraquinone, n-heptane	5849.81	5850.00	Benzo[a]naphthofluorene, n-hexane
4957.02	4957.50	Anthraquinone, n-heptane	4980.00	4980.00	1,9-Phenanthroline, n-hexane
5257.47	5257.50	Anthraquinone, n-heptane	5133.14	5133.60	1,9-Phenanthroline, n-hexane
5285.62	5285.00	Anthraquinone, n-heptane	4987.42	4988.00	AnthraBenzoTiofen, n-undecan
4683.03	4683.18	Xantione, n-hexane	5433.50	5434.00	AnthraBenzoTiofen, n-undecan
6611.06	6611.13	Xantione, n-hexane	5092.09	5092.43	Naphthalene, n-nonane
6631.69	6631.29	Xantione, n-hexane	5109.70	5109.86	Naphthalene, n-nonane
6728.55	6728.57	Xantione, n-hexane	5137.07	5137.69	Naphthalene, n-nonane
6792.39	6792.09	Xantione, n-hexane	5508.12	5508.12	Naphthalene, stretched polyethylene
6818.31	6818.49	Xantione, n-hexane	5170.49	5170.00	Naphthalene, cyclohexane
7159.47	7159.22	Xantione, n-hexane	5413.52	5413.00	Naphthalene, cyclohexane
7405.50	7405.21	Xantione, n-hexane	5527.55	5527.00	Naphthalene, cyclohexane
4727.16	4727.20	Coronene, n-hexane	5560.60	5560.00	Naphthalene, heptylcom solution
5245.57	5246.00	Coronene, butylbromide	5840.69	5841.00	Naphthalene, cyclohexane
5470.85	5471.00	Coronene, butylbromide	5914.79	5915.41	Naphthalene, stretched polyethylene
5530.07	5530.00	Coronene, butylbromide	5975.75	5976.00	Tetraannulene, cyclohexane
5544.97	5545.00	Coronene, tetrahydrofuran	5176.04	5176.00	Tetraene, n-nonane
5954.25	5954.00	Coronene, n-hexane	5370.99	5370.86	Tetraene, naphthalene
6084.94	6085.00	Coronene, n-hexane	5524.98	5524.86	Tetraene, naphthalene
4727.06	4727.00	Benzo[a]Fluorantene, n-hexane	5775.90	5776.01	Tetraene, naphthalene
4881.06	4880.90	Benzo[a]Fluorantene, n-hexane	5785.04	5785.09	Tetraene, naphthalene
4966.01	4966.30	Benzo[a]Fluorantene, n-hexane	5854.54	5854.12	Tetraene, naphthalene
4761.67	4761.80	Cyclopenta[c,d]pyrene, n-hexane	5541.84	5542.00	1,2-5,6-Dibenzanthracene, n-hexane
4881.83	4881.80	Cyclopenta[c,d]pyrene, n-hexane	5580.82	5581.00	1,2-5,6-Dibenzanthracene, n-hexane
4982.14	4982.70	Cyclopenta[c,d]pyrene, n-hexane			
5217.85	5217.20	Cyclopenta[c,d]pyrene, n-hexane			

Таблица 1 (окончание)

1	2	3	1	2	3
5942.30	5942.00	1,2-5,6-Dibenzanthracene, n-hexane	5985.38	5985.00	Tetraphene, n-hexane
5600.60	5600.00	Fluorantene, n-hexane	6414.67	6415.00	Tetraphene, n-hexane
5952.38	5952.00	Fluorantene, n-hexane	6594.36	6595.00	Tetraphene, n-hexane
6019.23	6019.00	Fluorantene, n-octane	6637.82	6638.00	Tetraphene, n-hexane
6020.37	6020.00	Fluorantene, n-hexane solution			
6082.23	6082.00	Fluorantene, n-hexane	5985.38	5985.00	Anthracelenadiazol, n-octane
			6027.68	6028.00	Anthracelenadiazol, n-octane
5718.50	5718.50	1,2-Benzopyrene, n-hexane	6159.80	6160.00	Anthracelenadiazol, n-octane
5753.47	5754.00	1,2-Benzopyrene, n-hexane	6210.63	6210.00	Anthracelenadiazol, n-octane
5760.53	5760.00	1,2-Benzopyrene, n-hexane	6280.35	6280.00	Anthracelenadiazol, n-octane
5781.00	5781.00	1,2-Benzopyrene, n-hexane	6379.39	6380.00	Anthracelenadiazol, n-octane
5806.62	5807.00	1,2-Benzopyrene, n-hexane	6439.62	6440.00	Anthracelenadiazol, n-octane
5844.19	5844.00	1,2-Benzopyrene, n-hexane			
5989.46	5990.00	1,2-Benzopyrene, n-hexane	6124.43	6125.00	3,4-6,7-dibenzopyrene, n-octane
6030.49	6031.00	1,2-Benzopyrene, n-hexane	6252.43	6252.00	3,4-6,7-dibenzopyrene, n-octane
6102.43	6102.00	1,2-Benzopyrene, n-hexane	6362.44	6363.00	3,4-6,7-dibenzopyrene, n-octane
6128.20	6128.00	1,2-Benzopyrene, n-hexane	6410.35	6410.00	3,4-6,7-dibenzopyrene, n-octane
6142.09	6142.00	1,2-Benzopyrene, n-hexane	6699.36	6699.00	3,4-6,7-dibenzopyrene, n-octane
6170.81	6171.00	1,2-Benzopyrene, n-hexane	6839.05	6939.00	3,4-6,7-dibenzopyrene, n-octane
6185.98	6186.00	1,2-Benzopyrene, n-hexane			
6234.11	6234.00	1,2-Benzopyrene, n-hexane	6151.14	6151.00	1,12-benzperylene, n-hexane
6283.84	6284.00	1,2-Benzopyrene, n-hexane	6161.96	6162.00	1,12-benzperylene, n-hexane
6350.70	6351.00	1,2-Benzopyrene, n-hexane	6275.58	6276.00	1,12-benzperylene, n-hexane
6445.53	6446.00	1,2-Benzopyrene, n-hexane	6418.61	6419.00	1,12-benzperylene, n-hexane
6573.04	6573.00	1,2-Benzopyrene, n-hexane	6460.44	6460.00	1,12-benzperylene, n-hexane
6607.07	6607.00	1,2-Benzopyrene, n-hexane	6497.82	6498.00	1,12-benzperylene, n-hexane
			6498.01	6498.00	1,12-benzperylene, n-hexane
			6534.54	6543.00	1,12-benzperylene, n-hexane
5893.54	5894.00	Pyrene, n-hexane			
5995.54	6000.00	Pyrene, n-hexane solution	6520.70	6521.00	chlorophyll, n-undecane
6027.39	6027.00	Pyrene, n-hexane	6926.58	6926.00	chlorophyll, n-undecane
6413.17	6413.00	Pyrene, n-hexane			
6439.34	6439.00	Pyrene, n-hexane	6765.38	6765.00	Zn-phthalocyanine, paraffin oil
6639.42	6640.00	Pyrene, n-hexane solution	6803.28	6803.00	Zn-phthalocyanine, paraffin oil
6684.91	6685.00	Pyrene, n-hexane	7495.02	7495.00	Zn-phthalocyanine, paraffin oil
7084.65	7085.00	Pyrene, n-hexane			
7085.10	7085.00	Pyrene, n-hexane	6939.00	6939.00	Phthalocyanine, n-octane
5910.57	5910.00	Tetraphene, n-hexane	7651.37	7652.00	Phthalocyanine, n-octane
5934.60	5935.00	Tetraphene, n-hexane	7152.25	7152.00	3,4-benzopyrene, n-octane
5975.58	5975.00	Tetraphene, n-hexane	7553.77	7554.00	3,4-benzopyrene, n-octane

весьма актуальной. Собрано значительное количество наблюдательного материала, предложены разнообразные модели источников ДМП. Появление диффузных межзвездных полос поглощения в спектрах галактических объектов объясняется присутствием в межзвездной среде молекул различного химического состава или пылевой материи. Заметное внимание уделяется полициклическим ароматическим углеводородам, возможно, ответственным за возникновение

ДМП. Дискуссия о природе ДМП продолжается.

Нами предложен новый механизм возникновения ДМП и модель галактических ЗУЧ. Ультрафиолетовое излучение центральной звезды возбуждает квазилинейчатую фотолюминесценцию сложных органических молекулярных комплексов околозвездной среды. Облака холодных ЗУЧ, находящиеся в межзвездной среде между околозвездной органической материей и наблюдателем, поглощают эмиссии квазилинейчатой фотолюминесценции (в диапазоне 4000-8000 Å) околозвездной органики. При этом возникают серии узких линий и полос поглощения - процесс межзвездного квазилинейчатого поглощения в том же диапазоне (4000-8000 Å). Таким образом и образуются ДМП, фиксируемые в спектрах различных астрофизических объектов.

Замороженные углеводородные частицы нано- и микро размеров химически весьма схожи или даже идентичны по составу околозвездным комплексам углеводородов, представляя собой поликристаллическую смесь ароматических углеводородов и n-алканов. При этом структурно ароматические молекулы и n-алканы связаны силами Ван-дер-Ваальса и могут образовывать группы молекулярно-диспергированных комплексов или группы заместительных комплексов, в которых углеводородные кольца замещают структуру молекулы растворителя. Химически и структурно ЗУЧ являются матрицами Шпольского, в которых ароматические молекулы представляют собой замороженный ориентированный газ. Учитывая тот факт, что n-алканы прозрачны для УФ и видимого излучения, именно ароматические молекулы ответственны за поглощение люминесцентных эмиссий, а микрокристаллические структуры n-алканов, в которых зафиксированы ароматические молекулы, - ответственны за общий квазилинейчатый характер поглощения. Химическое сходство околозвездной и межзвездной органики в виде комплексов углеводородов, а также различие температур околозвездных и межзвездных углеводородов, во многом определяют характер процесса межзвездного квазилинейчатого поглощения. Это явление определяется соотношением Степанова, связывающим мощность люминесценции и коэффициент поглощения сложных молекулярных комплексов. В первую очередь, это соотношение справедливо для веществ, находящихся в газовом состоянии. Ароматические молекулы ЗУЧ представляют собой замороженный газ, поглощающий люминесцентные эмиссии своих химических аналогов.

В целом, процесс межзвездного квазилинейчатого поглощения является объемным или пространственно сложным. При этом каждая органическая молекула или замороженная углеводородная частица, лежащая на луче зрения (между звездой и наблюдателем), участвует в испускании нетепловых фотонов или в их абсорбции. Учитывая галактические расстояния, можно качественно оценить количество межзвездной и околозвездной органической материи, участвующей в этом объемном процессе. Земной наблюдатель лишь фиксирует

результат процесса - появление ДМП.

Для подтверждения предложенной теории, мы провели сравнительный анализ спектральных положений, уверенно измеренных ДМП и квазилинейчатых фотолуминесцентных эмиссий матриц Шпольского. Полученный результат дает повод к оптимизму, хотя заметное число ДМП осталось неидентифицированным. Опубликованные лабораторные данные по фотолуминесценции матриц Шпольского для температур  $T \leq 77$  К крайне нерегулярны и разрозненны. Это осложнило сравнительный анализ профилей соответствующих эмиссий (абсорбций) лабораторных и астрофизических спектров. Мы приводим здесь фрагмент спектра звезды HD 27022 [21] и спектра фотолуминесценции нафтацена [17]. Диффузная межзвездная полоса 4430, 4430.12 Å коррелирует по профилю с фотолуминесцентной эмиссией нафтацена (в n-нонанае) 4431.5, 4434.5 Å. Как видим, соблюдается соотношение Степанова, когда профили люминесценции и абсорбции несколько различны и сдвинуты друг относительно друга (рис.1, 2).

Для отождествления, неподдающихся стандартным методам идентификации,

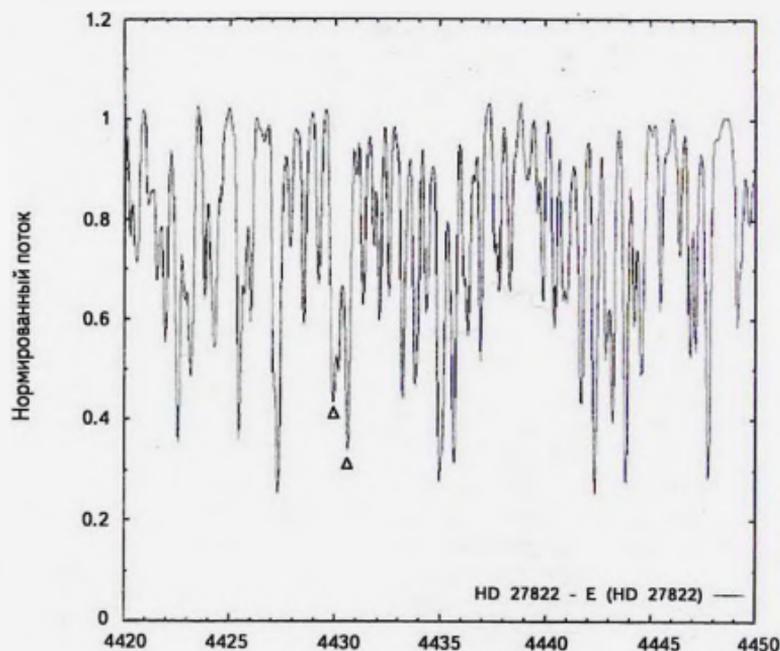


Рис.1. Межзвездные полосы поглощения в спектре HD 27822.

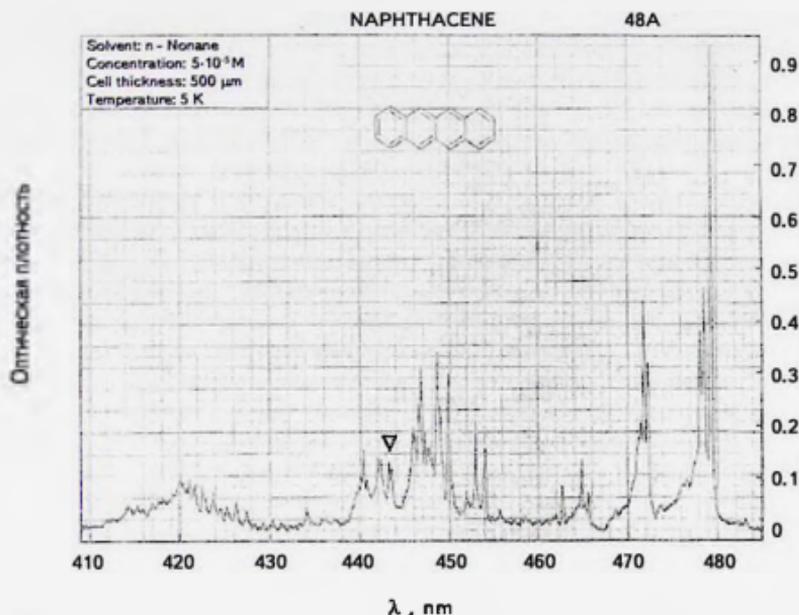


Рис.2. Фотолуминесцентные эмиссии замороженной смеси нафтацена и н-нонана.

эмиссии в спектрах протяженных астрофизических объектов, к примеру, таких туманностей, как Красный прямоугольник и Красный квадрат, можно попытаться применить новый светофильтр комплексного органического состава. Мы предлагаем светофильтр со следующими параметрами: 1) замороженная плоскопараллельная пластина определенного диаметра и толщины не более 1 мм; 2) химический состав пластины - матрица Шпольского (ароматические молекулы, замороженные в н-алканах); 3) пластина находится в условиях постоянного охлаждения до соответствующих температур. Такой светофильтр должен устанавливаться на выходе спектрографа до приемника излучения. Обеспечение постоянного охлаждения светофильтра, очевидно, является отдельной инженерно-технической задачей. Светофильтр может быть выполнен в виде криогенной мини-камеры с оптическими окнами входа и выхода. Меняя ароматический компонент светофильтра, можно получить комплект сложных светофильтров, пригодных для идентификации неизвестных эмиссий, источниками которых являются органические комплексы (сложные молекулы), линии и полосы которых располагаются в оптическом и инфракрасном диапазонах. Такие фильтры можно определить как органические матричные

фильтры. Работа таких светофильтров проявится фактически в замещении неидентифицированных эмиссий в спектрах астрофизических объектов искусственными абсорбциями. Иными словами, наблюдатель будет получать спектры, в которых, на местах неизвестных эмиссий, будут располагаться полосы поглощения, обусловленные светофильтрами вполне известного химического состава.

Остаются актуальными ряд физических аспектов и проблем, требующих соответствующего разрешения. К примеру, особенности роста ледяных зерен в облачном образовании. Динамика роста и разрушения ледяных зерен во многом будет зависеть от внешних факторов, включая температуру и плотность облачной среды. Процесс роста замороженных углеводородных частиц может характеризоваться дополнительными особенностями, выявление которых потребует по-видимому лабораторного моделирования. Проблема межзвездного поглощения (ослабления) вблизи 2200 Å также актуальна. Принято считать, что за это поглощение ответственны мелкодисперсные углеродные частицы, распространенные в межзвездной среде. Наш анализ, опубликованных в [17] лабораторных спектров фотолюминесценции сложных углеводородов, выявил интересный факт. В частности, при  $T=77$  К оптическая плотность смесей 7-метилбенз[α]антрацена, 8-метилбенз[α]антрацена, бензо[*j*]флуорантена и п-октана заметно возрастает вблизи 2200 Å. Это может означать, что замороженные углеводородные частицы аналогичного химического состава, распространенные в межзвездной среде, могут вносить свой вклад в указанное межзвездное поглощение. Исследования оптического поглощения галактическими ледяными частицами другого химического состава продолжаются [32].

**5. Заключение.** Предложен новый механизм возникновения ДМП - процесс межзвездного квазилинейчатого поглощения. Основным субстантом этого процесса являются галактические ЗУЧ, модель которых также предложена. Проведенный сравнительный анализ показал, что более 140 ДМП могут возникать в результате поглощения квазилинейчатых эмиссий ароматическими молекулами галактических ЗУЧ. Вместе с тем заметная часть ДМП осталась неидентифицированной. Необходимо отметить, что коротковолновая область видимого спектра лучше поддавалась идентификации, а длинноволновая, напротив - значительно хуже. Также нужно признать, что лабораторный материал по квазилинейчатым спектрам люминесценции матриц Шпольского в виде опубликованных статей и каталогов, разрознен и несколько беден в длинноволновой области оптического спектра. Целесообразно проведение лабораторных модельных экспериментов с целью воспроизведения возможного процесса межзвездного квазилинейчатого поглощения. Понимая сложность проблемы и необходимость дальнейших исследований, надеемся, что полученные

результаты могут сыграть положительную роль в окончательном решении проблемы ДМП.

Автор благодарен анонимному рецензенту за ценные замечания.

Факультет естественных наук и инженерии государственного университета им. Ильи, Грузия, e-mail: irakli\_simonia@iliauni.edu.ge

## DIFFUSE INTERSTELLAR BANDS AS ABSORPTION BY FROZEN ORIENTED GAS

I.A.SIMONIA

The nature of diffuse interstellar bands is considered. New mechanism of diffuse interstellar absorption phenomena is proposed. In particular the resonance absorption of frozen organic luminescence by the identical organic grains is discussed. The possible phenomenon of interstellar quasilinear absorption is considered. The conceptual scheme of organic optical filter is proposed. On bases of proposed theory the certain quantity of diffuse bands has been identified. Results of the comparative analysis are presented.

Keywords: *interstellar absorption: frozen hydrocarbons: oriented gas: luminescence*

## ЛИТЕРАТУРА

1. *M.L.Heger*, Lick Observatory Bulletin, **10**, 146, 1922.
2. *J.Krelowski*, AN, **310**, 255, 1989.
3. *G.H.Herbig*, Ann. Rev. Astron. Astrophys., **33**, 19, 1995.
4. *T.A.Snow*, In: The Diffuse Interstellar Bands, Eds. A.G.G.M.Tielens & T.P.Snow, APSSL, Dordrecht, Kluwer Academic Publishers, **202**, 379, 1995.
5. *P.J.Sarre*, JMoSp, **238**, 1, 2006.
6. *T-W.Lan, B.Ménard, G.Zhu*, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **452**, 3629, 2015.
7. *F.Salama, L.Allamandola*, In: The First Symposium on the Infrared Cirrus and Diffuse Interstellar Clouds, Eds. R.M.Cutri, W.B.Latter, ASP Conf. Ser., **58**, 279, 1994.
8. *P.Ehrenfreund*, Bull. Amer. Astron. Soc., **31**, 880, 1999.

