

ԱՍՏՂԱՖԻԶԻԿԱ

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 59

НОЯБРЬ, 2016

ВЫПУСК 4

ЗАВИСИМОСТЬ ВЕЛИЧИНЫ СПИНА СВЕРХМАССИВНОЙ
ЧЕРНОЙ ДЫРЫ ОТ ФАКТОРА ЭДДИНГТОНА ДЛЯ АККРЕ-
ЦИОННОГО ДИСКА В АКТИВНЫХ ЯДРАХ ГАЛАКТИК

*М. Ю. Пиотрович, С. Д. Булига, Ю. Н. Гнедин,
А. Г. Михайлов, Т. М. Нацвлишвили,* 493

МОДЕЛИРОВАНИЕ ГАЗОДИНАМИЧЕСКИХ ПРОЦЕССОВ В
ПРОТОПЛАНЕТНЫХ ДИСКАХ МЕТОДОМ SPH

Т. В. Демидова 505

ОТНОШЕНИЕ N/O В РАННИХ В-ЗВЕЗДАХ ГЛАВНОЙ ПОСЛЕ-
ДОВАТЕЛЬНОСТИ КАК ИНДИКАТОР ИХ ЭВОЛЮЦИИ

Л. С. Любимков 519

ПРОИСХОЖДЕНИЕ ГОЛУБОГО КОНТИНУУМА В СПЕКТРАХ
ВСПЫШЕК dMe ЗВЕЗД

Е. С. Морченко 535

НОВЫЕ ЭМИССИОННЫЕ ЗВЕЗДЫ В Суг OB7

Н. Д. Меликян, [А. А. Карапетян] Х. Гомес 547

IV-Й БОЛЬШОЙ МИНИМУМ ВИЗУАЛЬНОГО БЛЕСКА R CrB.
II. СПЕКТРАЛЬНЫЕ НАБЛЮДЕНИЯ

А. Э. Розенбуш 557

(Продолжение на 4-й стр. обложки)

ЕРЕВАН

Խմբագրական կոլեգիա

Գլխավոր խմբագիր՝ Գ.Մ.Սեդրակյան (Հայաստան)
Գլխավոր խմբագրի տեղակալներ՝ Վ.Պ.Գրիմին (Ռուսաստան), Ա.Գ.Նիկողոսյան (Հայաստան)
Պատասխանատու քարտուղար՝ Ա.Գ.Նիկողոսյան (Հայաստան)
Ժ.Ալեսյան (Ֆրանսիա), Գ.Ս.Բիսնովատի-Կոզան (Ռուսաստան), Յու.Ն.Գնեդին (Ռուսաստան), Ե.Թերզյան (ԱՄՆ), Է.Ե.Նաչիկյան (Հայաստան), Ի.Գ.Կարաչենցև (Ռուսաստան), Հ.Ա.Հարությունյան (Հայաստան), Բ.Մ.Շուստով (Ռուսաստան), Յու.Ա.Շչեկինով (Ռուսաստան), Ա.Մ.Չերեպաշչուկ (Ռուսաստան), Է.Ս.Պարսամյան (Հայաստան), Գ.Ն.Սալուկվաձե (Վրաստան) Մ.Տիրատտո (Իտալիա)

Редакционная коллегия

Главный редактор: Д.М.Седракян (Армения)
Заместители главного редактора: В.П.Гринин (Россия), А.Г.Никогосян (Армения)
Ответственный секретарь: А.Г.Никогосян (Армения)

Ж.Алесян (Франция), Г.А.Арутюнян (Армения), Г.С.Бисноватый-Коган (Россия), Ю.Н.Гнедин (Россия), И.Д.Караченцев (Россия), Э.С.Парсамян (Армения), Г.Н.Салуквалдзе (Грузия), Е.Терзян (США), М.Туратто (Италия), Э.Е.Хачикян (Армения), 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, сопредельным с астрофизикой. Журнал предназначен для научных работников, аспирантов и студентов старших курсов.