9. *F.Salama, G.A.Galazutdinov, J.Krelowski et al.*, *Astrophys. J.*, **728**, 154, 2011.
10. *E.Shpolskii*, *UFN*, **68**, 51, 1959.
11. *E.Shpolskii*, *UFN*, **71**, 215, 1960.
12. *E.Shpolskii*, *UFN*, **77**, 321, 1962.
13. *F.M.Jonson*, *Spectrochimica Acta Part A*, **65**, 1154, 2006.
14. *I.A.Simonia*, *Astrophysics*, **47**, 530, 2004.
15. *I.A.Simonia*, *Ast. Let.*, **30**, 863, 2004.
16. *I.Simonia*, *Astron. J.*, **141**, 56, 2011.
17. *L.A.Nakhimovsky, M.Lamotte, Jousot-Dubein*, *Handbook of Low Temperature Electronic Spectra of Polycyclic Aromatic Hydrocarbons*, Elsevier, 1989.
18. *B.I.Stepanov, V.P.Gribkovskii*, *Theory of Luminescence*, Iliffe Books Ltd, London, 1968.
19. *H. Van Winckel, M.Cohen, T.R.Gull*, *Astron. Astrophys.*, **390**, 147, 2002.
20. *P.J.Sarre*, *Nature*, **351**, 356, 1991.
21. <http://dib.uchicago.edu/public/>.
22. *R.I.Personov, E.I.Ai'Shits, L.A.Bykovskaya*, *Opt. Commun.*, **6**, 169, 1972.
23. *T.N.Bolotnikova, T.M.Naumova, V.I.Savchenkov et al.*, *Appl. Spectr.*, **32**, 498, 1980.
24. *L.F.Utkina, R.N.Akhobadze, T.A.Teplitskaya*, *Bull. of the Acad. Sci. Georgian SSR*, **83**, 54, 1976.
25. *A.Ghauch, J.Rima, C.Fadchingeo et al.*, *Talanta*, **51**, 807, 2000.
26. *G.F.Kirkbright, C.G. De Lima*, *Chem. Phys. Let.*, **37**, 165, 1976.
27. *L.M.Hobbs, D.G.York, T.P.Snow et al.*, *Astrophys. J.*, **680**, 1256, 2008.
28. *L.M.Hobbs, D.G.York, J.A.Thorburn et al.*, *Astrophys. J.*, **705**, 32, 2009.
29. *P.Jenniskens, F.-X.Desert*, *Astron. Astrophys. Suppl.*, **106**, 39, 1994.
30. *G.Galazutdinov, W.Stachowska, F.Musaev et al.*, *Astron. Astrophys.*, **396**, 987, 2002.
31. *T.Weselak, M.Schmidt, J.Krelowski*, *Astron. Astrophys. Suppl.*, **142**, 239, 2000.
32. *A.G.Yeghikyan*, In: *Astronomical Surveys and Big Data*, Eds. A.M.Mickaelian, A.Lawrence, T.Yu.Magakian, *ASP Conf. Series*, **505**, 144, 2016.

ГРУППЫ И ИХ ПРЕДСТАВЛЕНИЯ В ТЕОРИИ  
ПЕРЕНОСА ИЗЛУЧЕНИЯ. III

А.Г.НИКОГОСЯН

Поступила 5 октября 2018

Это последняя из серии работ, посвященной применению методов теории групп в астрофизических задачах теории переноса излучения. Приводится доказательство равенства единиче супердетерминанта операторов - суперматриц групп композиции и трансляции для неоднородных поглощающих и рассеивающих сред конечной толщины. Демонстрируется возможность применения группового подхода при определении статистических средних величин, описывающих процесс диффузии излучения. При описании диффузии излучения в однородных средах применяется вариационный принцип, дается формулировка принципа Гамильтона, находятся соответствующие Лагранжиан и закон сохранения. Обсуждаются примеры двухпараметрических групп композиции, вводимых при рассмотрении нестационарных задач переноса излучения и задач, связанных с диффузией излучения при развитой в среде турбулентности.

**Ключевые слова:** *перенос излучения; группы; суперматрицы; турбулентная атмосфера*

1. **Введение.** В свете новых результатов в данной области появляется необходимость продолжить серию работ с указанным выше заглавием. Развитый в ее первых двух частях [1,2] (далее N1 и N2) теоретико-групповой подход в применении к задачам теории переноса излучения восходит к пионерским работам Амбарцумяна, посвященным принципу инвариантности [3] и, так называемому, методу сложения слоев [4]. В последней из них впервые были установлены законы, по которым складываются глобальные оптические характеристики поглощающих и рассеивающих сред при их объединении. В результате выявляется структура коэффициентов отражения и пропускания составной среды, выраженная через указанные характеристики ее компонентов. В качестве следствия, когда толщина одного из компонентов бесконечно мала, найденные законы приводят к системе дифференциальных уравнений, позволяющей находить искомые оптические характеристики непосредственно для семейства атмосфер, обладающих различными оптическими толщинами. В дальнейшем полученные формулы для трехмерной среды приводились Соболевым [5], Чандрасекаром [6]. Однако наиболее важным результатом развития идеи Амбарцумяна следует признать введение Беллманом понятия инвариантного погружения, сыгравшего фундаментальную роль как в данной области, так и в ряде других областей [7,8]. Другим важным следствием

законов сложения слоев является сформулированный самим Амбарцумяном принцип инвариантности, сыгравший большую роль в дальнейшем развитии теории переноса излучения на годы вперед. В отличие от классических методов определения наблюдаемых потоков, предполагающих знание поля излучения всюду в атмосфере, применение принципа позволяет находить нужные потоки непосредственно, без полного решения задачи. Следует при этом особо отметить математический аспект предложенного принципа, который позволяет свести трудно разрешимые граничные задачи к задачам с начальными условиями. Последние сравнительно легко поддаются численному решению, что имело особенно важное значение в годы появления указанного принципа. Идеи, связанные с свойством инвариантности, нашли отражение в работах многих авторов, однако теоретического исследования сущности такого свойства не было, что часто приводило к неверному представлению о ней ([4], см. также [9,10]). Важные вопросы, связанные с свойством инвариантности, были затронуты в работе Райбиси [11], в которой поднимался вопрос о возможности объяснения природы полученных им ряда квадратичных и билинейных соотношений свойством инвариантности.

Возвращаясь вновь к методу сложения слоев Амбарцумяна, отметим, что идея, на которой он основан, на самом деле, является более общей, нежели тот частный случай однородных сред, рассмотрением которого ограничивался сам автор. Было очевидно, что полученные законы несложно переформулировать для более общего случая неоднородных атмосфер с учетом свойства поляризации последних. Такое обобщение было произведено в одной из наших работ [12]. Более того, можно увидеть, что сама процедура композиции сред обладает групповыми свойствами, являющимися проявлением своего рода свойства суперсимметрии (см. H1, H2, [13]). Полученные представления групп композиций и трансляций определяют алгоритм нахождения оптических характеристик разного рода многокомпонентных рассеивающих и поглощающих сред.

В настоящей работе сначала будет дана физическая трактовка введенных нами величин, описывающих глобальные оптические свойства среды. Будучи преобразуемыми величинами, они одновременно являются компонентами операторов этих преобразований, задающихся в общем случае в виде суперматриц. Формулируется принцип Гамильтона для задач теории переноса излучения. Рассматриваются вопросы симметрии, обусловленной наличием в соответствующих уравнениях циклических координат, и связанные с ними законы сохранения. Показывается, что полученные Райбиси в [11] квадратичные  $Q$  - интегралы (в обозначениях указанной статьи) фактически являются законами сохранения, аналогичные законам сохранения импульса в классической механике. Выявляется также природа билинейных интегралов, частным случаем которых является известное из теории уравнение Амбарцумяна для функции

отражения от полубесконечной атмосферы [11]. Полученные в H2 результаты группы трансляции оптической глубины позволяют построить операторы трансляции функции источника и потока излучения в задаче диффузного отражения и пропускания средой конечной оптической толщины. Далее приводятся примеры двухпараметрических групп композиций, появляющихся при рассмотрении нестационарных задач и задач переноса излучения в турбулентных атмосферах.

2. *Оптические характеристики рассеивающих и поглощающих атмосфер.* Специфика представлений введенных нами групп композиций и трансляций заключается в том, что компонентами операторов-суперматриц являются сами подвергающиеся изменению величины. В этом они отличаются от многих известных в физике представлений групп. Базовыми здесь являются комбинированные величины  $P = Q^{-1}$ ,  $S = RP$ ,  $\bar{S} = PR$ ,  $M = Q^{-1} - \bar{S}R$ , выражающиеся через коэффициенты отражения и пропускания среды. Если среда однородная,  $S = PR = \bar{S}$ . Первый из данных четырех величин описывает непрозрачность (opacity) среды, а последующие две величины условно могут быть названы "эффективными" коэффициентами отражения от каждой из ее границ. Обращает на себя внимание тот факт, что указанные две величины, в общем случае, различаются, даже если среда является однородной. Особое место среди четверки рассматриваемых величин занимает величина  $M$ , являющаяся двученом и нелинейным образом выражающаяся через остальные три коэффициента. То, что оптические свойства среды описываются лишь тремя независимыми величинами, обусловлено законом обратимости оптических явлений, в согласии с которым коэффициенты пропускания неоднородной атмосферы в двух взаимно противоположных направлениях задаются одной и той же матрицей, но различающимися друг от друга транспонированием (см. [3]). Величина  $M$  не обладает очевидным физическим смыслом. В простейшей скалярной задаче переноса излучения в одномерной однородной среде перечисленные базовые величины вычисляются в явном виде и выражаются через гиперболические функции [14]. Вместе с тем, представляет немалый интерес поведение указанных величин в зависимости от оптической толщины в неоднородных средах, в которых неоднородность обусловлена изменениями в среде коэффициента рассеяния  $\lambda$ . На рис. 1, 2 приводятся графики нужных зависимостей для двух неоднородных одномерных сред, в одной из которых роль рассеяния с глубиной возрастает, а в другой - убывает:  $\lambda(\tau) = 1/(1 + a e^{\tau})$  (параметр  $a$  считается постоянным) [15]. Мы видим, что все функции, за исключением  $M(\tau_0)$ , положительно определены и возрастают с увеличением оптической толщины. Что касается функции  $M(\tau_0)$ , то, как нетрудно убедиться, при достаточно больших толщинах она убывает

может принять и отрицательные значения. Важной особенностью указанных величин и следствием обратимости оптических явлений является тот факт,

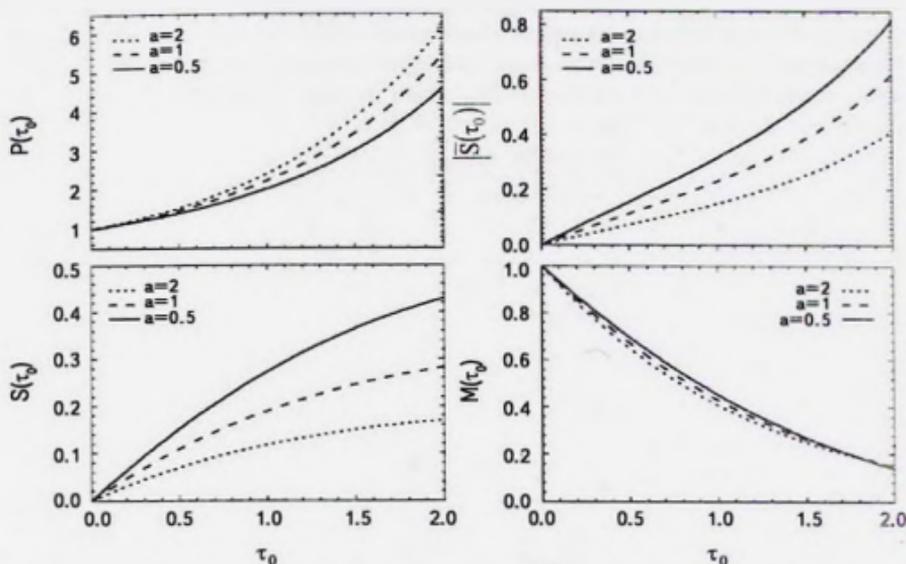


Рис.1. Зависимость базовых величин  $P$ ,  $S$ ,  $|\bar{S}|$ ,  $M$  от толщины атмосферы при  $\lambda(\tau) = 1/(1 + a\tau)$ .

что детерминант оператора композиций  $\mathbf{A}$  равен единице. В работе Н1 было установлено равенство единице супердетерминантов (Березинианов) всех суперматриц  $\tilde{\mathbf{A}}$ ,  $\tilde{\mathbf{B}}$ ,  $\tilde{\mathbf{C}}$  и  $\tilde{\mathbf{D}}$ . Ввиду важности данного результата приведем здесь его более подробное, по сравнению с [1], доказательство для суперматриц  $\tilde{\mathbf{A}}$ ,  $\tilde{\mathbf{B}}$ .

$$\tilde{\mathbf{A}} = \begin{pmatrix} \mathbf{P} & -\bar{\mathbf{S}} \\ \mathbf{S} & \mathbf{M} \end{pmatrix}, \quad \tilde{\mathbf{B}} = \begin{pmatrix} \mathbf{M} & -\mathbf{S} \\ \bar{\mathbf{S}} & \mathbf{P} \end{pmatrix} \quad (1)$$

По определению супердетерминанта [4],

$$\text{Ber}(\tilde{\mathbf{A}}) = \text{Ber}(\tilde{\mathbf{B}}) = \det(\mathbf{P}) \det(\mathbf{M} + \mathbf{S}\mathbf{P}^{-1}\bar{\mathbf{S}}). \quad (2)$$

Как было показано в [1] (см. там соотношение (20)),

$$(\mathbf{M} + \mathbf{S}\mathbf{P}^{-1}\bar{\mathbf{S}})^{-1} = \mathbf{P}^*, \quad (3)$$

откуда

$$\text{Ber}(\tilde{\mathbf{A}}) = \text{Ber}(\tilde{\mathbf{B}}) = \det(\mathbf{P}) \det(\mathbf{P}^*)^{-1} = 1. \quad (4)$$

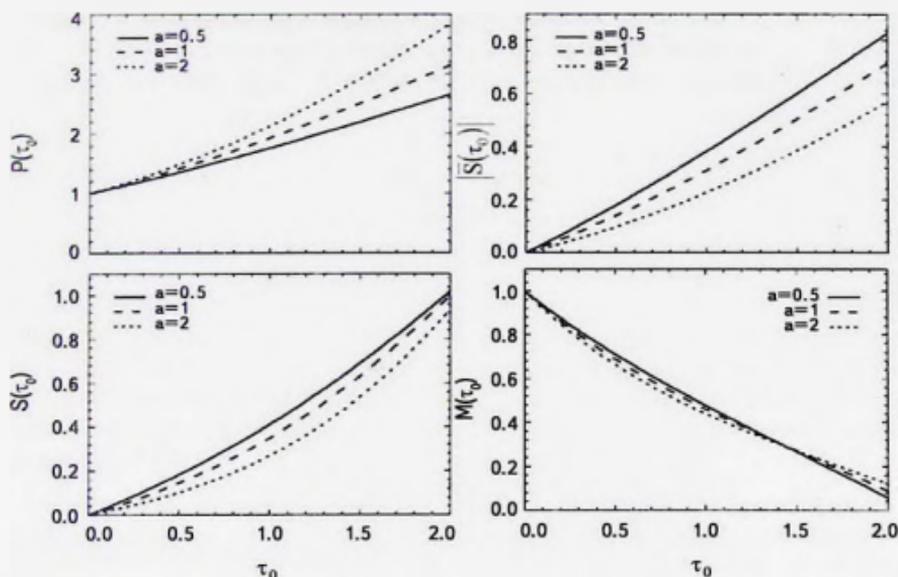


Рис.2. То же самое, что на рис.1, при  $\lambda(\tau) = 1/(1 + a\tau^2)$ .

Аналогичным образом доказывается равенство единице супердетерминантов двух других суперматриц  $\bar{C}$  и  $\bar{D}$ . Таким образом, приведенные выше четыре суперматрицы вместе с их обратными обладают супердетерминантом в качестве инварианта, равного единице. Другими словами, *единственным глобальным инвариантом при композиции сред произвольной оптической толщины является супердетерминант соответствующего оператора преобразования*. Напомним, что указанные операторы образуют также группы трансляций оптической глубины. В случае одномерной скалярной задачи диффузного отражения и пропускания данный результат может быть иллюстрирован, если воспользоваться геометрическим смыслом детерминанта обычной двумерной матрицы (рис.3).

**3. Средние статистические характеристики диффузии излучения в среде.** В линейной теории переноса излучения глобальные оптические характеристики поглощающей и рассеивающей атмосферы определяются оптической толщиной среды и параметрами, описывающими процесс многократного рассеяния. При этом данные характеристики не зависят ни от величины освещающих ее потоков, ни от распределения в ней различных физических величин. Это обстоятельство позволяет ввести, как мы видели, некоторые комбинированные величины, выражающиеся через коэффициенты

отражения и пропускания, которые обладают групповыми свойствами и образуют представления групп композиций и трансляций. При этом следует ожидать, что аналогичными свойствами должны обладать и те величины, которые

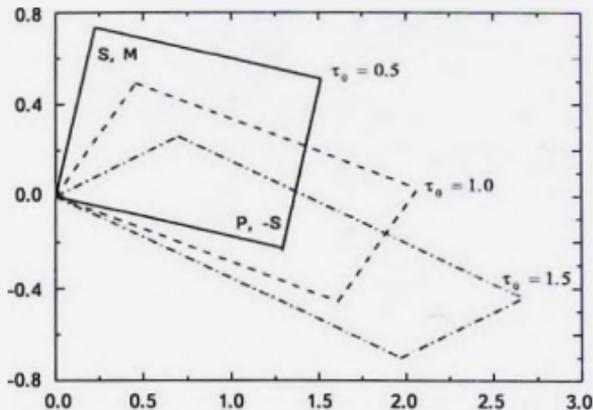


Рис.3. Геометрическая интерпретация детерминанта скалярной матрицы А для некоторых значений оптической толщины.

связаны с оптическими характеристиками среды. К их числу относятся, в частности, некоторые статистические средние величины, описывающие процесс диффузии излучения в среде, как, например, средние числа рассеяний диффундирующих квантов. В согласии с [14], для отраженных и пропущенных квантов эти числа определяются по формулам

$$\langle N_R(\tau_0) \rangle = \lambda \frac{\partial \ln R(\tau_0)}{\partial \lambda}, \quad \langle N_{\bar{R}}(\tau_0) \rangle = \lambda \frac{\partial \ln \bar{R}(\tau_0)}{\partial \lambda}, \quad \langle N_Q(\tau_0) \rangle = \lambda \frac{\partial \ln Q(\tau_0)}{\partial \lambda}. \quad (5)$$

Важно отметить, что приведенные формулы верны и для неоднородных сред, включая случай, когда с глубиной меняется сам коэффициент рассеяния.

Другим примером может служить среднестатистическое время, затрачиваемое квантами при выходе из той или иной границы среды. При допущении, что время тратится лишь на прогон между двумя актами рассеяния, имеем [15]

$$\langle \Omega_R(\tau_0) \rangle = -\frac{\partial \ln R(\tau_0)}{\partial \beta}, \quad \langle \Omega_{\bar{R}}(\tau_0) \rangle = -\frac{\partial \ln \bar{R}(\tau_0)}{\partial \beta}, \quad \langle \Omega_Q(\tau_0) \rangle = -\frac{\partial \ln Q(\tau_0)}{\partial \beta}, \quad (6)$$

где соответствующие средние величины обозначены через  $\langle \Omega \rangle$ , а  $\beta$  есть отношение коэффициентов поглощения в континууме и в центре спектральной линии.

Рассмотрим более подробно закон сложения для средних чисел рассеяния в случае однородной атмосферы. Отталкиваясь от известного закона композиции

$$\begin{pmatrix} P_{1,2} \\ S_{1,2} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} P_2 & -S_2 \\ S_2 & M_2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} P_1 \\ S_1 \end{pmatrix}, \quad (7)$$

имеем

$$\begin{pmatrix} P'_{1,2} \\ S'_{1,2} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} P'_2 & -S'_2 \\ S'_2 & M'_2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} P_1 \\ S_1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} P_2 & -S_2 \\ S_2 & M_2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} P'_1 \\ S'_1 \end{pmatrix}, \quad (8)$$

где штрихами обозначено дифференцирование по  $\lambda$ . Нетрудно убедиться, что производные базисных величин по  $\lambda$  можно выразить через  $N_R$ ,  $N_Q$ , связанными, в свою очередь, с искомыми средними величинами посредством  $\langle N_R \rangle = N_R/R$ ,  $\langle N_Q \rangle = N_Q/Q$ . Например,  $\lambda P' = -PN_Q P$ ,  $\lambda S' = (N_R - SN_Q)P$ . Таким образом преобразование (8) может рассматриваться как закон сложения для некоторых комбинаций величин  $N_R$ ,  $N_Q$ , знание которых при известных  $P$ ,  $S$  и  $M$  дает возможность выразить среднее число рассеяний тех или иных групп квантов в составной атмосфере через эти величины, вычисленные для его компонентов.

4. *Принцип Гамильтона.* В Н1 и Н2 было показано, что представления групп композиции и трансляции в дифференциальной форме сводятся к системам линейных дифференциальных уравнений с начальными условиями. Первая из них для однородной атмосферы записывается в виде

$$\frac{dP}{d\tau_0} = mP(\tau_0) - nS(\tau_0), \quad \frac{dS}{d\tau_0} = nP(\tau_0) - mS(\tau_0), \quad (9)$$

с условиями  $P(0) = I$ ,  $S(0) = 0$ ; при этом  $m = \alpha - n$ ,  $n = (\lambda/2)\Gamma$ .

Такую же форму имеет вторая система уравнений для величин  $U$  и  $V$ . Последние связаны с интенсивностями излучения на некоторой глубине  $\tau$ , направленными в сторону границ  $\tau = 0$  и  $\tau = \tau_0$ , соответственно, в среде, освещаемой со стороны границы  $\tau = \tau_0$  (см. Н2)

$$\frac{dU}{d\tau} = mU(\tau, \tau_0) - nV(\tau, \tau_0), \quad \frac{dV}{d\tau} = nU(\tau, \tau_0) - mV(\tau, \tau_0), \quad (10)$$

с начальными условиями  $U(0, \tau_0) = Q(\tau_0)$ ,  $V(0, \tau_0) = 0$ .

Система уравнений (9) аналогична уравнениям, получаемым путем инвариантного вложения [16,6,17]. Одновременно уравнения (10) являются классическими уравнениями переноса излучения. Если предварительно решена система уравнений (9) и коэффициент пропускания известен, то задача переноса (10) может быть сформулирована как задача с начальными условиями. Математически, мы имеем дело с одной и той же системой уравнений при различных начальных условиях, что обусловлено существованием простых соотношений, связывающих между собой глобальные оптические характеристики среды и величины, описывающие режим излучения внутри среды (см. Н2).

Системы уравнений такого типа могут быть сведены к матричному дифференциальному уравнению второго порядка

$$\Phi'' = k^2 \Phi \quad (11)$$

с соответствующими начальными условиями, при этом  $k^2 = (\alpha - 2n)\alpha$ . Под  $\Phi$  в первом случае подразумевается  $P + S$ , во втором -  $U + V$ . Оператор, действующий в (11), является самосопряженным (потенциальным), поэтому к задаче такого типа может быть применен вариационный принцип [18]. Эта возможность имеет важное значение для теории переноса излучения. Вариационная формулировка данных задач континуальной физики представляет собой наиболее короткий путь для выявления общих физических законов изучаемого явления и их трактовки. Для матрично-векторного оператора в (11) могут быть написаны обобщенные для этого случая выражения для плотности Лагранжиана и уравнения Эйлера-Лагранжа (см. также Н1)

$$L(\Phi, \Phi', k, \tau_0) = \Phi'^2 + k^2 \Phi^2, \quad (12)$$

$$\frac{d}{d\tau_0} \frac{\partial L}{\partial \Phi'} - \frac{\partial L}{\partial \Phi} = 0. \quad (13)$$

Для рассматриваемых же здесь двух задач принцип Гамильтона (по аналогии с принципом наименьшего действия в аналитической механике) записывается в виде

$$\delta \int \Lambda(\Phi, \Phi', k, \tau_0) d\tau_0 = 0, \quad \delta \int \Lambda(\Phi, \Phi', k, \tau) d\tau = 0, \quad (14)$$

где  $\Lambda$  - функция Лагранжа.

Несложно проверить, что приведенные обобщенные формулы имеют смысл, аналогичный применяемому в скалярной задаче. Математически, такой общий подход чрезвычайно важен, поскольку позволяет охватить весьма широкий круг физических задач. Одним из примеров может служить задача о диффузном отражении и пропускании трехмерной средой при изотропном рассеянии (см. [19]). В данном случае уравнение (11) в развернутой форме записывается в виде интегродифференциального уравнения

$$\eta^2 \frac{d^2 \Phi}{d\tau^2} = \Phi(\tau, \eta, \mu) - \lambda J(\tau, \mu), \quad (15)$$

где  $\mu$  - косинус угла, под которым падает излучение на границу  $\tau = \tau_0$  конечной среды, и

$$J(\tau, \mu) = \int_0^1 \Phi(\tau, \eta, \mu) d\eta. \quad (16)$$

В данном случае

$$\Lambda(\Phi, \Phi', \tau) = \int_0^1 L(\Phi, \Phi', \tau, \eta) d\eta. \quad (17)$$

Обобщение вариационного подхода, данное в [20] для интегролифференциального уравнения, позволяет определить плотность Лагранжиана  $L$

$$L(\Phi, \Phi', \tau, \eta) = \Phi^2 + (\eta\Phi')^2 - \lambda\Phi J. \quad (18)$$

В то же время этот результат следует непосредственно из (12), что является одним из преимуществ вектор-матричного подхода.

**5. Законы сохранения. Квадратичные и билинейные интегралы.** Характерной особенностью матричного уравнения (11) является отсутствие в нем в явном виде оптической толщины среды и оптической глубины. Другими словами, указанные величины являются циклическими координатами, что приводит к законам сохранения, выражающихся постоянством функции Гамильтона

$$\sum \left( L - \frac{\partial L}{\partial \Phi'} \Phi' \right) = \text{const}, \quad (19)$$

или

$$\sum (\Phi^2 - \mathbf{k}^{-2} \Phi'^2) = \text{const}. \quad (20)$$

Для рассмотренной выше задачи изотропного рассеяния (20) приобретает вид

$$\int_0^1 [\Phi^2 - (\eta\Phi')^2 - \lambda\Phi J] d\eta = \text{const}, \quad (21)$$

Если рассмотреть внутренний режим излучения, то  $\Phi = U + V$ ,  $\eta\Phi' = U - V$ , поэтому (21) дает

$$\int_0^1 U(\tau, \eta, \mu; \tau_0) V(\tau, \eta, \mu; \tau_0) d\eta - \frac{\lambda}{4} \left[ \int_0^1 (U(\tau, \eta, \mu; \tau_0) + V(\tau, \eta, \mu; \tau_0)) d\eta \right]^2 = \text{const}. \quad (22)$$

Полученное соотношение представляет собой записанное в наших обозначениях так называемый  $Q$  - интеграл Райбки [11]. Постоянная интегрирования находится из граничных условий: для конечной среды она равна

$$\text{const} = -\frac{\lambda}{4} \left[ \int_0^1 Q(\eta, \mu, \tau_0) d\eta \right]^2, \quad (23)$$

и нулю - для полубесконечной среды. Легче всего разобраться в физическом смысле полученной закономерности можно, если рассмотреть скалярный аналог задачи. Тогда из (22) будем иметь

$$H^2(\tau) - (1 - \lambda)\Phi^2(\tau) = \lambda Q^2(\tau_0), \quad (24)$$

где  $H = U - V$  и  $\Phi = U + V$ . Данные величины связаны с потоком излучения и интегральной интенсивностью (или функцией источника), соответственно. Полученное соотношение показывает, что в среде данной оптической толщины при заданном коэффициенте рассеяния на каждой ее глубине устанавливается

взаимно однозначная связь между интегральным полем излучения и его потоком: чем больше лучистой энергии заключено в среде, тем значительнее ее поток, и наоборот. В частности, в двух предельных случаях, когда  $\lambda = 0$  и  $\lambda = 1$ , имеем  $H(\tau) = U(\tau)$  и  $H(\tau) = Q(\tau_0)$ . Наконец, в полубесконечной атмосфере имеет место  $H(\tau) = S(\tau)\sqrt{1-\lambda}$  (так называемый, закон  $\sqrt{1-\lambda}$ ).

Следует особо отметить, что в данной задаче возможно вывести ряд других интегралов, в частности,  $R$  - интеграл, полученный Райбики в [11]. Однако как этот, так и все остальные интегралы являются следствием закона сохранения и самостоятельного значения не имеют (см. также [21]).

Аналогичным образом применяя принцип Гамильтона для глобальных оптических характеристик рассеивающей атмосферы, когда циклической координатой в уравнениях (9) и в соответствующем Лагранжиане является  $\tau_0$ . В этом случае система матричных уравнений (9) и (11) приводит к закону сохранения

$$\int_0^1 P(\tau_0, \eta, \mu) S(\tau_0, \eta, \mu) d\eta - \frac{\lambda}{4} \left( \int_0^1 [P(\tau_0, \eta, \mu) + S(\tau_0, \eta, \mu)] d\eta \right)^2 = -\frac{\lambda}{4}. \quad (25)$$

В применении к одномерной среде он приобретает следующий вид

$$\lambda(1+R)^2 - 4R = \lambda Q^2. \quad (26)$$

Данный интеграл хорошо известен в классической теории переноса излучения (см., например, [5,22]). Он обладает простым физическим смыслом, указывая на то, что соотношение между отражательной и пропускательной способностями той или иной атмосферы целиком определяется значением коэффициента рассеяния. Результаты, приведенные в данном разделе, дают ответ на вопросы, поставленные в [11], о природе квадратичных интегралов теории переноса. Более того, развиваемый нами групповой подход делает возможным распространить результаты, полученные как в упомянутой работе, так и в [11,23,24], на величины, определяющие отражательную и пропускательную способности рассеивающей и поглощающей атмосферы.

В заключение данного раздела коротко остановимся на так называемых билинейных интегралах, полученных впервые в [11]. Существование таких интегралов обусловлено свойством аддитивности линейных операторов (9-11). Действительно, рассмотрим для определенности две системы уравнений типа (9), отличающиеся друг от друга лишь значением параметра  $\mu$ , от которого зависят искомые матриц-функции. Очевидно, что складывая эти системы, в результате получим систему такого же типа, где искомыми будут суммы одноименных матриц-функций с различными значениями  $\mu$  (см., например, [11,10,23,25]). В этом случае имеет место

$$\int_0^1 [P(\tau_0, \eta, \mu)S(\tau_0, \eta, \mu') + P(\tau_0, \eta, \mu')S(\tau_0, \eta, \mu)] d\eta - \frac{\lambda}{4} \left( \int_0^1 [P(\tau_0, \eta, \mu) + S(\tau_0, \eta, \mu)] d\eta \right) \left( \int_0^1 [P(\tau_0, \eta, \mu') + S(\tau_0, \eta, \mu')] d\eta \right) = -\frac{\lambda}{4}. \quad (27)$$

Далее, искомые величины в двух системах уравнений могут различаться значениями нескольких параметров, в частности, оптической толщиной (или глубиной в случае (24)), генерируя тем самым, так называемые, многоточечные билинейные интегралы. Отсюда можно заключить, что решения различных задач переноса излучения в однородных атмосферах с одинаковым значением коэффициента рассеяния  $\lambda$  связаны между собой некоторыми нелинейными соотношениями. Сказанное, в первую очередь относится к задачам переноса в средах, не содержащих источников энергии. Однако, как было показано нами в [10,19,25], существует группа задач переноса излучения с внутренними источниками энергии, решения которых могут быть сведены к решению задачи о диффузном отражении и пропускании (так называемая задача при отсутствии источников). К ней, в частности, относятся задачи переноса в таких средах, в которых первичные источники энергии распределены по полиномиальному или экспоненциальному законам. Для такой группы задач, названных нами RSF (reducible to the source-free problem) задачами, могут быть написаны разнообразные квадратичные и билинейные зависимости.

6. *Закон трансляции интегральной интенсивности и потока излучения.* Введенные в предыдущем разделе величины  $H = U - V$  и  $\Phi = U + V$ , как мы видели, определяют баланс между мощностью поля излучения в среде и потоками излучения, выходящими из нее. В скалярной задаче о диффузном отражении и пропускании излучения для одномерной среды конечной оптической толщины, не содержащей источников энергии, данные величины представляют собой функцию источника и поток. В более общих задачах (трехмерная среда, учет зависимости поля излучения от направления и/или от частоты) упомянутые физические величины выражаются в виде интегралов от  $H$  и  $\Phi$ . Если в среде присутствуют источники энергии, то опять-таки указанные две величины играют важную роль в определении фундаментальных величин, описывающих диффузию излучения в ней. С этой точки зрения представляет определенный интерес закон трансляции оптической глубины для данных величин при построении поглощающей и рассеивающей атмосферы с наперед заданными непрерывными законами изменения величин, определяющих элементарный акт рассеяния (см. H2). Указанный закон следует непосредственно из аналогичного закона для преобразования величин  $U$  и  $V$ , полученных в H2. В общей векторно-

матричной записи он имеет вид

$$\begin{pmatrix} \Phi_{1,2} \\ \mathbf{H}_{1,2} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \mathbf{A}_2 & \overline{\mathbf{S}}_2 + \mathbf{B}_2 \\ -\overline{\mathbf{S}}_2 + \mathbf{B}_2 & \mathbf{A}_2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \Phi_1 \\ \mathbf{H}_1 \end{pmatrix}, \quad (28)$$

где введены обозначения

$$\mathbf{A} = \frac{1}{2}(\mathbf{P} + \mathbf{M}), \quad \mathbf{B} = \frac{1}{2}(\mathbf{P} - \mathbf{M}). \quad (29)$$

В дифференциальной форме преобразование (27) приводит к хорошо известным классическим результатам

$$\frac{d\Phi}{d\tau} = (\mathbf{m} + \mathbf{n})\mathbf{H}(\tau), \quad \frac{d\mathbf{H}}{d\tau} = (\mathbf{m} - \mathbf{n})\Phi(\tau). \quad (30)$$

В общем случае неоднородной среды величины  $\mathbf{m}$  и  $\mathbf{n}$  также зависят от оптической глубины.

**7. Многопараметрические группы.** Данное в Н1 определение группы композиции поглощающих и рассеивающих сред является достаточно общим, поскольку не ставит каких-либо ограничений на физические и оптические свойства объединяемых сред. Они могут быть неоднородными и различаться оптическими толщинами. Особый интерес представляют композиции однородных сред, отличающихся друг от друга некоторыми параметрами, характеризующими процесс диффузии в них. В зависимости от количества таких параметров, образуемые группы оказываются одно-, двух-, трех-параметрическими и т.д. При предельном переходе к бесконечно малым толщинам многокомпонентные группы приводят обычно к линейным дифференциальным уравнениям в частных производных, порядок которых определяется количеством параметров, меняющихся независимо друг от друга.

В качестве примеров приведем две известные в теории переноса излучения задачи, сводящиеся к решению уравнений одного и того же типа.

Первая из них представляет собой нестационарную задачу переноса излучения в однородной среде конечной оптической толщины. Нас будет интересовать зависимость коэффициентов отражения и пропускания от толщины среды и времени, в предположении, что при диффузии фотоны тратят время лишь на пролет между двумя последовательными актами рассеяния. Среднее время такого пролета  $T$  определяется плотностью среды  $\rho$  и средним значением коэффициента поглощения в линии  $k$ :  $T = (ck\rho)^{-1}$  (см., например, [5]). Далее, будем считать, что время  $\omega$  измеряется в единицах  $T$ . Закон сложения рассматриваемых сред будет вновь задаваться (7), в котором индексы  $i$  ( $i = 1, 2, 1 \cup 2$ ) относятся теперь как к оптической толщине  $\tau_0$  данной среды, так и к безразмерному времени  $\omega$ . Для простоты рассмотрим задачу в одномерном приближении при допущении, что рассеяние

излучения в среде происходит с полным перераспределением по частотам, когда  $\Gamma = \alpha_0 \alpha'_0$ , при этом элементами диагональных матриц  $\alpha_0$  и  $\alpha'_0$  являются значения нормированных соответствующим образом профилей коэффициента поглощения в спектральной линии. Закон сложения для рассматриваемой задачи приводит к следующей гиперболической системе линейных дифференциальных уравнений в частных производных первого порядка с двумя независимыми переменными.

$$\frac{\partial \mathbf{P}}{\partial \tau_0} + \frac{\partial \mathbf{P}}{\partial \omega} = \mathbf{mP}(\omega, \tau_0) - \mathbf{nS}(\omega, \tau_0), \quad \frac{\partial \mathbf{S}}{\partial \tau_0} + \frac{\partial \mathbf{S}}{\partial \omega} = \mathbf{mP}(\omega, \tau_0) - \mathbf{mS}(\omega, \tau_0) \quad (31)$$

с условиями  $\mathbf{P}(\omega, 0) = \mathbf{I}$ ,  $\mathbf{S}(\omega, 0) = \mathbf{0}$ . Рассматривая левую часть (31) как производную по направлению и производя соответствующую параметризацию, искомые функции могут быть представлены в виде функций одной переменной, зависящих от некоторого параметра  $s$ , меняющегося в направлении перпендикулярном по отношению к характеристическому направлению [26]. Вдоль данного направления уравнения имеют вид, совпадающий по форме с уравнениями, рассмотренными выше. В частности по аналогии с (11) имеем

$$\bar{\Phi}'_s = \mathbf{k}^2 \bar{\Phi}(s), \quad (32)$$

где  $\bar{\Phi}(s) = \bar{\mathbf{P}}(s) + \bar{\mathbf{S}}(s)$ ,  $\mathbf{k}^2 = \mathbf{m}^2 - \mathbf{n}^2$ .

Применение вариационного принципа вдоль указанного направления позволяет вывести для данной задачи плотность Лагранжиана

$$\mathbf{L} = \left( \frac{\partial}{\partial \tau_0} + \frac{\partial}{\partial \omega} \right) \left[ \mathbf{P}^2 + \mathbf{S}^2 - \frac{\lambda}{2} (\mathbf{P} + \mathbf{S})^2 \right], \quad (33)$$

и закон сохранения в виде

$$\Sigma \left( \frac{\partial}{\partial \tau_0} + \frac{\partial}{\partial \omega} \right) \left[ \frac{\lambda}{4} \alpha_0 (\mathbf{P} + \mathbf{S})^2 - \mathbf{PS} \right] = 0, \quad (34)$$

где для краткости записи аргументы искомых матриц-функций в (33) и (34) не отмечаются. Суммирование в (34) производится по одному из столбцов, обозначающих частоты отраженного излучения. В стационарной задаче зависимость от времени исчезает и находим

$$\Sigma \frac{\lambda}{4} \alpha_0 (\mathbf{P} + \mathbf{S})^2 - \mathbf{PS} = \text{const}. \quad (35)$$

Вторая задача заключается в определении профилей спектральных линий, образуемых в однородной рассеивающей и поглощающей атмосфере конечной толщины, в которой развита однородная турбулентность. Отсылая читателя к работе [29] за постановкой задачи и ее физическому аспекту, здесь отметим лишь, что подход, основанный на групповых свойствах величин, описывающих перенос излучения, может быть применен и в данной задаче, если пространст-

венные корреляции нетепловых движений представляются в виде марковского процесса, когда последние описываются гауссовским распределением на плоскости. В этом случае для данного распределения имеет место соотношение Чепмена-Колмогорова

$$G(u, u', \rho(t_1 + t_2)) = \int G(u, u'', \rho(t_1)) G(u, u'', \rho(t_2)) du'' \quad (36)$$

Распределение  $G$  обладает вероятностным смыслом, а именно величина  $G(u, u', \rho(t)) du$  представляет собой вероятность того, что если на некоторой глубине  $\tau'$  значение нетепловой скорости равно  $u'$ , то на глубине  $\tau$  оно примет значение в интервале  $(u, u + du)$ . Коэффициент корреляции  $\rho$  для марковского процесса меняется по экспоненциальному закону  $\rho(t) = \exp(-t/\Lambda)$ , где  $\Lambda$  - средняя оптическая длина корреляции. Тогда закон сложения двух слоев с оптическими толщинами  $\tau_1$  и  $\tau_2$  запишется в виде

$$\begin{pmatrix} P_{1u2}(u) \\ S_{1u2}(u) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} P_2(u') & -\bar{S}_2(u') \\ S_2(u') & M_2(u') \end{pmatrix} G(\rho(\tau_1)) \begin{pmatrix} P_1(u) \\ S_1(u) \end{pmatrix} \quad (37)$$

Здесь переменная  $u$  обозначает смещение частоты на правых границах рассматриваемых сред. Генерируемая данным правилом система векторно-матричных дифференциальных уравнений имеет вид

$$\begin{aligned} \frac{\partial P}{\partial \tau_0} + \frac{1}{\Lambda} \frac{\partial P}{\partial u} &= m(u) P(u, \tau_0) - n(u) S(u, \tau_0), \\ \frac{\partial S}{\partial \tau_0} + \frac{1}{\Lambda} \frac{\partial S}{\partial u} &= n(u) P(u, \tau_0) - m(u) S(u, \tau_0) \end{aligned} \quad (38)$$

с начальными условиями  $P(u, 0) = 1$ ,  $S(u, 0) = 0$ . Величины  $m$  и  $n$  задаются теми же формулами, что и в предыдущем примере с учетом смещения частоты. Система уравнений (38) верна при любых значениях коэффициента корреляции за исключением  $\Lambda = 0$ . Этот случай, соответствующий режиму микротурбулентности, рассматривается, как правило, отдельно (см. [27]). Мы видим, что полученная система уравнений по форме отличается от уравнений (31), приведенных в предыдущей задаче, наличием в ее левой части коэффициента корреляции  $\Lambda$ . Поэтому как методы исследования и решения, так и возможность применения вариационного принципа с существованием законов сохранения принципиально не отличаются.

**8. Заключительные замечания.** Введение теоретико-групповых методов в теорию переноса излучения, являющуюся одной из главных разделов астрофизики и играющую важную роль во многих областях физики, открывает новые возможности как для разработки методов решения различных физических задач, так и для глубокого понимания физической картины изучаемых

явлений. Групповой подход позволяет рассматривать с единой точки зрения классические уравнения переноса и уравнения, получаемые на основе метода инвариантного вложения. При этом важным является тот факт, что в обоих случаях задачи сводятся к решению линейных векторно-матричных дифференциальных уравнений одинаковой формы, что указывает на взаимосвязь между закономерностями, характерными для поля излучения внутри поглощающих и рассеивающих сред и для их глобальных оптических свойств. Эту взаимосвязь в виде простых соотношений удается установить благодаря использованию дискретного векторно-матричного подхода. Представляет интерес тот факт, что единственным инвариантом для любых, в общем случае, неоднородных плоскопараллельных сред конечной толщины является супердетерминант (Березиниан) суперматрицы, элементы которой выражаются через их оптические параметры. Иначе говоря, операторы - суперматрицы, групп композиции и трансляции принадлежат к классу суперматриц, супердетерминант которых равен единице.

Групповой подход позволяет выработать единые методы решения задач переноса излучения с весьма различным физическим содержанием. В качестве иллюстрации, два таких примера были приведены в конце данной работы. Получаемые уравнения принадлежат математически к одному и тому же типу, различаясь лишь входящими в них коэффициентами, задающимися физической изучаемых объектов или явлений.