"ԱՍՏՂԱՖԻԶԻԿԱ" ն գիտական հանդես է, որը հրատարակում է Հայաստանի Հանրապետության Գիտությունների Ազգային Ակադեմիան: Հանդեսը տպագրում է ինքնատիպ հոդվածներ աստղերի ֆիզիկայի, միգամածությունների և միջաստղային միջավայրի ֆիզիկայի, աստղաբաշխության և արտագալակտիկական աստղագիտության, ինչպես նաև աստղաֆիզիկային սահմանակից բնագավառների 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

ЗАВИСИМОСТЬ ВЕЛИЧИНЫ СПИНА СВЕРХМАССИВНОЙ ЧЕРНОЙ ДЫРЫ ОТ ФАКТОРА ЭДДИНГТОНА ДЛЯ АККРЕЦИОННОГО ДИСКА В АКТИВНЫХ ЯДРАХ ГАЛАКТИК

М.Ю.ПИОТРОВИЧ, С.Д.БУЛИГА, Ю.Н.ГНЕДИН,
А.Г.МИХАЙЛОВ, Т.М.НАЦВЛИШВИЛИ

Поступила 20 июня 2016

Представлено соотношение, которое определяет связь между спином сверхмассивной черной дыры (СМЧД) и фактором Эддингтона, т.е. отношением между болометрической и эддингтоновской светимостями для аккреционного диска в активных ядрах галактик (АЯГ). Полученное соотношение зависит также от отношения между величинами давления магнитного поля и потока аккрецирующего вещества на радиусе горизонта событий черной дыры. В случае равенства давлений магнитного поля и аккрецирующего вещества устанавливается прямая связь между спином черной дыры и фактором Эддингтона. На основе имеющихся данных о болометрической светимости и массе черной дыры можно определить величину спина черной дыры. Для ряда АЯГ представлены значения спинов центральных СМЧД. Предложенный нами метод позволяет также определить величину отношения между давлениями магнитного поля и аккреционного газа на горизонте событий СМЧД для АЯГ, у которых надежно определено значение спина черной дыры.

Ключевые слова: *активные галактики; магнитные поля; аккреционные диски; черные дыры*

1. Введение. Как известно, черные дыры характеризуются двумя параметрами: массой M и спином a . Спин является безразмерной величиной, пропорциональной моменту вращения черной дыры. К настоящему времени разработано достаточно большое количество прямых и косвенных методов определения массы черных дыр. Что касается спина, то здесь ситуация более сложная и неопределенная. Отметим, что первые работы, посвященные определению величин спинов СМЧД в АЯГ, относятся ко второй половине 90-х гг. XX в. - т.е. эта задача стала решаться относительно недавно [1,2]. Знание величин спинов СМЧД в АЯГ может прояснить вопросы, касающиеся их эволюции, а также эволюции их родительских галактик на космологических временах. Поэтому задача определения величин спинов СМЧД в АЯГ в настоящее время привлекает все большее внимание [3]. Вместе с тем, существующие методики, основанные на анализе рентгеновских спектров, зачастую приводят к различным результатам из-за сложности и

неоднозначности анализа формы рентгеновских линий. Поэтому полезно получить ограничения на величину спина, исходя из других соображений. Согласно современным теоретическим представлениям, энергетический выход джетов в АЯГ может обеспечиваться благодаря действию механизмов Блэндфорда-Знаека (далее - BZ) [4], Блэндфорда-Пейна (далее - BP) [5], либо же их совместным действием (гибридные модели) [6,7]. Общей чертой всех этих механизмов является то, что мощность джета оказывается функцией спина черной дыры. Возможность того, что энергетическим источником активности черных дыр является энергия вращения черной дыры, рассмотрена в цикле работ [8-11]. Это открывает возможность еще одного подхода к ограничению величины спина СМЧД, исходя из наблюдений значений мощности джета в АЯГ. В настоящей работе мы рассматриваем гибридную модель Мейера.

В рамках гибридной модели Мейера [7,12] мощность джета, производимая совместным действием механизмов BZ и BP, вычисляется по формуле:

$$L_j = \frac{10^{48}}{\eta^2} \left(\frac{B_H}{10^5} \right)^2 \left(\frac{M}{10^9 M_\odot} \right)^2 a^2, \quad (1)$$

здесь коэффициент $\eta = 1.05^{0.5}$, B_H - величина магнитного поля на горизонте событий черной дыры, а M и a - масса и спин черной дыры.

Величину магнитного поля B_H можно оценить из условия равенства между плотностью энергии магнитного поля и плотностью энергии аккрецирующего вещества ρ_{acc} на горизонте событий центральной черной дыры: $B_H^2 8\pi = k \rho_{acc} c^2 = k M c \cdot 4\pi R_H^2$, где M - темп аккреции в г/с.

Это условие приводит к следующей расчетной формуле для величины магнитного поля B_H :

$$B_H = 2 \times 10^4 \left(\frac{l_E}{M_9} \right)^{12} \left(\frac{k}{\epsilon} \right)^{12} \frac{1}{1 + \sqrt{1 - a^2}}, \quad (2)$$

где $l_E = L_{bol} / L_{Edd}$, L_{Edd} - эддингтоновская светимость, L_{bol} - болометрическая светимость, $M_9 = M_{BH} / 10^9 M_\odot$, $\epsilon(a)$ - коэффициент радиационной эффективности аккреционного потока, k - это важный физический параметр, определяющий отношение плотности магнитной энергии к плотности энергии аккрецирующей плазмы на радиусе горизонта событий черной дыры.

В этом случае, итоговое уравнение относительно спина имеет следующий вид:

$$\frac{a}{\sqrt{a(a + \sqrt{1 - a^2})}} = \frac{1.81\eta}{\sqrt{k}} \sqrt{\frac{l_E}{L_{bol}}}. \quad (3)$$

График функции $F(a) = \frac{|a|}{\sqrt{\epsilon(a)}(1 + \sqrt{1 - a^2})}$ представлен на рис. 1.

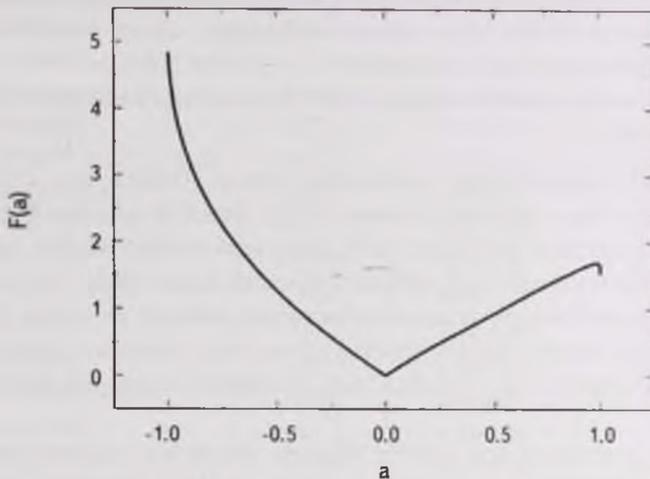


Рис.1. Зависимость функции $F(a)$, характеризующей эффективность производства джетов в рамках гибридной модели Мейера как функция спина черной дыры.

Видно, что при $F(a) \leq 1.7$ решение уравнения имеет два корня, соответствующие проградному и ретроградному значениям спина, при $1.7 \leq F(a) \leq 4.83$ имеется только одно решение, соответствующее ретроградному спину, а при $F(a) \geq 4.83$ решений нет.

Мощность релятивистского джета может быть представлена следующим образом [13]:

$$\log \frac{L_j}{L_{Edd}} = (0.49 \pm 0.07) \log l_E - (0.78 \pm 0.36). \tag{4}$$

В результате выражение (3) принимает следующий вид:

$$\frac{|a|}{\sqrt{\epsilon(a)}(1 + \sqrt{1 - a^2})} = \frac{1}{\sqrt{1.05k}} \frac{0.737}{l_E^{0.255}} \tag{5}$$

$\epsilon(a)$ - коэффициент преобразования гравитационной энергии аккреционного газа в энергию излучения.