Важно отметить, что разработанный подход позволяет часто выявлять физически важные особенности рассматриваемой задачи и без ее предварительного решения. Получаемые уравнения, как правило, допускают применение вариационного принципа, позволяя тем самым определить величины, сохраняющиеся в процессе переноса излучательной энергии. Благодаря групповому подходу удается выделить класс задач переноса в однородных средах, обладающий рядом характерных для него особенностей, главной из которых, по-видимому, является возможность сведения формулируемых краевых задач к задачам с начальными условиями. Заслуживают также внимания глубокие связи между характеристиками поля излучения в таких средах, описываемыми билинейными соотношениями.

В работе рассмотрены одно- и двухпараметрические группы, вводимые в случае линейных задач переноса в средах с плоскопараллельной симметрией. Однако возможности применения обсуждаемого подхода намного шире, поскольку идеи, лежащие в его основе, используют наиболее общие представления о явлении переноса излучения. Поэтому в дальнейшем возможны обобщения полученных в работе результатов в самых разных направлениях.

## GROUPS AND THEIR REPRESENTATIONS IN THE THEORY OF RADIATIVE TRANSFER. III

A.G.NIKOGHOSSIAN

This is the final part of the series of papers devoted to application of the group theory methods to astrophysical problems of radiation transfer. Proof of equality to unity of super-determinants of the composition and translation operators supermatrices are given for inhomogeneous absorbing and scattering media of finite thickness. The possibility of application of the group approach to determining statistical mean values of characteristics of the radiation diffusion is demonstrated. The variational principle is applied in describing the transfer of radiation in homogeneous media; we formulate Hamilton's principle and find proper Lagrangian and conservation law. Examples of two-parametric composition groups introduced in treating non-stationary problems of the radiation transfer and problems of the radiation diffusion in turbulent media are discussed.

*Keywords: radiative transfer: groups: supermatrices: turbulent atmosphere*

### ЛИТЕРАТУРА

1. А.Г.Никогосян, *Астрофизика*, **57**, 295, 2014, (*Astrophysics*, **57**, 272, 2014).
2. А.Г.Никогосян, *Астрофизика*, **57**, 407, 2014, (*Astrophysics*, **57**, 375, 2014).
3. В.А.Амбарцумян, *ДАН СССР*, **38**, 257, 1943.
4. В.А.Амбарцумян, *Изв. АН АрмССР*, Но.1,2, 1944.
5. В.В.Собалев, *Перенос излучения в атмосферах звезд и планет*, Гостехиздат, М., 1956.
6. С.Чандрасекар, *Перенос лучистой энергии*, Изд. ИЛ, М., 1953.
7. R. Bellman, R. Kalaba, M. Wing, *J. Math. Phys.*, **1**, 280, 1960.
8. R. Bellman, R. Kalaba, M. Prestrud, *Invariant Imbedding and Radiative Transfer in Slabs of Finite Thickness*, Amer. Elsevier, NY, 1963.
9. А.Г.Никогосян, *Астрофизика*, **52**, 471, 2009, (*Astrophysics*, **52**, 431, 2009).
10. А.Г.Никогосян, *Light Scat. Reviews*, **8**, 377, 2013.
11. G. Rybicky, *Astrophys. J.*, **213**, 165, 1977.
12. А.Г.Никогосян, *Astron. Astrophys.*, **422**, 1059, 2004.
13. А.Г.Никогосян, *Астрофизика*, **54**, 149, 2011, (*Astrophysics*, **54**, 126, 2011).
14. А.Г.Никогосян, *Астрофизика*, **47**, 123, 2004, (*Astrophysics*, **47**, 104, 2004).
15. А.Г.Никогосян, *Астрофизика*, **24**, 149, 1986, (*Astrophysics*, **24**, 89, 1986).

16. *В.В.Соболев*, Перенос излучения в атмосферах звезд и планет, 1956.
17. *R.Bellman, G.M.Wing*, An Introduction to Invariant Imbedding, NY, Wiley & Sons, 1973.
18. *M.M.Vainberg*, Variational Methods for the Study of Nonlinear Operators, Holden Day, San Francisco, 1964, Chap. II.
19. *A.G.Nikoghossian*, J. Quantit. Spectrosc. Radiat. Transfer, **61**, 345, 1999.
20. *M.Tavel*, Transport Theory Statist. Phys., **1**, 271, 1971.
21. *А.Г.Никогосян*, Астрофизика, **54**, 275, 2011, (*Astrophysics*, **54**, 242, 2011).
22. *В.А.Амбарцумян*, Научные труды, т.1, Изд. АН АрмССР, 1980.
23. *В.В.Иванов*, Астрон. ж., **22**, 612, 1978.
24. *Э.Г.Яновичский*, Астрон. ж., **53**, 1063, 1976.
25. *A.G.Nikoghossian*, Astrophys. J., **483**, 849, 1997.
26. *В.Я.Арсенин*, Методы математической физики и специальные функции, М., Наука, 1984.
27. *А.Г.Никогосян*, Астрофизика, **60**, 443, 2017, (*Astrophysics*, **60**, 408, 2017).



## ЭФФЕКТ МАССЫ НЕЙТРИНО В КОСМОЛОГИИ

Д.И. НАГИРНЕР, Д.Г. ТУРИЧИНА

Поступила 5 ноября 2018

Принята к печати 12 декабря 2018

Оценивается влияние наличия малой массы нейтрино на свойства космологического нейтринного газа и на эволюцию Вселенной. Сначала рассчитываются характеристики равновесного газа нейтрино и находятся температуры, до которых их можно считать ультрарелятивистскими при различных возможных их массах. Прослеживается эволюция космологических нейтрино любого типа при разных значениях их массы. Определено, до каких красных смещений нейтрино остаются ультрарелятивистскими. Сделаны оценки эффективной температуры нейтринного газа и влияния учета наличия масс у нейтрино на описание темпа расширения Вселенной.

**Ключевые слова:** *Космологические нейтрино: массы нейтрино: эволюция Вселенной*

1. *Введение.* Как известно, существование частиц, названных впоследствии Энрико Ферми нейтрино, было предположено В.Паули в 1930г. (он их называл нейтронами). Это было сделано в частном письме участникам конференции в Тюбингене (опубликовано в [1]) и в 1931г. в докладе на заседании Американского физического общества в Пасадене. Целью такого предположения явилось желание обеспечить выполнение закона сохранения энергии при бета-распаде некоторых ядер. Аналогичная проблема возникает при распаде нейтрона на протон и электрон. Среднее время жизни свободного неподвижного нейтрона составляет  $\bar{t}_N = 14.7$  мин. (период полураспада  $t_{1/2} = \ln(2)\bar{t}_N = 10.2$  мин.). Вылетающий при таком процессе электрон уносит энергию, однако, ее оказывалось меньше, чем разность между энергиями покоя нейтрона и протона, а распределение энергий было случайным. Введением нейтрино разрешалось еще одно несоответствие, а именно, устранялось несоблюдение условия сохранения момента, а именно, спина. Трудность прямого обнаружения такой частицы заключалась в очень слабом ее взаимодействии с другими частицами и ядрами (слишком малые сечения реакций), поэтому ее существование следовало из условия сохранения энергии, импульса и момента при экспериментах с реакциями распада. Впоследствии гипотеза Паули полностью подтвердилась, нейтрино было зафиксировано на ускорителе в 1953г. в реакции захвата нейтрино, противоположной его

испусканию [2]. Окончательное заключение о существовании нейтрино и антинейтрино было сделано теми же авторами несколько позже [3]. В 1995г. один из авторов (F. Raines) получил Нобелевскую премию по физике за экспериментальное обнаружение нейтрино. История этого предсказания и подтверждения его справедливости описаны в статье самого Паули [4]. Подробное описание вклада последующих работ Паули в теорию  $\beta$ -распада и общей проблемы нейтрино содержится в обзоре [5].

В настоящее время наблюдаются солнечные нейтрино и нейтрино космических лучей на нескольких нейтринных обсерваториях, в частности, на Ледяном кубе (Ice Cube) со стороны 1 км в Антарктиде [6].

Свойства нейтрино достаточно подробно изучены. Существуют нейтрино и соответствующие им антинейтрино трех типов (ароматов): электронные, мюонные и тау-нейтрино. При этом долгое время считалось, что масса нейтрино точно равна нулю, как у фотона. Однако опыты с так называемыми осцилляциями нейтрино, когда они переходят из одного типа в другой, свидетельствуют о наличии у нейтрино конечных масс [7-9] (Нобелевская премия по физике 2015г. Т.Кажита и А.В.Мcdonald). Эти массы по сравнению с массами других частиц очень малы и определить их величину очень трудно. Возможные последствия отличия масс нейтрино от нуля для астрономии обсуждались в статье [10]. Однако массы нейтрино оказались значительно меньше, чем предполагалось там. По наблюдениям осцилляций определяются разности квадратов масс, другими методами - суммы масс всех типов. По последним оценкам  $m_{\nu_e}^2 - m_{\nu_\mu}^2 = |m_{\nu_\mu}^2 - m_{\nu_\tau}^2| < 0.6 + 0.7 \text{ (эВ)}^2$  [11], а сумма масс нейтрино не превосходит  $\approx 0.1 \text{ эВ}$  [12] (все в энергетических единицах).

Существование космологических нейтрино следует из теории горячей Вселенной, согласно которой на ранних этапах ее эволюции при высокой температуре, в находящейся в состоянии термодинамического равновесия материи должны были происходить уравновешенные реакции слабого взаимодействия с испусканием и поглощением нейтрино (поэтому их химический потенциал равен нулю). При понижении температуры вследствие космологического расширения пространства нейтрино отделились от остального вещества и распространяются свободно. Зафиксировать эти нейтрино, по-видимому, если и окажется когда-нибудь возможным, то очень несложно. Возможно, удастся наблюдать косвенные проявления присутствия нейтрино.

Есть еще одно осложнение в теории нейтрино: если фиксируется масса нейтрино, то их аромат неопределен и наоборот. Можно сказать, что нейтрино это не отдельные частицы, а суперпозиция частиц и ее состояние задается матрицей  $3 \times 3$ .

Имеются некоторые свидетельства, что существуют нейтрино еще одного, четвертого типа, называемые стерильными, так как они не участвуют ни в

каких взаимодействиях, включая слабые, кроме гравитационного. Эти нейтрино, имеющие большую массу, чем 3 упомянутых типа, как предполагается, могут составлять, по крайней мере, часть темного вещества Вселенной и, следовательно, они учитываются именно, как эта компонента (см. [13]).

В последнее время появляются работы, посвященные расчетам эволюции состава нейтрино в ходе космологического расширения, если задан их начальный состав (см. [14]). Обсуждается влияние нейтрино на лептогенезис [15], на формирование крупномасштабной структуры Вселенной [16,17], на  $L_\alpha$ -лес [18], на анизотропию и поляризацию реликтового излучения [19], на изменение со временем красных смещений [20] и др. [11] (это последние публикации в архиве, где даются также обзоры предшествующих работ).

Цель настоящей заметки более простая. Как кажется, представляет интерес оценить влияние нейтрино на ход эволюции Вселенной, а также, найти более точные значения температуры нейтринного газа, чем при предположении безмассовости нейтрино. При этом достаточно допустить, что при термодинамическом равновесии соответствие массы и аромата достигается, т.е. все нейтрино и антинейтрино можно рассматривать независимо.

Начнем с изложения теории равновесных нейтрино в принятом приближении.

## 2. Равновесный нейтринный газ.

2.1. *Равновесные распределения нейтрино.* Концентрация  $n_\nu$ , массовая плотность  $\rho_\nu$  и давление  $P_\nu$  фермионов со спином 1/2 и массой  $m_\nu$  при равном нулю химическом потенциале, каковыми являются нейтрино всех типов, в состоянии термодинамического равновесия определяются формулами Ферми-Дирака (см., например, [21]):

$$n_\nu = \frac{8\pi}{h^3} \int_0^\infty \frac{p^2 dp}{e^{c(p)/k_B T_\nu} + 1}, \quad (1)$$

$$\rho_\nu = \frac{8\pi}{h^3 c^2} \int_0^\infty \frac{\varepsilon(p) p^2 dp}{e^{c(p)/k_B T_\nu} + 1}, \quad (2)$$

$$P_\nu = \frac{8\pi}{3h^3} \int_0^\infty \frac{v p^3 dp}{e^{c(p)/k_B T_\nu} + 1}. \quad (3)$$

Здесь использованы общепринятые обозначения, напомним только, что  $\varepsilon(p) = c\sqrt{m_\nu^2 c^2 + p^2}$  - полная энергия (включая энергию покоя) частицы с импульсом  $p$ , а  $v = c^2 p/\varepsilon(p)$  - ее скорость. При нулевом химическом потенциале плотность энтропии, т.е. энтропия единицы объема выражается через две приведенные величины:

$$\bar{s}_\nu = \frac{s_\nu}{V} = \frac{\rho_\nu c^2 + P_\nu}{T_\nu} = \frac{8\pi}{h^3} \frac{1}{T_\nu} \int_0^\infty \left( \varepsilon(p) + \frac{v p}{3} \right) \frac{p^2 dp}{e^{c(p)/k_B T_\nu} + 1}. \quad (4)$$

Произведя замену переменной интегрирования  $z = pc/(k_B T)$ , перепишем распределения в виде

$$n_v = a_n T_v^3 G_n(y), \quad G_n(y) = \frac{2}{3\zeta(3)} \int_0^\infty \frac{z^2 dz}{e^{y\sqrt{z^2+y^2}} + 1}, \quad a_n = 12\pi\zeta(3) \left(\frac{k_B}{hc}\right)^3 = \frac{15.2}{(\text{см К})^3} \quad (5)$$

$$\rho_v = a_p T_v^4 G_p(y), \quad G_p(y) = \frac{120}{7\pi^4} \int_0^\infty \frac{z^2 dz \sqrt{z^2+y^2}}{e^{y\sqrt{z^2+y^2}} + 1}, \quad (6)$$

$$a_p = \frac{7}{15} \pi^5 \frac{k_B^4}{h^3 c^2} = \frac{7}{8} \frac{a_{SB}}{c^2} = 7.37 \cdot 10^{-36} \frac{\text{г}}{\text{см}^3 \text{К}^4}$$

$$P_v = a_p T_v^4 G_p(y), \quad G_p(y) = \frac{120}{7\pi^4} \int_0^\infty \frac{z^4}{\sqrt{z^2+y^2}} \frac{dz}{e^{y\sqrt{z^2+y^2}} + 1}, \quad (7)$$

$$a_p = \frac{c^2}{3} a_p = \frac{7}{24} a_{SB} = 2.21 \cdot 10^{-15} \frac{\text{г}}{\text{см}^2 \text{К}^4}.$$

Здесь и далее  $\zeta(x)$  - значения дзета-функции Римана, а  $y = m_e c^2 / k_B T_v$  - безразмерная обратная температура нейтринного газа. Коэффициенты в формулах для  $\rho_v$  и  $P_v$  выражаются через постоянную Стефана  $a_{SB} = (8\pi^5/15)(k_B^4/h^3 c^2) = 7.5657 \cdot 10^{-15} \text{ г}/(\text{см}^2 \text{К}^4)$ .

Графики функций  $G_n(y)$ ,  $G_p(y)$  и  $G_p(y)$  приведены на рис.1.

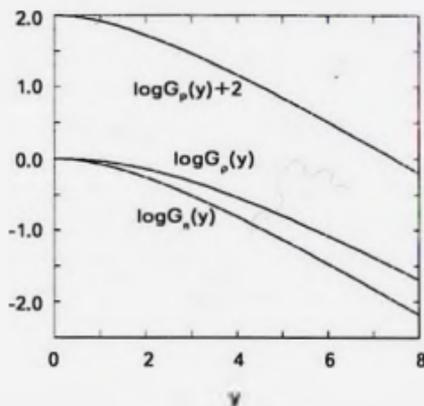


Рис.1. Функции  $\log G_n(y)$ ,  $\log G_p(y)$  и  $\log G_p(y)$ . К последней добавлено 2, чтобы отделить от остальных.

2.2. *Предельные случаи.* Рассмотрим крайние случаи распределений.

2.2.1. *Ультррелятивистский предел.* При  $y=0$  три множителя в (5)-(7) обращаются в единицу:  $G_n(0) = G_p(0) = G_p(0) = 1$ , так что при  $y \ll 1$

предельные формулы получаются просто после такой замены этих множителей.

В распределения входит  $y^2$ , однако в разложении по  $y^2$  можно получить только слагаемые первого порядка, так как уже вторые производные по  $y^2$  при  $y=0$  логарифмически расходятся. Разложения имеют простой вид:

$$G_n(y) \sim 1 - \frac{\ln 2}{3\zeta(3)} y^2 + \frac{y^3}{18\zeta(3)}, \quad G_p(y) \sim 1 - \frac{5}{7} \frac{y^2}{\pi^2}, \quad G_r(y) \sim 1 - \frac{15}{7} \frac{y^2}{\pi^2}. \quad (8)$$

Входящее в первую формулу значение  $\zeta(3) = 1.20205690316$ . Коэффициенты при  $y$  и  $y^3$  у двух последних функций равны нулю, но у первой слагаемое с  $y^3$  сохранилось. Приведем также формулу для плотности энтропии:

$$s \sim a_s T_v^3 \left( 1 - \frac{15}{14} \frac{y^2}{\pi^2} \right), \quad a_s = \frac{28}{45} \pi^5 \frac{k_B^4}{h^3 c^3} = 8.82 \cdot 10^{-15} \frac{\text{г}}{\text{см}^2 \text{К}^4}. \quad (9)$$

**2.2.2. Нерелятивистский предел.** В противоположном случае, когда  $y \gg 1$ , справедливы разложения по функциям Макдональда:

$$G_n(y) = \frac{2}{3\zeta(3)} y^2 \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(-1)^n}{n+1} K_2((n+1)y), \quad (10)$$

$$G_p(y) = \frac{120}{7\pi^4} y^3 \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(-1)^n}{n+1} \left[ \frac{3}{(n+1)y} K_2((n+1)y) + K_1((n+1)y) \right], \quad (11)$$

$$G_r(y) = \frac{360}{7\pi^4} y^2 \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(-1)^n}{(n+1)^2} K_2((n+1)y). \quad (12)$$

Из них получаются асимптотики

$$G_n(y) \sim \frac{\sqrt{2\pi}}{3\zeta(3)} y^{3/2} e^{-y} \left( 1 + \frac{15}{8y} \right), \quad G_p(y) \sim \frac{60}{7\pi^4} \sqrt{2\pi} y^{3/2} e^{-y} \left( 1 + \frac{27}{8y} \right), \quad (13)$$

$$G_r(y) \sim \frac{180}{7\pi^4} \sqrt{2\pi} y^{3/2} e^{-y}.$$

**2.3. Средняя энергия частиц и степень "релятивизма".** Представляет интерес найти среднюю энергию нейтрино

$$\bar{\epsilon}_v(y) = \frac{P_v}{n_v} c^2 = a_{\rho n} k_B T_v \frac{G_p(y)}{G_n(y)}, \quad a_{\rho n} = \frac{7\pi^4}{180\zeta(3)} = 3.1514. \quad (14)$$

При малых  $y$  средняя энергия намного больше энергии покоя  $\bar{\epsilon}_v(y) \sim a_{\rho n} k_B T_v = a_{\rho n} m_\nu c^2 / y$ . Напротив, если  $y \rightarrow \infty$ , средняя энергия стремится к энергии покоя нейтрино  $m_\nu c^2$ .

Ввиду приведенных оценок средней энергии естественно ввести безразмерную величину, характеризующую близость состояния нейтринного газа к предельным:

$$r = y \frac{\rho_\nu}{n_\nu} \frac{m_\nu - n_\nu}{G_\nu(y)} = \frac{a_{\text{рл}} G_p(y) - y G_n(y)}{G_n(y)} = \begin{cases} a_{\text{рл}} - y & \text{при } y \ll 1, \\ 3/2 & \text{при } y \gg 1. \end{cases} \quad (15)$$

На рис.2 показан ход изменения величины  $r$  в зависимости от безразмерной температуры  $y$  и для трех значений массы нейтрино - в зависимости от температуры.

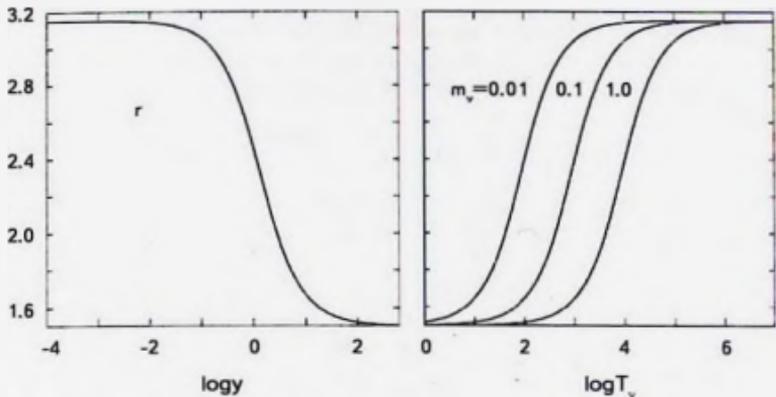


Рис.2. Степень релятивизма в зависимости от  $\log y$  и  $\log T_\nu$  (при трех значениях массы частиц в эВ).

Задав предельное отклонение параметра от асимптотического значения  $a_{\text{рл}} - r < \varepsilon$ , получим простые оценки:  $y < \varepsilon$  и  $T_\nu > m_\nu c^2 / k_B \varepsilon$ .

Теперь перейдем к космологическим моделям с учетом нейтрино.