Коэффициент $\epsilon(a)$ существенно зависит от величины спина вращающейся черной дыры. Численные расчеты данного коэффициента для черной дыры типа Керра, с учетом керровской геометрии пространства, выполнены и представлены в классической монографии [14] и в ряде публикаций [15,16]. При построении графика на рис.1 данные о коэффициенте $\epsilon(a)$ взяты из таблиц, представленных в цитированных выше работах. Кроме

того, использовалось следующее соотношение: $\varepsilon = 1 - \sqrt{1 - 2R_g/3R_m}$, где R_m - радиус последней устойчивой орбиты, величина которой детально протабулирована в работе [17]. Предельное значение спина черной дыры, при котором существует стационарное значение радиуса последней устойчивой орбиты, равно $a = 0.998$. Для данного значения спина коэффициент преобразования гравитационной энергии в излучение равен $\varepsilon(0.998) = 0.36$.

Мы будем использовать соотношение (5) для оценки величины спина конкретных АЯГ.

2. Метод определения величины спина. Одним из основных методов определения значений спинов СМЧД является детальный анализ спектра рентгеновского излучения АЯГ, которое возникает вблизи радиуса последней устойчивой круговой орбиты в аккреционном диске. Как хорошо известно, величина такого радиуса существенно зависит от спина СМЧД [14]. На основе такого анализа удается достаточно надежно определить величину этого радиуса и, следовательно, величину спина вращающейся черной дыры.

Методом рентгеновской спектроскопии получены ограничения на величину спина СМЧД для порядка 20 объектов [18,3]. Из уравнения (3) видно, что для определения величины спина помимо болометрической светимости и мощности джета необходимо знать параметр k . Чтобы выяснить допустимый диапазон значений данного параметра мы решили уравнение (3), считая спин равным среднему значению, приведенному в работах [18,3]. С учетом неопределенностей соотношения (4), использованного для определения кинетической мощности джета, мы получаем для минимального значения k : $k_{min} = \frac{0.23}{F^2(a)} L_E^{-0.58}$, а для максимального:

$$k_{max} = \frac{1.19}{F^2(a)} L_E^{-0.44}$$

Таким образом, интервал (k_{min}, k_{max}) определяет возможные значения параметра k . Как видно из табл.1 для 10 объектов из 20 среднее значение k не сильно отличается от единицы. Для 8 объектов k несколько меньше единицы, однако отметим, что для всех этих объектов получены лишь нижние ограничения на величину спина, при этом все они близки к предельным керровским значениям. Лишь для двух объектов k больше единицы. Таким образом, для выборки объектов [18,3] типичное значение k порядка единицы. Учитывая также, что $F(a) \sim 1/\sqrt{k}$ в дальнейших наших расчетах мы будем полагать $k = 1$. Также в табл.1 мы приводим значения спина этих объектов, вычисленные в предположении $k = 1$ с погрешностями, рассчитанными с учетом неопределенности соотношения (4) для вычисления мощности джета.

Отметим, что в случае действия только механизма BZ, коэффициент

Таблица 1

РАСЧЕТ ДИАПАЗОНА ВОЗМОЖНЫХ ЗНАЧЕНИЙ ПАРАМЕТРА k
ДЛЯ ГИБРИДНОЙ МОДЕЛИ МЕЙЕРА.

Объект	Спин (fit)	k	Спин ($M, k=1$)
MCG-6-30-15	≥ 0.98	0.13-0.62	0.49 ^{+0.25} _{-0.17}
Fairall 9	0.52 ^{+0.19} _{-0.15}	1.37-4.72	0.88 ^{+0.11} _{-0.28}
SWIFT J2127.4+5654	0.6 ^{+0.2} _{-0.2}	0.50-2.07	0.61 ^{+0.29} _{-0.19}
1 H0707-495	≥ 0.98	0.08-0.41	0.38 ^{+0.21} _{-0.14}
Mrk 79	0.7 ^{+0.1} _{-0.1}	0.80-2.75	0.88 ^{+0.11} _{-0.26}
Mrk 335	0.70 ^{+0.12} _{-0.01}	0.31-1.36	0.56 ^{+0.27} _{-0.19}
NGC 3783	≥ 0.98	0.40-1.43	0.83 ^{+0.26} _{-0.28}
Ark 120	0.94 ^{+0.1} _{-0.1}	0.54-1.80	0.94 ^{+0.05} _{-0.27}
3C 120	≥ 0.95	0.16-0.72	0.52 ^{+0.27} _{-0.17}
1 H0419-577	≥ 0.88	0.08-0.44	0.35 ^{+0.21} _{-0.13}
Ark 564	0.96 ^{+0.01} _{-0.06}	0.29-1.12	0.70 ^{+0.29} _{-0.22}
Mrk 110	≥ 0.99	0.23-0.93	0.63 ^{+0.30} _{-0.20}
Ton S180	0.91 ^{+0.02} _{-0.09}	0.06-0.33	0.31 ^{+0.18} _{-0.12}
RBS 1124	≥ 0.98	0.24-0.95	0.64 ^{+0.31} _{-0.28}
Mrk 359	0.66 ^{+0.30} _{-0.54}	0.35-1.51	0.56 ^{+0.27} _{-0.19}
Mrk 841	≥ 0.52	0.39-1.81	0.48 ^{+0.24} _{-0.17}
IRAS 13224-3809	≥ 0.995	0.10-0.49	0.42 ^{+0.22} _{-0.15}
Mrk 1018	0.58 ^{+0.36} _{-0.34}	2.86-7.86	-
NGC 4051	≥ 0.99	0.61-1.94	>0.73
NGC 1365	0.97 ^{+0.01} _{-0.04}	0.41-1.44	0.83 ^{+0.16} _{-0.24}