### 3. Космологическая модель с безмассовыми нейтрино.

3.1. *Параметры модели.* Согласно космологической модели, принятой сейчас в качестве наиболее адекватной реальной Вселенной и называемой Стандартной или  $\Lambda$ CDM, пространство плоское. Основными компонентами этой модели являются пылевидное вещество, включающее видимое (барионное) и темное, и так называемая темная энергия, соответствующая космологическому слагаемому Эйнштейна.

В эту модель легко могут быть включены еще две компоненты, а именно, излучение и ультрарелятивистские нейтрино. Излучение называется реликтовым, так как оно осталось от эпох эволюции Вселенной, когда она была горячей. После эпохи рекомбинации излучение отделилось от остальной материи и, свободно распространяясь и оставаясь чернотельным, остывает. Современное значение температуры реликтового излучения  $T_0 = 2.726$  К является самой точной величиной, известной в космологии. Такой температуре отвечает плотность энергии,

определяемая по формуле Стефана-Больцмана,  $a_{SB}T_0^3 = 4.17 \cdot 10^{-13}$  эрг/см<sup>3</sup> и соответствующая плотность массы  $\rho_0^0 = a_{SB}T_0^3/c^2 = 4.65 \cdot 10^{-34}$  г/см<sup>3</sup>.

С меньшей точностью (несколько процентов) известна постоянная Хаббла, примем, что  $H_0 = 70$  км/(с Мпк) =  $2.27 \cdot 10^{-18}$  с<sup>-1</sup>. Тогда современная критическая плотность  $\rho_0^0 = 3H_0^2/8\pi G = 9.21 \cdot 10^{-30}$  г/см<sup>3</sup>, так что доля излучения в ней  $\Omega_0^0 = \rho_0^0/\rho_0^0 = 5.06 \cdot 10^{-5}$ .

Доля темной энергии по определениям [22] составляет  $0.721 \pm 0.035$ . Здесь примем, что  $\Omega_\Lambda^0 = 0.72$ , так что  $\rho_\Lambda^0 = 6.63 \cdot 10^{-30}$  г/см<sup>3</sup>.

Плотность пылевидного вещества определяется как дополнение до полной плотности к сумме плотностей темной энергии, излучения и нейтрино. Последнюю надо найти.

Связь температур нейтрино и излучения была получена авторами [23], когда масса нейтрино считалась равной нулю, так что они должны были быть ультрарелятивистскими, как и фотоны. Воспроизведем рассуждение этих авторов.

**3.2. Температура и плотность безмассовых нейтрино.** Согласно теории горячей Вселенной в начальные этапы ее эволюции вся материя находилась в состоянии термодинамического равновесия с большим набором разнообразных составляющих ее частиц (в широком смысле). В ходе космологического расширения, при котором все линейные масштабы Вселенной (расстояния) увеличиваются пропорционально масштабному множителю  $a$ , и остывания материи, некоторые ее компоненты исчезали, аннигилируя (например, антипротоны с протонами, мезоны противоположных знаков, позитроны с электронами) или объединяясь с другими и образуя новые компоненты (например, из кварков сформировались нуклоны и пи-мезоны, нейтроны с протонами в ходе первичного нуклеосинтеза образовали ядра простейших элементов). Другие компоненты переставали взаимодействовать между собой и с остальными, отделялись и начинали свободный разлет. Первыми оторвались гипотетические частицы гравитоны - кванты гравитационного поля. Следующими, при падении температуры до значений порядка  $10^{10}$  К, отделились нейтрино.

Хотя процесс их отделения занимает какой-то промежуток времени, примем, что это произошло мгновенно при температуре  $T_0^*$  и значении масштабного множителя  $a_0^*$ . Обозначим через  $y_0^* = m_\nu c^2/k_B T_0^*$  безразмерную обратную температуру в момент отделения. Разные типы нейтрино, вообще говоря, отделяются в разные периоды, но за каждым из них можно следить отдельно от других, так что рассмотрим какой-нибудь один тип нейтрино или анти-нейтрино.

Температура при отделении нейтрино  $T_0^*$  была достаточно высока, так что все компоненты вещества были ультрарелятивистскими и их энтропии были пропорциональны третьей степени температуры. Нас интересуют электроны,

позитроны, нейтрино и фотоны. Энтропии трех газов фермионов в момент отделения нейтрино были одинаковы (9), а энтропия фотонного газа отличалась множителем. Указанные энтропии в объеме  $V$ , тогда были

$$S_e^0 = S_\nu^0 = \frac{7}{6} a_{SB} V_* (T_\nu^0)^3, \quad S_\gamma^0 = \frac{4}{3} a_{SB} V_* (T_\nu^0)^3. \quad (16)$$

Космологическое расширение происходит как адиабатический процесс, при котором энтропия определенного объема не меняется. Следовательно, температура всех ультрарелятивистских газов изменяется обратно пропорционально масштабному множителю.

После отделения нейтрино разлетались свободно, а электроны и позитроны продолжали взаимодействовать. Когда температура стала существенно ниже, чем  $6 \cdot 10^9$  К, все позитроны аннигилировали с электронами, и аннигилировавшие пары передавали свою энергию, включая энергию покоя, фотонному газу. В результате этого и энтропия электрон-позитронных пар перешла к фотонам. Фотоны продолжали взаимодействовать с оставшимися электронами и газ фотонов пришел к равновесному состоянию, повысив свою температуру, которая впоследствии уменьшалась в соответствии с общим расширением пространства. Энтропия излучения после этого сохранялась:

$$S_e = \left( \frac{4}{3} + 2 \frac{7}{6} \right) a_{SB} V_* (T_\nu^0)^3 = \frac{11}{3} a_{SB} V_* (T_\nu^0)^3 = \frac{4}{3} a_{SB} V T^3. \quad (17)$$

Энтропия нейтринного газа не изменялась, т.е. определялась формулой (9):

$$S_\nu = \frac{7}{6} a_{SB} V_* \left( \frac{a}{a_\nu^0} \right)^3 T_\nu^3 = \frac{7}{6} a_{SB} V T_\nu^3 = \frac{7}{6} a_{SB} V_* (T_\nu^0)^3. \quad (18)$$

Вследствие космологического расширения объемы в моменты, которым соответствуют значения масштабного множителя  $a_\nu^0$  и  $a$ , связаны соотношением  $V_* (a_\nu^0)^3 = V a^3$ . Температуре  $T_\nu$  сопоставим безразмерную обратную температуру  $y_\nu = m_\nu c^2 / k_B T_\nu$ .

Подставив в (17) произведение  $V_* (T_\nu^0)^3$  из (18), получим связь между температурами фотонного и нейтринного газов после аннигиляции электрон-позитронных пар:

$$\frac{11}{3} a_{SB} V T_\nu^3 = \frac{4}{3} a_{SB} V T^3, \quad T^3 = \frac{11}{4} T_\nu^3, \quad T_\nu = \sqrt[3]{\frac{4}{11}} T = 0.713765856 T. \quad (19)$$

В частности, современная температура безмассовых нейтрино  $T_\nu^0 = \sqrt[3]{4/11} T_0 = 1.95$  К, так что плотность их массы (всех типов вместе) и доля в критической плотности

$$\rho_\nu^0 = 6 a_\rho (T_\nu^0)^3 = 6.35 \cdot 10^{-34} \text{ г/см}^3, \quad \Omega_\nu^0 = 6 \frac{\rho_\nu^0}{\rho_c} = 6.90 \cdot 10^{-5}. \quad (20)$$

Ввиду одинаковой зависимости от температуры плотностей излучения и

безмассовых нейтрино их можно объединить и определить совместный вклад излучения и таких нейтрино в критическую плотность:

$$\rho_{\nu\nu}^0 = \rho_r^0 + 6\rho_\nu^0 = 1.10 \cdot 10^{-33} \text{ г/см}^3, \quad \Omega_{\nu\nu}^0 = \Omega_r^0 + \Omega_\nu^0 = 1.196 \cdot 10^{-4}. \quad (21)$$

Плотность и доля пылевидного вещества при том же условии равны разностям

$$\rho_d^0 = \rho_c^0 - \rho_\Lambda^0 - \rho_{\nu\nu}^0 = 2.58 \cdot 10^{-30} \text{ г/см}^3, \quad \Omega_d^0 = 1 - \Omega_\Lambda^0 + \Omega_{\nu\nu}^0 = 0.27988 \approx 0.28. \quad (22)$$

3.3. *Основные уравнения модели.* Два уравнения Фридмана для масштабного множителя при плоском пространстве и безмассовых нейтрино имеют вид

$$\ddot{a} = -\frac{4\pi G}{3} \rho_g a, \quad \dot{a}^2 = \frac{8\pi G}{3} \rho_t a^2. \quad (23)$$

Зависимость плотностей от  $a$  подразумевается.

В уравнения входят полная и гравитирующая плотности массы компонент:

$$\rho_t = \rho_d + \rho_\Lambda + \rho_{\nu\nu}, \quad \rho_g = \rho_t + 3\frac{P_t}{c^2}, \quad P_t = P_d + P_\Lambda + P_{\nu\nu}, \quad (24)$$

где  $P_t$  - полное давление всех компонент (в том числе шести типов нейтрино). Ввиду соблюдения уравнений состояния компонент

$$P_d = 0, \quad P_r = \frac{c^2}{3} \rho_r, \quad P_\nu = \frac{c^2}{3} \rho_\nu, \quad P_{\nu\nu} = \frac{c^2}{3} \rho_{\nu\nu}, \quad P_\Lambda = -c^2 \rho_\Lambda, \quad (25)$$

гравитирующая плотность переписывается через плотности компонент так:

$$\rho_g = \rho_d + 2\rho_{\nu\nu} - 2\rho_\Lambda. \quad (26)$$

Условие совместности уравнений (23) является равенство

$$\dot{\rho}_t = -3\left(\rho_t + \frac{P_t}{c^2}\right)H, \quad H = \frac{\dot{a}}{a}, \quad (27)$$

которое отражает адиабатичность космологического расширения и выполняется для каждой компоненты отдельно. Интегрируя эти уравнения, получаем соотношения, описывающие эволюцию плотностей компонент:

$$\rho_d = \frac{\rho_d^0}{a^3} = \rho_c^0 \frac{\Omega_d^0}{a^3}, \quad \rho_r = \frac{\rho_r^0}{a^4} = \rho_c^0 \frac{\Omega_r^0}{a^4}, \quad \rho_{\nu\nu} = \frac{\rho_{\nu\nu}^0}{a^4} = \rho_c^0 \frac{\Omega_{\nu\nu}^0}{a^4}, \quad \rho_\Lambda = \rho_\Lambda^0. \quad (28)$$

Зависимости плотности массы и давления каждого типа безмассовых нейтрино от  $a$  можно представить в виде

$$\rho_\nu(a) = a_p T_\nu^4 = a_p \left(\frac{a_\nu^* T_\nu^*}{a}\right)^4, \quad P_\nu(a) = \frac{c^2}{3} \rho_\nu(a). \quad (29)$$

3.4. *Решение уравнений.* Соотношения (28) позволяют второе уравнение (23) переписать в виде

$$H = \frac{\dot{a}}{a} = \frac{H_0}{a^2} \sqrt{\Omega(a)}, \quad \Omega(a) = \Omega_{rv}^0 + \Omega_d^0 a + \Omega_\Lambda^0 a^4. \quad (30)$$

Разделение переменных и интегрирование дают связь масштабного множителя со временем:

$$H_0 t = \int_a^1 \frac{a da}{\sqrt{\Omega(a)}}. \quad (31)$$

При  $a = 1$  получается возраст Вселенной  $t_0 = 13.7 \cdot 10^9$  лет. При  $a \rightarrow \infty$  возраст Вселенной  $\tilde{t} \sim (\ln a)/H_\Lambda$ , где  $H_\Lambda = \sqrt{\Omega_\Lambda^0} H_0 = 59.397 \text{ км/с Мпк} = 1.9249 \cdot 10^{-18} \text{ с}^{-1}$ , что отражает экспоненциальный рост масштабного множителя на временах  $t > 1/H_\Lambda$ , т.е. вторую инфляцию.

Теперь откажемся от безмассовости нейтрино и посмотрим, к каким последствиям этот отказ приводит. Для простоты примем, что все нейтрино одинаковы, т.е. имеют равные массы и отделились от остальной материи одновременно.

#### 4. Распределения космологических нейтрино с ненулевой массой.

4.1. Концентрация космологических нейтрино. Плотность массы космологических нейтрино с массой (их часто называют массивными) зависит от масштабного множителя  $a$  более сложно, чем плотность безмассовых нейтрино. Для получения этой зависимости рассмотрим распределения трех величин, как и при термодинамическом равновесии. Для различия будем отмечать эти величины титлом. Начнем с концентрации.

Как уже говорилось, в некоторый момент расширения Вселенной  $t_*$  нейтрино перестают взаимодействовать с другими частицами и между собой, отделяются от остальной материи и распространяются свободно. При отделении все сорта нейтрино были равновесными, после этого равновесие нарушается.

Так как нейтрино после отделения распространяются свободно, их концентрация убывает только за счет увеличения объема при космологическом расширении:

$$\bar{n}_\nu(a) = \left(\frac{a_*}{a}\right)^3 \bar{n}_\nu(a_*) = \left(\frac{a_*}{a}\right)^3 \frac{8\pi}{h^3} \int_0^\infty \frac{p_*^2 dp_*}{e^{(a/a_*) (k_B T_*)} + 1} = \frac{8\pi}{h^3} \int_0^\infty \frac{p^2 dp}{e^{(a/a_*) (k_B T_*)} + 1}. \quad (32)$$

Из приведенных формул следует, что средние числа заполнения нейтринных состояний, выражаемые дробью  $1/[e^{(a/a_*) (k_B T_*)} + 1]$ , остаются неизменными, изменяются только импульсы нейтрино по тому же закону, что и частоты фотонов:  $p = \frac{a_*}{a} p_*$ . Этот факт в монографии [24] выводится путем расчета изменения импульса при локальном преобразовании от сопутствующей частице системы отсчета к бесконечно близкой по расширению. Произведение  $\bar{n}_\nu(a) V$  также не меняется в ходе космологического расширения.

4.2. *Плотность массы и давление.* При переходе к распределениям космологических нейтрино в формулах для плотности массы и давления (2)-(3) так же, как и в формуле (1) для концентрации, в знаменателях в показателе экспоненты (и только там) энергию  $\epsilon(p)$  надо заменить на  $\epsilon(ap, a^*)$ . После этой замены сделаем замену переменной интегрирования  $z = \frac{cp}{k_B T_\nu^* a}$ :

$$\bar{n}_\nu(a) = n_\nu(a) G_n(y_\nu^*), \quad n_\nu(a) = a_n \left( \frac{a_\nu^* T_\nu^*}{a} \right)^3, \quad (33)$$

$$\bar{\rho}_\nu(a) = \frac{8\pi}{h^3 c^3} \int_0^\infty \frac{p^3 \epsilon(p) dp}{e^{\epsilon(ap, a^*)} (k_B T_\nu^*)^3 + 1} = \rho_\nu(a) G_\rho \left( y_\nu^*, \frac{a}{a_\nu^*} \right), \quad (34)$$

$$\bar{P}_\nu(a) = \frac{8\pi c^2}{3h^3} \int_0^\infty \frac{p^4}{\epsilon(p) e^{\epsilon(ap, a^*)} (k_B T_\nu^*)^3 + 1} dp = P_\nu(a) G_P \left( y_\nu^*, \frac{a}{a_\nu^*} \right). \quad (35)$$

Здесь введены функции, аналогичные введенным ранее, но зависящие от двух аргументов:

$$G_\rho(y, A) = \frac{120}{7\pi^4} \int_0^\infty \frac{z^2 \sqrt{z^2 + (yA)^2} dz}{e^{\sqrt{z^2 + (yA)^2}} + 1}, \quad G_P(y, A) = \frac{120}{7\pi^4} \int_0^\infty \frac{z^4}{\sqrt{z^2 + (yA)^2} e^{\sqrt{z^2 + (yA)^2}} + 1} dz. \quad (36)$$

Масса нейтрино входит только в эти функции через аргумент  $y$  и при  $y=0$  они обращаются в единицы, так что распределения обращаются в справедливые для безмассовых частиц. Функции, входящие в формулы (6)-(7), являются частными случаями (36):  $G_\rho(y) = G_\rho(y, 1)$ ,  $G_P(y) = G_P(y, 1)$ .

Можно ввести безразмерную функцию распределения нейтрино

$$f_\nu(z) = \frac{2}{3\zeta(3)} a_n \left( \frac{a_\nu^* T_\nu^*}{a} \right)^3 V \frac{z^2}{e^{\sqrt{z^2 + (yA)^2}} + 1} = \frac{2}{3\zeta(3)} a_n (T_\nu^*)^3 V_\nu \frac{z^2}{e^{\sqrt{z^2 + (yA)^2}} + 1}, \quad (37)$$

нормированную по  $z$  на число частиц  $\bar{n}_\nu(a)V$  в объеме  $V$ . Эта функция также не меняется в ходе расширения, как и определяемая через нее  $H$ -функция Больцмана

$$H = \int_0^\infty f_\nu(z) \ln f_\nu(z) dz, \quad (38)$$

что согласуется с адиабатичностью космологического расширения.

4.3. *Свойства распределений.* Функции  $G_\rho$  и  $G_P$  подчиняются непосредственно проверяемому соотношению:

$$a \frac{\partial G_\rho(y, a, a^*)}{\partial a} = A \frac{\partial G_\rho(y, A)}{\partial A} = G_\rho(y, A) - G_P(y, A), \quad (39)$$

которое может быть использовано для контроля вычислений этих функций. С его помощью легко проверить, что выполняется условие адиабатичности

расширения (27) по отношению к нейтринному газу:

$$\ddot{\bar{\rho}}_v(a) = -3 \left( \bar{\rho}_v(a) + \frac{\bar{P}_v(a)}{c^2} \right) H. \quad (40)$$

Приняв во внимание, что  $\ddot{\bar{\rho}}_v(a) = \dot{a} d\bar{\rho}_v(a)/da$ , а  $H = \dot{a}/a$ , можно в этом равенстве исключить производную  $\dot{a}$  и переписать его в виде равенства

$$\frac{d\bar{\rho}_v(a)}{da} = -3 \left( \bar{\rho}_v(a) + \frac{\bar{P}_v(a)}{c^2} \right), \quad (41)$$

которое также легко проверить.

По смыслу определения параметр  $A = a/a_*^* \geq 1$ , причем с увеличением  $A$  интеграл  $G_p(y, A)$  растет, а  $G_n(y, A)$  уменьшается. Значения  $y_*^*$  очень маленькие, так как масса нейтрино мала, а температура при их отделении велика. Напротив, значения параметра  $A$  могут быть очень большими, так как в период отделения масштабный множитель очень мал, а  $a \geq a_*^*$  изменяется до 1 в современную эпоху и до бесконечности в будущем. Произведение  $y_*^* A = y_*^* a/a_*^*$  может быть любым.

При небольших  $y$  и больших значениях произведения  $yA$  справедливы разложения

$$G_n(y, A) \sim \frac{yA}{a_{\text{пр}}} \left[ 1 + \frac{15 \zeta(5)}{2 \zeta(3)} \frac{1}{y^2 A^2} - \frac{945 \zeta(7)}{16 \zeta(3)} \frac{1}{y^4 A^4} \right], \quad (42)$$

$$G_p(y, A) \sim \frac{120}{7\pi^4} \frac{1}{yA} \left[ \frac{45}{2} \frac{\zeta(5)}{y^2 A^2} - \frac{2835}{8} \frac{\zeta(7)}{y^4 A^4} + \frac{240975}{16} \frac{\zeta(9)}{A^6 y^6} \right]. \quad (43)$$

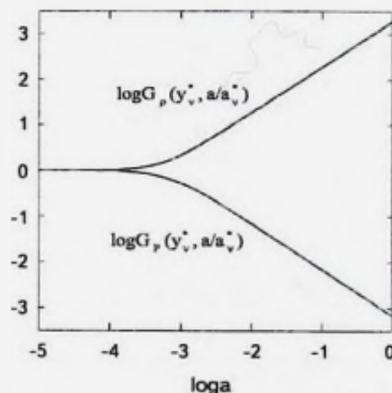


Рис.3. Функции  $\log G_n(y_*^*, a/a_*^*)$  и  $\log G_p(y_*^*, a/a_*^*)$  в зависимости от  $\log a$ .

Первая формула обеспечивает точность лучше  $10^{-4}$  при  $Ay > 15$ ,  $10^{-5}$  при  $Ay > 23$ ,  $10^{-6}$  при  $Ay > 34$ ,  $10^{-7}$  при  $Ay > 49$ ,  $10^{-8}$  при  $Ay > 72$ . Точность второй формулы ниже: ее погрешность меньше  $10^{-2}$ ,  $10^{-3}$ ,  $10^{-4}$ ,  $10^{-5}$ ,  $10^{-6}$ ,  $10^{-7}$ , соответственно при  $Ay > 13, 19, 29, 42, 61, 90$ .

Графики функций  $G_p(y_v^*, a/a_v^*)$  и  $G_r(y_v^*, a/a_v^*)$  приведены на рис.3.

Если бы масса нейтрино была равна нулю, то они были бы ультрарелятивистскими на протяжении всей эволюции Вселенной. Для перехода к этому случаю достаточно положить  $y_v^* = 0$ . Тогда интегралы, входящие в поправочные функции, превратятся в постоянные, а сами функции обратятся в единицы и мы возвратимся к формулам предыдущего раздела.

Можно ввести величину, аналогичную (15) и тоже характеризующую степень релятивизма распределения, но теперь в зависимости от масштабного множителя  $a$ :

$$r(a) = y_v^* \frac{a}{a_v^*} \left[ \frac{\tilde{\rho}_v(a)}{m_v \tilde{n}_v(a)} - 1 \right] = y_v^* \frac{a}{a_v^*} \left[ \frac{a_p}{m_v a_n} \frac{a_v^*}{a} T_v^* \frac{G_p(y_v^*, a/a_v^*)}{G_n(y_v^*)} - 1 \right] = a_{pn} \frac{G_p(y_v^*, a/a_v^*)}{G_n(y_v^*)} - y_v^* \frac{a}{a_v^*}. \quad (44)$$

При  $a = a_v^*$  эта разность очень близка к  $a_{pn}$ , а при  $a \geq 1$  имеет асимптотику

$$r(a) \sim \frac{15}{2} \frac{\zeta(5)}{\zeta(3)} \frac{a_v^*}{a} \frac{1}{y_v^*} \left[ 1 - \frac{63}{8} \frac{\zeta(7)}{\zeta(5)} \left( \frac{a_v^*}{ay_v^*} \right)^2 \right]. \quad (45)$$

На рис.4 показана зависимость  $r(a)$  для четырех значений массы нейтрино в эВ.

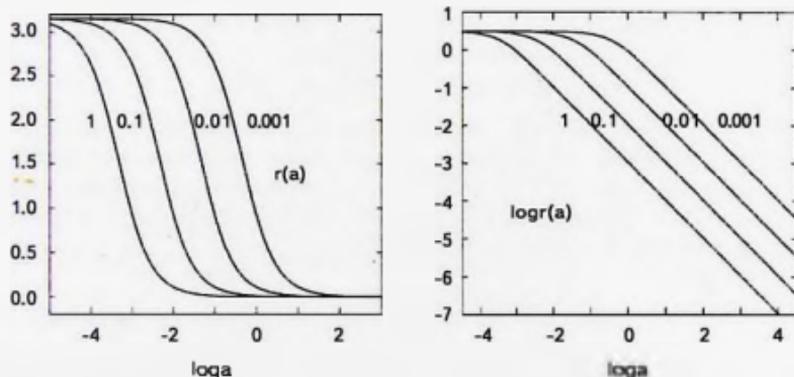


Рис.4. Степень релятивизма космологических нейтрино при четырех значениях массы.

Отличие распределений нейтрино от распределений излучения объясняется формально тем, что из-за наличия ненулевой массы энергия нейтрино не пропорциональна их импульсу, как у фотонов, распределения которых описываются формулой Планка во все время эволюции Вселенной, где частота и температура одинаково изменяются с  $a$ .

4.4. *Температура нейтрино с конечной массой.* Задав значение массы нейтрино  $m_\nu$ , значения температуры  $T_\nu^*$  и масштабного множителя  $a_\nu^*$  в момент их отделения, находим значения параметра  $y_\nu^*$  распределений (33)-(35) и интеграла  $G_\nu(y_\nu^*)$ , затем зависимость функций  $G_\nu(y_\nu^*, a/a_\nu^*)$  и  $G_p(y_\nu^*, a/a_\nu^*)$  от  $a$ . Для количественных оценок примем, что  $k_B T_\nu^* = 10^6$  эВ =  $= 1.6022 \cdot 10^{-6}$  эрг, так что  $T_\nu^* = 1.1605 \cdot 10^{10}$  К и  $y_\nu^* = m_\nu \cdot 10^6$ , где масса также в эВ. Из соотношений (18)-(19) находим, что  $a_\nu^* = \sqrt[3]{4/11} T_0^*/T_\nu^* = 1.6777 \cdot 10^{-10}$ .

Так как распределения нейтрино перестают быть равновесными, то и понятие температуры к ним неприменимо. Можно ввести различные вспомогательные температуры, как это делается в астрофизике по отношению, например, к излучению звезд. Воспользуемся понятием "эффективная" температура.

Определим эффективную температуру космологического нейтринного газа  $T_{eff}$  приравняв космологическую плотность массы (34) ее равновесному значению с такой температурой:

$$T_\nu^4 G_\nu \left( y_\nu^*, \frac{a}{a_\nu^*} \right) = T_{eff}^4 G_\nu (y_{eff}, 1), \quad T_\nu = \frac{a_\nu^*}{a} T_\nu^*, \quad y_{eff} = \frac{m_\nu c^2}{k_B T_{eff}} \quad (46)$$

Если масса нейтрино равна нулю  $m_\nu = 0$ , то  $y_\nu^* = y_{eff} = 0$  и тогда  $T_{eff} = (a_\nu^*/a) T_\nu^* = = T_\nu = \sqrt[3]{4/11} T$ .

При  $m_\nu \neq 0$  соотношение (46) можно записать через безразмерные обратные температуры:

$$\frac{y_\nu}{\sqrt[3]{G_\nu(y_\nu^*, a/a_\nu^*)}} = \frac{y_{eff}}{\sqrt[3]{G_\nu(y_{eff})}} \quad (47)$$

При небольших значениях отношения  $a/a_\nu^*$  значения функций  $G_\nu$  близки к единице и поэтому величины  $y_{eff}$  и  $y_\nu$  совпадают, что означает и совпадение температур  $T_{eff}$  с  $T_\nu$ . Если, напротив, отношение  $a/a_\nu^*$  велико, можно воспользоваться асимптотикой функции  $G_\nu$  (42). Подставив ее в (47), придем к асимптотическому соотношению между  $y_{eff}$  и  $a$ :

$$\frac{a^{1.4} y_\nu^{3.4}}{\rho_{\nu}} = \frac{y_{eff}}{\sqrt[3]{G_\nu(y_{eff})}} \quad (48)$$

Таким образом, при больших отношениях  $a/a_\nu^*$  эффективная температура  $T_{eff}$  зависит не порознь от  $T_\nu^*$  и масштабного множителя  $a$ , а только от их комбинации, а именно, температуры безмассовых нейтрино  $T_\nu$  (а  $y_{eff}$  соот-

ответственно - от  $y_\nu = (a_\nu^* / a) y_\nu^*$ . Учет следующих слагаемых в разложении (42) сделанный вывод не изменяет.

Это утверждение демонстрируется на рис.5, где видно, что кривые идут совершенно одинаково и могут быть совмещены параллельным переносом. О том же говорят и данные табл.1, в которой эффективные температуры при одинаковых произведениях  $am_\nu$  совпадают с пятью значащими цифрами.

Естественно, при больших массах нейтрино отличие температур  $T_{eff}$  от  $T_\nu$  больше.

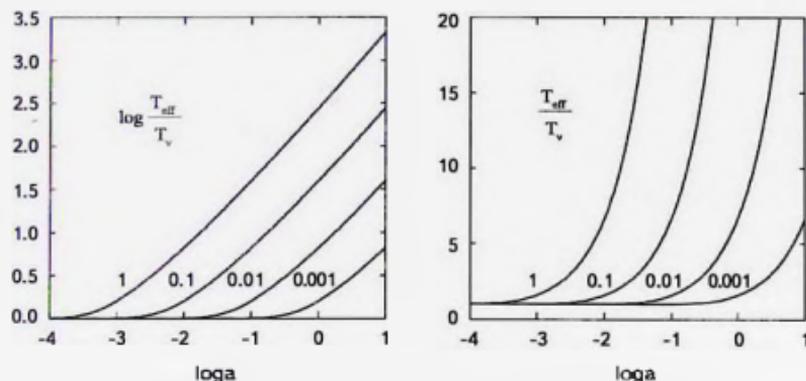


Рис.5. Отношения температур  $T_{eff}$  и  $T_\nu$  в зависимости от  $a$  при четырех значениях массы.

Таблица 1

### ТЕМПЕРАТУРА БЕЗМАССОВЫХ НЕЙТРИНО И ЭФФЕКТИВНАЯ ТЕМПЕРАТУРА ПРИ НЕКОТОРЫХ ЗНАЧЕНИЯХ $a$

$m_\nu$		0.001		0.01		0.1		1.0		
$\log a$	$a$	$T_\nu$	$T_{eff}$	$T_{eff}/T_\nu$	$T_\nu$	$T_{eff}/T_\nu$	$T_\nu$	$T_{eff}/T_\nu$	$T_\nu$	$T_{eff}/T_\nu$
-4.0	0.0001	19469	19469	1.0	19469	1.0	19472	1.0001	19717	1.0127
-3.0	0.001	1946.9	1946.9	1.0	194.72	1.0001	1971.7	1.0127	3117.3	1.6011
-2.0	0.01	194.69	194.72	1.0001	19.717	1.0127	311.73	1.6011	1292.9	6.6405
-1.0	0.1	19.469	19.717	1.0127	3.1173	1.6011	129.29	6.6405	775.10	39.811
0.0	1.0	1.9469	3.1173	1.6011	12.929	6.6405	77.510	39.811	545.18	280.02
1.0	10	0.19469	1.2929	6.6405	7.7510	39.811	54.518	280.02	418.05	2147.2

## 5. Влияние масс нейтрино на эволюцию Вселенной.

### 5.1. Космологические уравнения при конечной массе нейтрино.

Два основных уравнения космологии и при учете массы нейтрино сохраняют форму (23) (обозначение масштабного множителя не меняем, в этом пункте

не отмечаем зависимости от него плотностей):

$$\bar{a} = -\frac{4\pi G}{3} \bar{\rho}_g a, \quad \dot{a}^2 = \frac{8\pi G}{3} \bar{\rho}_i a^2, \quad (49)$$

где теперь полная и гравитирующая плотности массы компонент:

$$\bar{\rho}_i = \bar{\rho}_d + \rho_\Lambda + \rho_r + 6\bar{\rho}_v, \quad \bar{\rho}_g = \bar{\rho}_i + 3\frac{\bar{P}_i}{c^2}, \quad \bar{P}_i = P_\Lambda + P_r + 6\bar{P}_v. \quad (50)$$

Сохраняется и условие совместности уравнений (27):

$$\dot{\bar{\rho}}_i = -3\left(\bar{\rho}_i + \frac{\bar{P}_i}{c^2}\right)H. \quad (51)$$

Его по-прежнему можно применять к каждой компоненте отдельно. Для нейтрино оно также выполняется, как показано в (40).

Уравнения состояния пылевидного вещества, излучения и темной энергии остаются прежними, как в (25), но теперь объединять нейтрино с излучением нельзя. Применение условия (51) показывает, что сохраняются также вторая и четвертая формулы в (28), описывающие эволюцию излучения и темной энергии. В качестве плотности массы нейтрино надо взять (34) и соответственно исправить плотность пылевидного вещества.

Определение эволюции плотностей компонент означает, что первое уравнение в (49) уже использовано и осталось решить второе уравнение.

**5.2. Решение уравнений.** Выразим долю плотности массы нейтрино в критической плотности через долю безмассовых нейтрино в соответствии с представлением самой плотности в (34):

$$\bar{\Omega}_v^0 = 6\frac{\bar{\rho}_v^0}{\rho_c^0} = 6\frac{\bar{\rho}_v^0(1)}{\rho_c^0} = \frac{\rho_v^0}{\rho_c^0} G_p(y_v^*, a/a_v^*) = \Omega_v^0 G_p(y_v^*, a/a_v^*). \quad (52)$$

Требуется изменить и долю пылевидного вещества:

$$\begin{aligned} \bar{\Omega}_d^0 &= 1 - \Omega_v^0 - \Omega_\Lambda^0 - \bar{\Omega}_r^0 = 1 - \Omega_v^0 - \Omega_\Lambda^0 - \Omega_v^0 [G_p(y_v^*, a/a_v^*) - 1] = \\ &= \Omega_d^0 - \Omega_v^0 [G_p(y_v^*, 1/a_v^*) - 1]. \end{aligned} \quad (53)$$

При этом закон изменения плотности этой компоненты не зависит от величины массы нейтрино: она убывает, как  $1/a^3$ :

$$\bar{\rho}_d(a) = \rho_c^0 \frac{\bar{\Omega}_d^0}{a^3}. \quad (54)$$

В результате подстановки законов эволюции компонент второе уравнение в (49) получает вид

$$\frac{\ddot{a}}{a} = \frac{H_0}{a^2} \sqrt{\Omega(a) + \Delta(a)}, \quad \Delta(a) = \Omega_v^0 \{G_p(y_v^*, a/a_v^*) - 1 - [G_p(y_v^*, 1/a_v^*) - 1]a\}. \quad (55)$$

Функция  $\Lambda(a)$  представляет собой поправку, возникающую из-за конечности массы нейтрино. Очевидно, что  $\Lambda(1) = 0$  и подкоренное выражение обращается в единицу, так как оно привязано к современной эпохе.

После разделения переменных и интегрирования, получаем уточненную связь  $a$  и  $t$ :

$$\int_0^a \frac{a da}{\sqrt{\Omega(a) + \Delta(a)}} = H_0 t. \quad (56)$$

Оценим относительный вклад слагаемых под корнем, зависящих и не зависящих от массы нейтрино. На рис.6 приведены логарифмы модулей отношений  $\Delta(a)/\Omega(a)$  в зависимости от  $\log a$  для четырех значений массы  $m_\nu$ , указанных в эВ около кривых. При  $a < 1$  отношения отрицательны и принимают минимумы, при  $a > 1$  они положительны, сливаются при  $m_\nu > 0.001$  и имеют максимумы, которые меньше модулей отрицательных минимумов. При  $a = 1$  функция  $\Delta(a)$ , а с ней и отношение обращаются в нуль (логарифм - в  $-\infty$ ). При  $a \rightarrow \infty$  отношения стремятся к нулю. Как видно из рисунка, даже при  $m_\nu = 1$  эВ указанный минимум соответствующего отношения не превосходит  $-0.14$ , причем он достигается при малом значении  $a = 0.00048$ , т.е. при красном смещении большем 2000. Таким образом, ненулевые массы нейтрино, если они не больше 1 эВ, не влияют на ход расширения Вселенной.

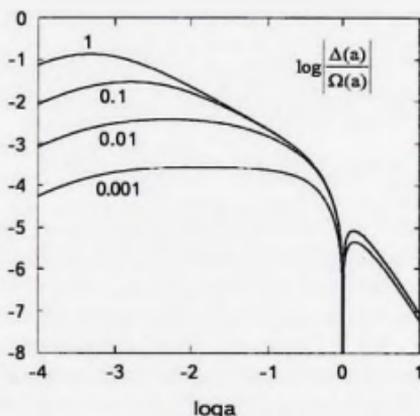


Рис.6. Относительный вклад поправки за конечную массу нейтрино в зависимости от масштабного множителя.

**6. Заключение.** Таким образом, при простейших предположениях о существовании трех типов нейтрино и антинейтрино как отдельных частиц и равенстве нулю химического потенциала в их распределениях приведены

формулы, описывающие состояние нейтринных газов в условиях термодинамического равновесия. Вводится параметр, названный степенью релятивизма, позволяющий оценивать близость распределений к ультрарелятивистским и нерелятивистским.

Воспроизводятся уравнения и формулы, описывающие расширение Вселенной в рамках Стандартной космологической модели  $\Lambda$ CDM с включением излучения и безмассовых нейтрино. Затем показано, как космологическая модель обобщается, если учитывается наличие у нейтрино конечной массы. Дается обобщение степени релятивизма для космологических нейтрино. Показано, что наличие массы у нейтрино приводит к существенным отличиям (эффективной) температуры газа космологических нейтрино от ее значения при предположении безмассовости частиц. В то же время влияние масс нейтрино на ход космологического расширения незначительно.

Можно предположить, что косвенное влияние нейтрино и их масс скажется в других процессах, играющих роль в космологии. Теоретические оценки такого влияния уже производились, например, в работах, упомянутых во *Введении*.

Санкт-Петербургский государственный университет,  
e-mail: dinagirner@gmail.com

## THE EFFECT OF NEUTRINO MASS IN COSMOLOGY

D.NAGIRNER, D.TURICHINA

The influence of non-zero neutrino mass on the properties of the cosmological neutrino gas and the evolution of the Universe is estimated. Firstly, the characteristics of the equilibrium neutrino gas are calculated and the boundary temperatures for neutrino to be considered ultra-relativistic is obtained for different possible neutrino masses. The evolution of all types and mass cases of cosmological neutrino is examined and the boundary redshifts for cosmological neutrino to be considered ultra-relativistic is obtained. The effective temperature of the cosmological neutrino gas and the influence of non-zero neutrino mass on the rate of the Universe expansion is estimated.

Keywords: *Cosmological neutrinos: neutrino masses: evolution of the Universe*

## ЛИТЕРАТУРА

1. *W Pauli*, Letter to a physicist's gathering at Tübingen, December 4, 1930. Reproduced in L.M.Brown, *Physics Today*, **31**, 9, 1978.
2. *F.Reines, C.L.Cowan*, *Phys. Rev.*, **92**, 830, 1953.
3. *F.Reines, C.L.Cowan*, *Phys. Rev.*, **113**, 273, 1959.
4. *W Pauli*, in "Aufsätze und Vorträge über Physik und Erkenntnistheorie". ed. V.F.Weisskopf (Vieweg, Braunschweig, 1961), p.156.
5. *Wu Tsyun-sui*, in "Theoretical Physics in the Twentieth Century. A Memorial Volume to Wolfgang Pauli." (USA, Cambridge, Interscience Publishers, 1960), p.249.
6. Donglian Xu for IceCube collaboration. *Nuclear and Particle Physics Proceedings*, **287**, 139, 2017.
7. *Y.Fukuda et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, **81**, 1562, 1998.
8. *Q.R.Ahmad et al.*, (SNO Collaboration), *Phys. Rev. Lett.*, **87**, 071301, 2001.
9. *Q.R.Ahmad et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, **89**, 011301, 2002.
10. *Я.Б.Зельдович, М.Ю.Хлопов*, *УФН*, **135**, 45, 1981.
11. *M.Gerbino, M.Lattanzi*, arXiv:astro-ph/1712.07109.
12. *Sai Wang, Dong-Mei Xia*, arXiv:astro-ph/1707.00588.
13. *S.Gariazzo*, arXiv:astro-ph/1601.01475.
14. *D.Boriero, D.T.Schwartz, H.Velten*, Flavour composition and entropy increase of cosmological neutrinos after decoherence. *JCAP* in press. arXiv:astro-ph/1704.06139.
15. *A.Ahada, G.Arcadi, V.Domcke et al.*, arXiv:astro-ph/1709.00415.
16. *R.Ruggeri, E.Castorina, C.Carbone et al.*, arXiv:astro-ph/1712.02334.
17. *M.Zennaro, J.Bel, J.Dassett et al.*, arXiv:astro-ph/1712.02886.
18. *G.Rossi*, arXiv:astro-ph/1712.00230.
19. *R.C.Nunes, A.Bonilla*, arXiv:astro-ph/1710.10264.
20. *A.Upadhye*, Neutrino mass and dark energy constraints from redshift-space distortions, arXiv:astro-p/1707.09354.
21. *Л.Д.Ландау, Е.М.Лифшиц*, Теоретическая физика в 10 т., т. V, Статистическая физика, ч. I, М., Наука, 1995.
22. *G.Hinshaw et al.*, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, **208**, article id. 19, 2013.
23. *R.Alpher, J.W.Follin, R.C.Herman*, *Phys. Rev.*, **92**, 1347, 1953.
24. *Я.Б.Зельдович, И.Д.Новиков*, Строение и эволюция Вселенной, М., Наука, 1975.



## H-ФУНКЦИИ ТЕОРИИ ПЕРЕНОСА ИЗЛУЧЕНИЯ: РАСЧЕТ ФОЙГТОВСКИХ ФУНКЦИЙ И ОБОСНОВАНИЕ МОДЕЛИ ОБРАЗОВАНИЯ ЦИКЛОТРОННЫХ ЛИНИЙ В СПЕКТРАХ НЕЙТРОННЫХ ЗВЕЗД

В.В.ГРИГОРЬЕВ, Д.И.НАГИРНЕР, С.И.ГРАЧЕВ

Поступила 31 октября 2018

Принята к печати 12 декабря 2018

После краткого изложения истории введения в теорию переноса  $H$ -функций приведены уравнения, определяющие эти функции, и их явные выражения. Приведены также формулы, с помощью которых можно рассчитывать распределение по направлению и частоте интенсивности излучения, выходящего из полубесконечной среды, при различных внешних и внутренних источниках. Подробно описан алгоритм вычисления фойгтовских  $H$ -функций и связанных с ними величин. На языке Fortran составлен современный свободный код, реализующий указанный алгоритм. Код позволяет с высокой точностью рассчитывать профили спектральных линий при фойгтовском профиле коэффициента поглощения. Приведены примеры расчета профилей и дано качественное обоснование гипотезы образования циклотронных особенностей в спектрах нейтронных звезд.

**Ключевые слова:** теория переноса излучения; спектральные линии; фойгтовский профиль линии; циклотронная особенность

1. *Введение.* Термин и обозначение  $H$ -функция были введены С.Чандрасекаром как обобщение функции  $\phi(\eta)$  Амбарцумяна [1], установившего, что коэффициент отражения излучения от однородной полубесконечной среды (функция косинусов углов падения  $\zeta$  и отражения  $\eta$ ) при изотропном монохроматическом рассеянии выражается через произведение  $\phi(\zeta)\phi(\eta)$ . Амбарцумян в работе [2] рассмотрел и анизотропное рассеяние, где представил коэффициент отражения билинейной комбинацией  $(n+1)(n+2)/2$  функций  $\phi_i^m(\eta)$ , где  $m=0(1)n$  - номер азимутальной гармоники, а  $i=m(1)n$  - число слагаемых в разложении индикатрисы рассеяния по многочленам Лежандра от косинуса угла рассеяния). Для определения введенных функций Амбарцумян вывел системы нелинейных интегральных уравнений. Впоследствии Соболев в [3] получил для этих функций и линейные уравнения.

Чандрасекар показал, что при рассеянии с двучленной и трехчленной (в частности, рэлеевской) индикатрисами диффузно отраженное от полубесконечной среды излучение можно описать меньшим числом функций одного углового аргумента. Все функции  $\phi_i^m(\eta)$  с фиксированным  $m$  выражаются

через одну функцию  $H^n(\eta)$ , определяемую отдельными нелинейным и линейным уравнениями [4]. Все эти результаты Чандрасекара содержатся в его книге [5]. Такую же связь функций  $\varphi_i^n(\eta)$  и  $H^n(\eta)$  впоследствии получил Соболев [6] для любых индикатрис, допускающих разложения по многочленам Лежандра с конечным числом слагаемых (см. также [7]).

Обозначение  $H$  было перенесено на аналогичные функции и в теории переноса излучения в спектральной линии при принятии предположения о полном перераспределении излучения по частоте (ППЧ) при каждом рассеянии, когда профиль коэффициента излучения совпадает с профилем коэффициента поглощения [8]. И в этой теории  $H$ -функции играют большую роль. Через  $H$ -функцию выражается интенсивность выходящего из полубесконечной среды излучения, если мощность первичных источников экспоненциально зависит от оптической глубины  $e^{-\tau/\rho}$ ,  $\rho = \text{const}$  (в частности, в задаче об отражении) [9]. Соболев обозначал эту функцию как частное значение функции источников  $B(\tau, \rho)$  в этой задаче на границе (при  $\tau = 0$ ). Обозначение  $H(\rho) = B(0, \rho)$  в теорию ППЧ ввел Иванов [10] (его обозначение было  $H(z)$ ,  $z = 1/\rho$ ). Одновременно  $H$ -функция является преобразованием Лапласа от введенной Соболевым резольвентной функции [11] и входит в ее явное выражение [12]. С помощью резольвентной функции можно получить полное решение задач о рассеянии излучения в линии в полубесконечной среде при произвольном распределении в ней первичных источников.

Для  $H$ -функции получены различные точные выражения: для монохроматического анизотропного рассеяния [3,13,14], для рассеяния в линии при ППЧ [10]. Связи между различными ее представлениями установлены в [15].

Ввиду важности  $H$ -функций составлялись их таблицы. Для монохроматического рассеяния они табулировались в [16]. Наиболее подробные таблицы для доплеровского профиля были составлены в [17], а для фойгтовского - в [18]. Поляризационные характеристики излучения в спектральной линии, выходящего из полубесконечной среды с равномерными внутренними источниками, при фойгтовском профиле коэффициента поглощения с учетом континуума были рассчитаны в работе [19].

Среди последних работ можно выделить статью Кавабаты [20], в которой было рассмотрено монохроматическое рассеяние фотонов при четырехкленной индикатрисе с использованием функций Амбарцумяна, рассчитанных итеративным методом. Автором были составлены 15-значные таблицы.

В наш век компьютеров и цифровых технологий опубликованные таблицы могут быть полезны, по-видимому, только как реперные данные для оценки точности численных методов, а практический интерес представляют доступные компьютерные коды. В связи с этим нами составлены на языке Fortran программы расчета фойгтовских  $H$ -функций и связанных с ними интегралов

с учетом поглощения в континууме.

Составленный код будет применен для качественного обоснования модели образования циклотронных особенностей в спектрах нейтронных звезд, предложенной в [21], где обоснование было только словесным.

Также с целью исторической сохранности в статье будут воспроизведены основные сведения об  $H$ -функциях, методе их расчета, дан небольшой обзор по фойгтовскому профилю.

## 2. Уравнения для $H$ -функций, явное выражение и применение.

2.1. Уравнения.  $H$ -функция теории переноса излучения в полубесконечной плоскопараллельной среде определяется уравнениями: нелинейным

$$H(p) = 1 + \frac{\lambda}{2} H(p) \int_a^b A(y) H(y) \frac{dy}{y+p} \quad (1)$$

и линейным

$$H(p) = 1 + \frac{\lambda}{2} \int_a^b A(y) \left[ \frac{H(p)}{y+p} + \frac{H(p) - H(y)}{y-p} \right] dy. \quad (2)$$

В этих уравнениях  $0 < \lambda \leq 1$  - вероятность выживания фотона при однократном рассеянии, промежуток  $[a, b]$  - область определения функции  $A(y)$  - весовой функции в представлении ядерной функции, зависящей от оптической глубины  $\tau$  в среде, в виде суперпозиции экспонент:

$$K(\tau) = \int_a^b A(y) e^{-y\tau} dy, \quad 0 < a < b < \infty. \quad (3)$$

Во всех случаях рассеяния у функции  $A(y)$  на отрезке  $[a, b]$  существует кусочно-непрерывная производная.

Ядерная функция определяет ядро основного интегрального уравнения рассеяния в полубесконечной среде

$$S(\tau) = S_0(\tau) + \frac{\lambda}{2} \int_a^b K(\tau - \tau') S(\tau') d\tau', \quad (4)$$

где функция  $S_0(\tau)$  пропорциональна мощности первичных, т.е. не связанных с рассеянием, источников излучения (включая внутренние и внешние), а  $S(\tau)$  - искомая функция источников (частное от деления коэффициента излучения на коэффициент поглощения).

В теории анизотропного рассеяния монохроматического излучения, как уже говорилось, используются другие обозначения: вместо  $H(p)$  применяется обозначение  $H(z)$ , где  $z = 1/p$ , а вместо  $A(y)$  - обозначение  $\Psi(z) = A(1/z)/z$ , причем  $z$  (или  $\eta$ ) изменяется от нуля до единицы, в то время как в теории рассеяния в линии промежуток изменения аргумента  $y$  в (1)-(3) может быть  $[0, \infty)$ .

Возможно существование решений (корней) так называемого характе-

ристического уравнения

$$1 - \lambda U(k) = 0, \quad U(p) = \int_a^b \frac{yA(y)dy}{y^2 - p^2}, \quad (5)$$

(они всегда встречаются парами  $\pm k$ ,  $\text{Im } k \geq 0$ ). Тогда число  $-k$  является полюсом  $H$ -функции. Если функция  $A(y)$  положительна и  $a > 0$ , то на промежутке  $(0, a]$  возможен только один простой корень или двукратный корень  $k = 0$ .

Явное выражение для  $H$ -функции имеет вид

$$\text{In } H(p) = \frac{1}{2\pi i} \int_{-i\infty}^{i\infty} \ln[1 - \lambda U(p')] \frac{dp'}{p' - p} = -\frac{p}{\pi} \int_0^{\pi} \ln[1 - \lambda V(u)] \frac{du}{p^2 + u^2}, \quad (6)$$

где косинус-преобразование Фурье от ядерной функции

$$V(u) = U(iu) = \int_0^{\infty} \cos(u\tau) K(\tau) d\tau = \int_a^b \frac{A(y)y dy}{y^2 + u^2}, \quad (7)$$

Формула (6) получается из комбинации нелинейного и линейного уравнений, приводящей к соотношению Винера-Хопфа

$$[1 - \lambda U(p)]H(p)H(-p) = 1. \quad (8)$$

**2.2. Ядерные функции при рассеянии в линии с ППЧ.** При полном перераспределении по частоте основной функцией, определяющей все остальные функции, характеризующие процесс переноса излучения, является профиль коэффициента поглощения в линии  $\alpha(x)$ , т.е. отношение коэффициента поглощения к его значению в центре линии ( $x$  - безразмерное расстояние от центра линии). Ясно, что он нормирован условием  $\alpha(0) = 1$ . Еще один важный параметр - отношение коэффициента поглощения в континууме к коэффициенту поглощения в центре линии  $\beta$ , который, когда он отличен от нуля, мы часто будем указывать в качестве аргумента, например, в представлении ядерной функции наряду с ее зависимостью от  $\tau$  - оптической глубины в центре линии:

$$K(\tau, \beta) = A \int_{-\infty}^{\infty} \alpha^2(x) E_1([\alpha(x) + \beta]\tau) dx, \quad E_1(\tau) = \int_1^{\infty} e^{-\tau y} \frac{dy}{y^2}. \quad (9)$$

Влияние вероятности выживания фотона  $\lambda$  тоже важно, но явно она в качестве аргумента не указывается.

Весовая функция, входящая в (3), получается из (9) после подстановки туда формулы для  $E_1(\tau)$  и перемены порядка интегрирования. Она представится альтернативными выражениями:

$$A(y, \beta) = \frac{2A}{y} \begin{cases} \int_{x(y-\beta)}^{\infty} \alpha^2(x) dx, & \beta \leq y \leq 1 + \beta, \\ \int_0^{\infty} \alpha^2(x) dx, & 1 + \beta \leq y < \infty. \end{cases} \quad (10)$$

$$N_{\text{вн}}(q) = A \int_{-\infty}^{\infty} \alpha^{l-1}(x) dx \int_{j=\alpha(x)+\beta}^{\infty} \frac{H(y) dy}{(y+q)^l y^n} = \int_0^{\infty} \frac{y A_l(y) H(y+\beta) dy}{(y+\beta)^l (y+\beta+q)^k}. \quad (19)$$

Здесь весовая функция - обобщение функции  $A(y)$ :

$$A_l(y) = \frac{2A}{y} \begin{cases} \int_{\alpha(y)}^{\infty} \alpha^{l-1}(x) dx, & 0 \leq y \leq 1, \\ \int_0^{\infty} \alpha^{l-1}(x) dx, & 1 \leq y < \infty. \end{cases} \quad (20)$$

## 2.4. Интенсивность выходящего излучения при различных источниках.

**2.4.1. Экспоненциальные источники в линии.** Если мощность внутренних источников в линии экспоненциально зависит от оптической глубины  $S_0(\tau) = e^{-q\tau}$ , то интенсивность излучения, выходящего из среды под углом к нормали к границе, косинус которого равен  $\eta$ , и в частоте  $x$  выражается через  $H$ -функцию:

$$I(\eta, x) = \frac{\alpha(x) H(y) H(q)}{\eta y + q}, \quad y = \frac{\alpha(x) + \beta}{\eta}. \quad (21)$$

Если внешнее излучение падает под углом  $\theta_0 = \arccos \eta_0$  к нормали с азимутом  $\phi = 0$  в частоте  $x_0$  на всю поверхность полубесконечной среды, причем освещенность перпендикулярной этому направлению площадки равна  $\pi$ , то внутри среды интенсивность этого излучения, идущего в частоте  $x$  на глубине  $\tau$  в направлении вектора  $(\sqrt{1-\eta^2} \cos \phi, \sqrt{1-\eta^2} \sin \phi, \eta)$  в частоте  $x$ , будет

$$I_*(\tau, \eta, \phi, x) = \pi e^{-[\ln(\alpha(x)+\beta)]\eta} \delta(\eta - \eta_0) \delta(\phi) \delta(x - x_0). \quad (22)$$

Это излучение поглощается в среде и переизлучается в линии, что можно интерпретировать как появление первичных источников излучения внутри среды, хотя произошло одно рассеяние. Мощность таких первичных источников представляется также экспоненциальной функцией:

$$S_0(\tau) = \frac{\lambda}{4\pi} A \int_{-\infty}^{\infty} \alpha(x) dx \int_0^{2\pi} d\phi \int_{-1}^1 I_*(\tau, \eta, \phi, x) d\eta = \frac{\lambda}{4} A \alpha(x_0) e^{-[\ln(\alpha_0)+\beta]\eta_0}, \quad (23)$$

а соответствующая им интенсивность выходящего излучения

$$I_l(x, \eta, x_0, \eta_0) = \frac{\lambda}{4} A \alpha(x_0) \frac{\alpha(x) H(y) H(y_0)}{\eta y + y_0}, \quad y = \frac{\alpha(x) + \beta}{\eta}, \quad y_0 = \frac{\alpha(x_0) + \beta}{\eta_0}. \quad (24)$$

Различие двух случаев заключается в том, что показатель экспоненты в (23) не может быть меньше  $\beta$  (а равен этому значению только при  $\eta_0 = 1$  и  $x_0 = \infty$ ).

**2.4.2. Экспоненциальные источники в континууме.** Если внутренние источники в континууме экспоненциально распределены как  $e^{-q\tau}$ , то интен-

сивность излучения, идущего непосредственно от них:

$$I_0(\tau, \eta, x) = \begin{cases} \int_0^{\tau} e^{-(\alpha(x)-\beta)(\tau-\tau')} \eta e^{-q\tau'} \frac{d\tau'}{\eta}, & \eta > 0, \\ -\int_1^{\infty} e^{-(\alpha(x)-\beta)(\tau-\tau')} \eta e^{-q\tau'} \frac{d\tau'}{\eta}, & \eta < 0. \end{cases} \quad (25)$$

После поглощения в линии мощность источников представится интегралом, в котором сделана подстановка  $y = [\alpha(x) + \beta]/\eta$ :

$$S_0(\tau) = \frac{\lambda A}{2} \int_{-\infty}^{\infty} \alpha(x) dx \int_1^1 I_0(\tau, \eta, x) \frac{d\eta}{\eta} = \\ = \frac{\lambda A}{2} \int_{-\infty}^{\infty} \alpha(x) dx \int_{\alpha(x)+\beta}^{\infty} \left( \frac{e^{-\tau y} - e^{-q\tau}}{q-y} + \frac{e^{-q\tau}}{q+y} \right) \frac{dy}{y}. \quad (26)$$

Здесь также получаются экспоненты, так что в интенсивности выходящего излучения снова появляются  $H$ -функции. С добавлением излучения, выходящего без рассеяния, полная выходящая интенсивность выразится формулой, содержащей интегралы (18)-(19):

$$I_c(x, \eta) = \frac{1}{\eta} \frac{1}{q+y} - \frac{\lambda}{2} \frac{\alpha(x)}{\eta} \frac{H(y)}{y+q} [N_{110}(y) + M(q)], \\ M(q) = H(q)[K_{110}(q) + K_{110}(-q)] - N_{110}(-q). \quad (27)$$

При этом слагаемые с отрицательным аргументом  $q$  следует вычислять совместно, т.к. каждое из них расходится, хотя сумма всегда конечна. Иначе эти слагаемые надо понимать как интегралы в смысле главного значения по Коши.

**2.4.3. Иное распределение источников.** Заметим, что полученные выше результаты можно применить и к другим случаям распределения источников в среде.

Так, при постоянной мощности достаточно положить параметр в показателе экспоненты равным нулю:  $q=0$ .

Ввиду того, что все уравнения теории линейны, а взятие производной также является линейной операцией, то и интенсивность при мощности источников  $\tau e^{-q\tau} = -\frac{d}{dq} e^{-q\tau}$  может быть получена дифференцированием по  $q$  формул для интенсивности при источниках  $e^{-q\tau}$ . Эту операцию легко проделать с написанными формулами, т.к. производные от интегралов (18)-(19) выражаются через те же интегралы с увеличенным на единицу первым индексом:

$$\frac{dK_{kl}(q)}{dq} = -kK_{k-1,l}(q), \quad \frac{dN_{kl}(q)}{dq} = -kN_{k+1,l}(q). \quad (28)$$

Производные от  $H$ -функции находятся с помощью уравнений (1) или (2). Таким образом, если распределение источников в полубесконечной среде

описывается произведением многочлена на экспоненту от  $\tau$ , то интенсивность выходящего излучения будет содержать интегралы соответствующих порядков.

### 3. Вычисление фойгтовских $H$ -функций.

3.1. *Фойгтовский профиль.* В этой статье рассчитываются  $H$ -функции для фойгтовского профиля коэффициента поглощения. Поэтому приведем основные сведения об этом профиле.

Профиль поглощения, возникающий при совместном действии доплеровского и лоренцевского расширения линии и называемый фойгтовским, определяется отношением

$$\alpha(x) = \frac{U(a, x)}{U(a, 0)}, \quad (29)$$

где функция Фойгта

$$U(a, x) = \frac{a}{\pi^{3/2}} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{e^{-y^2} dy}{(x-y)^2 + a^2}. \quad (30)$$

Здесь частота  $x$  измеряется в доплеровских ширинах, а величина  $a$ , называемая фойгтовским параметром, равна отношению лоренцевской и доплеровской ширин линии (обозначение это традиционное, его нельзя путать с пределом  $a$  в интеграле для ядерной функции (3) и других формулах предыдущего раздела). Интеграл от определенной так функции Фойгта по всей оси  $x$  равен единице, а нормировочный множитель  $A = U(a, 0)$ .

Для функции Фойгта можно вывести другое представление:

$$U(a, x) = \frac{1}{\pi} \int_0^{\infty} e^{-a^2 t^2} \cos x t dt. \quad (31)$$

Функция Фойгта выражается через функцию ошибок, а именно - через вещественную часть от ее сопряженных аргументов (или интегральную экспоненту):

$$U(a, x) = \frac{1}{\pi} [\Phi(a + ix) + \Phi(a - ix)] = \frac{2}{\pi} \Re \Phi(a + ix), \quad (32)$$

где

$$\Phi(x) = e^{x^2} \int_x^{\infty} e^{-z^2} dz = \frac{x}{2} e^{x^2} E_{1,2}(x^2). \quad (33)$$

В частности,

$$U(a, 0) = \frac{2}{\pi} \Phi(a) = \frac{a}{\pi} e^{a^2} E_{1,2}(a^2). \quad (34)$$

Подробное исследование свойств функции Фойгта проделано Херсонским в [22]. Ее табулирование производилось несколькими авторами, например, Хаммером [23].

Сама фойгтовская функция вычислялась по исходной формуле (32). При  $a > 10^{-4}$  (для которых применим составленный код) находилась частота  $x_{end}$ , такая, что при  $x \geq x_{end}$  для достижения заданной точности в асимптотике достаточно взять главное слагаемое в разложении по обратной частоте:  $U(a, x) \sim a \cdot (\pi x^2)$ .

Вычислялись также интегралы  $\int_{-\infty}^{\infty} U(a, x') dx'$  и  $\int_{-\infty}^{\infty} U^2(a, x') dx'$  методом неопределенного табличного интегрирования. При этом учитывались значения моментов профиля

$$a_0 = \int_{-\infty}^{\infty} U(a, x) dx = 1, \quad a_1 = \int_{-\infty}^{\infty} U^2(a, x) dx = \frac{\sqrt{2}}{\pi} \Phi(a\sqrt{2}). \quad (35)$$

Производная по частоте  $U'(a, x)$  вычислялась по формуле, следующей из (32):

$$U'(a, x) = \frac{2}{\pi} [ia(\Phi(a+ix) - \Phi(a-ix)) - x(\Phi(a+ix) + \Phi(a-ix))], \quad (36)$$

а также численным дифференцированием минимум по семи узлам при достаточно малом шаге по частоте.

**3.2. Расчет функции  $\Delta(\beta)$ .** Параметрами, для которых вычислялись значения  $H$ -функции, как отмечалось выше, являлись фойгтовский параметр  $a$ , доля поглощения в континууме  $\beta$  и вероятность выживания фотона при рассеянии в линии  $\lambda$ . Вычисление для заданных значений параметров производилось в несколько этапов. Схема расчетов почти та же, что и при составлении таблиц в [18], но там были возможны только три значения параметра  $a$ , для которых имелись таблицы  $U(a, x)$  в [23]. Здесь этот параметр может быть произвольным  $a > 10^{-4}$ . При меньших значениях  $a$  все функции близки к доплеровским.

Существенно различны случаи, когда  $\beta = 0$  и  $\beta > 0$ . При  $\beta > 0$  предварительно требуется вычислить функцию  $\Delta(\beta)$  ( $\Delta(0) = 0$ ). В формуле (17) было выделено асимптотическое значение:

$$\Delta(\beta) = 2\beta U(a, 0) \left[ \int_0^{x_{end}} \frac{U(a, x)}{U(a, x) + \beta U(a, 0)} dx + \sqrt{\frac{a}{\pi\beta U(a, 0)}} \operatorname{arctg} \left( \sqrt{\frac{a}{\pi\beta U(a, 0)}} \frac{1}{x_{end}} \right) \right]. \quad (37)$$

Следующим этапом было вычисление косинус-преобразования Фурье  $V(u, \beta)$  (7) от ядерной функции.

**3.3. Расчет функций  $V(u, \beta)$ .** Промежуток изменения аргумента  $u$  функции  $V(u, \beta)$  был разбит на две части  $u \leq 1$  и  $u > 1$ , так что расчет велся по двум независимым формулам. Результаты совпадали при  $u = 1$ .

При  $u \leq 1$  во избежание потери точности (как для вычисления самой

Логарифмы под интегралами вычислялись при помощи разложения в ряд в случае, если из единицы вычиталось малое число (например,  $\lambda V(u) < 0.5$ ). Если  $\lambda = 1$ , то под знак логарифма ставилось выражение, вычислявшееся по формуле (38) с учетом значения  $\Delta(\beta)$ .

3.5. *Вычисление интегралов от Н-функции.* Вычисление моментов  $N_{km}(q)$  производилось так (интеграл взят по частям):

$$N_{km}(q) = 2 \int_0^{\infty} \frac{U^l(a, x)}{U^l(a, 0)} dx \int_0^1 \frac{H((1+\beta z)z)}{(1+\beta z+qz)^k (1+\beta z)^n} z^{k+n-2} dz +$$

$$+ 2U^{k+n-1}(a, 0) \int_0^{\infty} \frac{H(\alpha(x)+\beta) dx}{[U(a, x) + \beta U(a, 0) + qU(a, 0)]^k} \frac{-U^l(a, x) dx \int_x^{\infty} U^{l-1}(a, x') dx'}{[U(a, x) + \beta U(a, 0)]^n} \quad (43)$$

Одной из основных функций для вычисления интенсивности при наличии источников в континууме является функция  $M(q)$ , являющаяся комбинацией моментов (27). Тем не менее, вычислять ее удобнее без использования моментов  $K_{km}$  по расчетной формуле:

$$M(q) = \int_0^1 \left[ \frac{H(q)}{1+\beta z+qz} + \frac{H(q)-H((1+\beta z)z)}{1+\beta z-qz} \right] \frac{dz}{1+\beta z} +$$

$$+ 2U(a, 0) \int_0^{\infty} \frac{-U^l(a, x) \int_x^{\infty} U(a, x') dx'}{[U(a, x) + \beta U(a, 0)]^n} \times$$

$$\times \left[ \frac{H(q)}{U(a, x) + \beta U(a, 0) + qU(a, 0)} + \frac{H(q) - H(\alpha(x) + \beta)}{U(a, x) + \beta U(a, 0) - qU(a, 0)} \right] dx. \quad (44)$$

Вторые дроби в квадратных скобках в (44) становятся неопределенными при совпадении аргументов Н-функций, т.к. числитель и знаменатель обращаются в ноль. Применение правила Лопиталья заменяет эти дроби на

$$\frac{\lambda q}{2} H^2(q) N_{211}(q) \quad z(q-\beta) = 1$$

в интеграле по  $z$  и на

$$\frac{\lambda}{2U(a, 0)} H^2(q) N_{211}(q) \quad q-\beta = \alpha(x)$$

в интеграле по  $x$ .

3.6. *Составленный код.* Основным результатом данной работы является программный код, написанный на языке Fortran. Он доступен по ссылке на репозиторий: <https://github.com/vitaliy-grigoryev/hfuncvoight>.

Код разбит на несколько модулей и последовательно вычисляет функции, приведенные в этом разделе. Основными входными параметрами кода являются параметр Фойгта  $a$ , отношение поглощения в континууме и в центре линии

$\beta$ , а также вероятность выживания фотона  $\lambda$ . Код позволяет рассчитывать профили линий при экспоненциальных внутренних источниках в линии и континууме вида  $e^{-qz}$ , в том числе и при однородном их распределении при  $q=0$ , а также при освещении среды извне.

4. *Результаты.* Ниже представлены результаты расчетов профилей спектральных линий, которые образуются в полубесконечной среде при полном перераспределении фотонов по частоте при каждом рассеянии с фойгтовским коэффициентом поглощения при различных комбинациях, определяющих этот профиль параметров в различных первичных источниках. Профилем линии мы будем называть отношение значений интенсивности выходящего излучения в частотах  $x$  к значению в центре линии:  $r(x, \eta) = I(x, \eta) / I(0, \eta)$  с указанием дополнительных параметров.

Рассмотрение случая собственного излучения, порожденного источниками в линии (т.е. расчеты по формуле (21)), производиться не будет ввиду того, что они уже были представлены в [18], а разработанный численный код полностью соответствует.

4.1. *Профили линии отраженного излучения при падении монохроматического излучения.* Отражение монохроматического излучения частоты  $x_0$ , падающего под одним углом  $\theta_0$  на полубесконечную среду, описывается формулой (24). Расчеты показали, что профиль линии не всегда

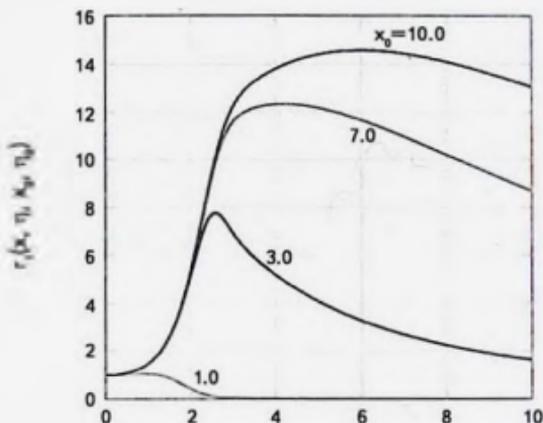


Рис.1. Профили линий отраженного излучения при падении монохроматического излучения при различных значениях параметра  $x_0$  и при фиксированных остальных параметрах:  $a = 10^{-5}$ ,  $\beta = 0$ ,  $1 - \lambda = 0$ ,  $\alpha_0 = 0^\circ$ . Рассматривается излучение, отраженное перпендикулярно среде ( $\eta = 1$ ). С ростом частоты профили асимптотически стремятся к нулю.

монотонно зависит от определяющих его параметров, но важным результатом является различие профилей при варьировании параметра  $x_0$ , что представлено на рис. 1. При удалении частоты падающего монохроматического излучения от центральной вероятности поглощения уменьшается, так что излучение проникает на большую глубину, испытывает большее число рассеяний и получаются более яркие крылья линии. Чем дальше по частоте падающее монохроматическое излучение от центра спектральной линии в среде, тем более профиль отраженной похож на абсорбиционный профиль: появляются более яркие, по сравнению с центром, крылья линии.

4.2. *Профили линии собственного излучения среды при экспоненциальном распределении источников в континууме.* Профили линии определяются аналогично случаю источников в линии:  $r_c(x, \eta) = -I_c(x, \eta)/I_c(0, \eta)$ , где интенсивность вычислялась по формуле (27). Экспоненциальное распределение источников описывается как  $e^{-qz}$ , где  $q = \alpha(x_0) + \beta$ .

Расчеты показали, что собственное излучение среды, формирующееся источниками в континууме (т.е., например, чернотельное излучение) при прохождении через оптически плотную среду, дает ожидаемую линию поглощения. Немонотонность расположения графиков  $r_c$  с ростом  $x_0$  связана с тем, что значение интенсивности в центре линии растет несколько быстрее, чем максимальное значение, поэтому их отношение в некоторый момент начинает уменьшаться. Глубина этой линии зависит как от наличия поглощения в

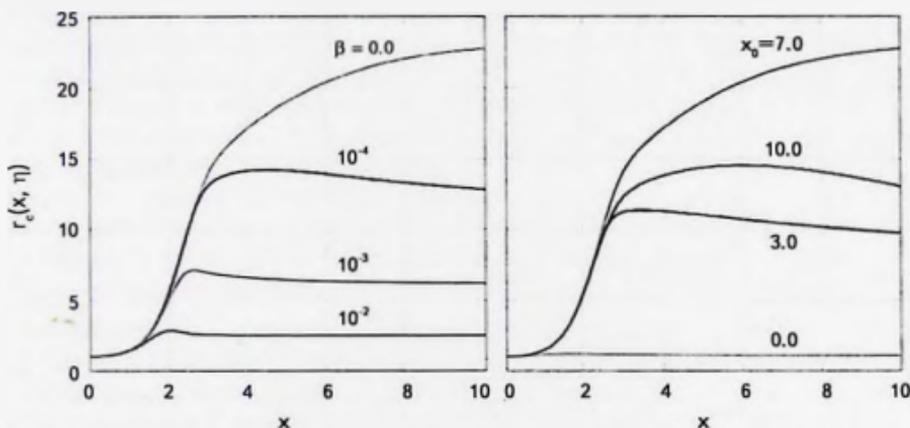


Рис. 2. Профили линий собственного излучения при наличии источников в континууме. Слева: при различных значениях параметра  $\beta$  и фиксированных остальных параметрах:  $a = 10^2$ ,  $1 - \lambda = 0.0$ ,  $x_0 = 7.0$ . Справа: при различных значениях параметра  $x_0$  и фиксированных остальных параметрах:  $a = 10^3$ ,  $\beta = 0$ ,  $1 - \lambda = 0$ . Рассматривается излучение, выходящее перпендикулярно среде ( $\eta = 1$ ). С ростом частоты профили асимптотически выходят на плато.

континууме (рис.2 слева), так и от распределения источников в среде (рис.2 справа). Чем меньше поглощение, тем линия становится более мощной. С уменьшением значения  $q$  в распределении источников в континууме сильно меняется форма линии: чем ближе распределение источников к линейному (например, при  $x_0 = 10.0 \Rightarrow q \approx 5.8 \times 10^{-3}$ ), тем сильнее заметно поглощение в крыле.

**4.3. Профили линии отраженного излучения при падении континуума.** Если падающее излучение непрерывно по частоте, причем континуум простирается от частоты 0 до частоты  $X$ , а угол падения  $\theta_0 = \arccos(\eta_0)$ , то для нахождения отраженного излучения формулу (24) достаточно проинтегрировать по частоте. Причем, ввиду того, что профиль поглощения в линии  $\alpha(x)$  является четной функцией, пределы интегрирования можно принять именно такими, т.к. для отрицательных частот формулы получатся аналогичными. Если при этом распределение падающего излучения задается функцией  $Q(x_0)$ , то интенсивность результирующего излучения будет

$$I_1(x, \eta) = \frac{\lambda}{4} \frac{\alpha(x)}{\eta} \Delta H(y) \int_0^x \alpha(x_0) Q(x_0) \frac{H(y_0)}{y + y_0} dx_0, \quad y = \frac{\alpha(x) + \beta}{\eta}, \quad y_0 = \frac{\alpha(x_0) + \beta}{\eta_0}. \quad (45)$$

Расчеты показали, что при падении континуума на среду около центральной частоты спектральной линии (в случае нейтронной звезды можно говорить о циклотронной линии), в отраженном спектре формируется профиль, который

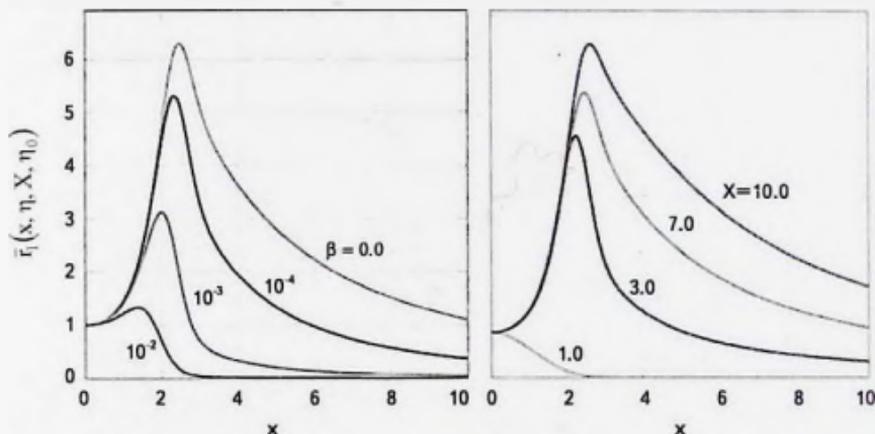


Рис 3. Профили линий отраженного излучения в случае падающего излучения, непрерывного по частоте. Слева: при различных значениях параметра  $\beta$  и фиксированных остальных параметрах:  $a = 10^{-2}$ ,  $1 - \lambda = 0.0$ ,  $x = 7.0$ . Справа: при различных граничных частотах падения  $X$  и фиксированных остальных параметрах:  $a = 10^{-2}$ ,  $\beta = 0$ ,  $1 - \lambda = 0$ . Угол падения  $\theta_0 = 0$  в обоих случаях. Рассматривается излучение, отраженное перпендикулярно среде ( $\eta = 1$ ). С ростом частоты профили асимптотически стремятся к нулю.

можно интерпретировать как абсорбционный: края линии существенно более яркие, чем центр. При варьировании параметров оказалось, чем ближе профиль к лоренцевскому (параметр  $a$  не мал), тем больше фотонов поглощается в крыльях линии, что способствует выравниванию спектра. Параметр  $\beta$  напрямую влияет на глубину абсорбционной детали: чем он меньше, тем образуется более глубокая линия, и тем медленнее спадают крылья линии, что хорошо заметно на рис.3 слева, т.е. даже при отсутствии поглощения в континууме ( $\beta = 0$ ) можно говорить об абсорбционной детали. Чем более широкий спектр падает на среду, тем отраженная абсорбционная линия получается шире: частота максимальной яркости увеличивается с ростом ширины континуума, что демонстрируется на рис.3 справа.

**5. Обоснование модели образования циклотронной линии в спектре нейтронной звезды.** В работе [21] предложена модель, согласно которой падающее на поверхность нейтронной звезды излучение ее аккреционной колонки с непрерывным спектром многократно рассеивается в атмосфере. Атмосфера нейтронной звезды моделируется полубесконечной средой. При этом в интенсивности отраженного излучения образуется циклотронная особенность.

Проверка работоспособности данной модели, фактически, произведена в разделе 4.3. Действительно, если на среду падает континуальное излучение, где есть источники линейчатого спектра и при этом выполняется приближение полного перераспределения по частоте, то в спектре отраженного излучения образуется профиль линии, который можно трактовать как абсорбционный, что видно на рис.3. При этом нами было использовано предположение, что профиль линии поглощения является фойттовским, что позволяет говорить об аналогичных результатах для доплеровского или лоренцевского профиля.

Если также принять предположение, что атмосфера нейтронной звезды сама по себе излучает в континууме (например, как нагретое тело), то в спектре также будет образовываться абсорбционная линия. Комбинация обоих факторов (отражение + собственное излучение в континууме) позволяет полноценно объяснить наблюдаемую циклотронную особенность в спектрах пульсаров.

**6. Заключение.** В работе усовершенствован алгоритм расчета выходящего излучения из полубесконечной среды, а также составлен численный код, реализующий этот алгоритм. Применение данного алгоритма для расчета профилей линий в модельных задачах показало, что численный код работает надежно.

Одновременно показано, что модель образования циклотронных особенностей в спектре пульсаров при отражении излучения аккреционной колонки работоспособна. Если на среду с поглощающими и рассеивающими

в спектральной линии атомами, но без поглощения и излучения в континууме падает излучение в континууме достаточной протяженности по частоте около частоты линии, то на выходе может образоваться линия поглощения. Для аккуратного расчета профиля такой линии в спектре нейтронной звезды необходимо использовать точные зависимости от частоты коэффициента поглощения и функций перераспределения по частоте и направлению [24], рассчитанные с учетом магнитного поля звезды и распределения падающего излучения по направлениям и частоте.

В общем случае в полубесконечной атмосфере могут существовать как источники в линии, так и в континууме, что определяется конкретными физическими условиями (химический состав, температура, наличие магнитного поля и т.д.). При этом необходимо помнить, что реальный вид функции  $Q(x_0, \tau_0)$  определяется строгим расчетом спектра источника внешнего излучения (например, аккреционной колонки), а также геометрии атмосферы, что также влияет и на отраженный спектр. Поэтому более близким к реальности синтезированным спектром будет комбинация расчетных спектров с учетом перечисленных факторов.

Санкт-Петербургский Государственный Университет,  
e-mail: vitaliygrigoryev@yandex.ru

## H-FUNCTIONS OF THE RADIATIVE TRANSFER THEORY: CALCULATION OF VOIGT FUNCTIONS AND JUSTIFICATION OF THE MODEL OF THE CYCLOTRON LINES FORMATION IN THE NEUTRON STAR SPECTRA

V.V.GRIGORYEV, D.I.NAGIRNER, S.I.GRACHEV

After short reminder of history of introducing  $H$ -function in radiative transfer theory the equations defining these functions and their explicit expressions are given. The formulas which can be used for calculation of distribution in direction and frequency of the intensity of radiation emerging from semi-infinite medium with different external and internal sources are given as well. The algorithm of calculation of Voigt  $H$ -functions and associated values is described in detail. A modern free code in Fortran language is developed, implementing the described algorithm. The code permits to calculate the profiles of spectral lines for the Voigt profile of absorption coefficient with high accuracy. The examples of calculation

of spectral line profiles and qualitative proof of the hypothesis of formation of cyclotron features in the spectra of neutron stars are given.

Keywords: *radiative transfer theory: spectral lines: Voigt line profile: cyclotron feature*

## ЛИТЕРАТУРА

1. В.А.Амбарцумян, Астрон. ж., 19, 30, 1942.
2. В.А.Амбарцумян, ЖЭТФ, 13, 323, 1943.
3. В.В.Соболев, Астрон. ж., 26, 22, 1949.
4. S.Chandrasekhar, Astrophys. J., 103, 165, 1946; 104, 110, 1946; 104, 191, 1946; 105, 164, 1947.
5. С.Чандрасекар, Перенос лучистой энергии. М., ИЛ, 1953.
6. В.В.Соболев, Астрон. ж., 45, 254, 1968; 45, 528, 1968; 46, 512, 1969.
7. В.В.Соболев, Рассеяние света в атмосферах планет, М., Наука, 1972.
8. В.В.Соболев, Астрон. ж., 31, 231, 1954.
9. В.В.Соболев, Известия АН Арм. ССР, серия физ.-мат. наук, 11, 39, 1958.
10. В.В.Иванов, Астрон. ж., 39, 1029, 1962.
11. В.В.Соболев, Астрон. ж., 36, 573, 1959.
12. Д.И.Назирнер, Астрон. ж., 41, 669, 1964.
13. M.Smit, Quart. J. of Mathem. Oxford Series, 18, 244, 1947.
14. T.W.Mullikin, Trans. Amer. Math. Soc., 113, 316, 1964.
15. Д.И.Назирнер, Труды Астрон. обсерв. Ленингр. ун-та, 25, 3, 1968.
16. S.Chandrasekhar, F.Vreen, Astrophys. J., 106, 143, 1947.
17. В.В.Иванов, Д.И.Назирнер, Астрофизика, 1, 143, 1965, (Astrophysics, 1, 86, 1965).
18. Д.И.Назирнер, Труды Астроном. обсерв. Ленингр. ун-та, 31, 3, 1975.
19. А.В.Деметьев, Астрофизика, 52, 605, 2009, (Astrophysics, 52, 545, 2009).
20. K.Kawabata, Astrophys. Space Sci., 363, 1, 2018, (<https://arxiv.org/pdf/1712.04790.pdf>).
21. J.Poutanen, A.Mushtukov, V.Suleimanov et al., Astrophys. J., 777, 115, 2013.
22. В.К.Херсонский, Известия Специальной астрофизической обсерватории, 15, 75, 1982.
23. D.G.Hummer, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., 78, 1, 1965.
24. A.Mushtukov, D.Nagirner, J.Poutanen, Phys. Rev. D, 93, 105003, 2016.



# CONTENTS

Galaxies with polar structures at $z > 0.1$	<i>V.P. Reshetnikov</i> 5
Surface photometry of dwarf irregular galaxies in different environments	<i>M.E. Sharina</i> 13
Short-term spectroscopic variability of the Herbig Ae/Be star HD37806	23
HH 276: a collimated outflow in FS Tau A/B region	43
Variable circumstellar extinction in UX Ori stars of the late spectral types: V695 Per	51
Photometrical variations of 12 ROTD A-stars	59
Relationship between the ionization energy and the radial velocity of the ionized gas in gaseous nebulae	71
Measurement of the polytropic index during the solar coronal rain using the electron density distribution diagram as a function of the electron temperature	85
Diffuse interstellar bands as absorption by frozen oriented gas	97
Groups and their representations in the theory of radiative transfer. III	113
The effect of neutrino mass in cosmology	131
H-functions of the radiative transfer theory: calculation of Voigt functions and justification of the model of the cyclotron lines formation in the neutron star spectra	151

## СОДЕРЖАНИЕ (продолжение)

ЗАВИСИМОСТЬ МЕЖДУ ЭНЕРГИЕЙ ИОНИЗАЦИИ И РАДИАЛЬНОЙ СКОРОСТЬЮ ИОНИЗОВАННОГО ГАЗА В ГАЗОВОЙ ТУМАННОСТИ		
	<i>Э. Э. Кайседо-Ортис, Э. О. Кастаньеда Фернандес</i>	71
ИЗМЕРЕНИЕ ПОЛИТРОПНОГО ИНДЕКСА ВО ВРЕМЯ СОЛНЕЧНОГО КОРОНАЛЬНОГО ДОЖДЯ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ДИАГРАММЫ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ЭЛЕКТРОННОЙ ПЛОТНОСТИ В ЗАВИСИМОСТИ ОТ ЭЛЕКТРОННОЙ ТЕМПЕРАТУРЫ		
	<i>Э. М. Вашаламидзе, Т. В. Закарашвили, В. Д. Кухианидзе</i>	85
ДИФфузные межзвездные полосы как поглощение замороженным ориентированным газом		
	<i>И. А. Симония</i>	97
ГРУППЫ И ИХ ПРЕДСТАВЛЕНИЯ В ТЕОРИИ ПЕРЕНОСА ИЗЛУЧЕНИЯ. III		
	<i>А. Г. Никогосян</i>	113
ЭФФЕКТ МАССЫ НЕЙТРИНО В КОСМОЛОГИИ		
	<i>Д. И. Нагирнер, Д. Г. Туричина</i>	131
Н-ФУНКЦИИ ТЕОРИИ ПЕРЕНОСА ИЗЛУЧЕНИЯ: РАСЧЕТ ФОЙГТОВСКИХ ФУНКЦИЙ И ОБОСНОВАНИЕ МОДЕЛИ ОБРАЗОВАНИЯ ЦИКЛОТРОННЫХ ЛИНИЙ В СПЕКТРАХ НЕЙТРОННЫХ ЗВЕЗД		
	<i>В. В. Григорьев, Д. И. Нагирнер, С. И. Грачев</i>	151