Во второй колонке приведены значения спина, полученные методом рентгеновской спектроскопии, в четвертой приведены значения спина, вычисленные в модели Мейера с учетом погрешностей соотношения (4) в предположении $k=1$

в уравнении (1) $\eta = \sqrt{5}$. Поэтому параметр k увеличивается примерно в 5 раз по сравнению с гибридной моделью Мейера. Это означает, что процесс BZ требует существенно больших магнитных полей, чем гибридная модель Мейера. Как следует из данных табл.1 в случае BZ-процесса магнитное давление на горизонте черной дыры во многих случаях существенно превышает газовое давление аккреционного потока, т.е. необходим эффективный механизм генерации магнитного поля вблизи горизонта событий СМЧД.

3. *Определение величины спинов черных дыр промежуточных масс и блазаров.* В данном разделе мы представим оценки величины спинов черных дыр промежуточных масс, обладающих сильной рентгеновской

Таблица 2

ЗНАЧЕНИЯ СПИНОВ ЧЕРНЫХ ДЫР ПРОМЕЖУТОЧНЫХ МАСС,
ОПРЕДЕЛЕННЫЕ В РАМКАХ ГИБРИДНОЙ МОДЕЛИ МЕЙЕРА
(при условии равенства плотности энергии магнитного поля и
аккрецирующего вещества)

Объект	l_E	$\log M_{BH} / M_\odot$	Спин
J0021-1507	0.26	6.40	$0.55^{+0.27}_{-0.18}$
J0113-1442	0.35	6.23	$0.50^{+0.26}_{-0.17}$
J0152-1347	0.21	6.59	$0.58^{+0.29}_{-0.19}$
J0232-0729	0.12	6.49	$0.68^{+0.31}_{-0.21}$
J1233+0005	0.08	6.82	0.76 ± 0.23
J1305+1813	0.07	6.32	$0.79^{+0.20}_{-0.24}$
J1324+3000	0.36	6.46	$0.50^{+0.26}_{-0.17}$
J1347+1734	0.08	5.89	0.76 ± 0.23
J2008-4440	0.46	6.26	$0.47^{+0.24}_{-0.16}$

Таблица 3

РЕЗУЛЬТАТЫ ВЫЧИСЛЕНИЯ СПИНОВ ДЛЯ РЯДА БЛАЗАРОВ
ИЗ ВЫБОРКИ ХИОНГА И ЗАНГА [19]

Объект	z	$\log M_{BH} / M_\odot$	Спин
2FGL J0457.0-2325	1.003	-	-0.86
2FGL J0043.7+3426	0.966	8.01	-0.74
2FGL J0047.9+2232	1.161	8.34	-0.68
2FGL J0057.9+3311	1.369	7.99	-0.66
2FGL J0204.0+3045	0.955	8.02	-0.94
2FGL J0217.5-0813	0.607	6.53	-0.88
2FGL J0259.5+0740	0.893	-	-0.92
2FGL J0310.7+3813	0.816	8.23	-0.64
2FGL J0342.4+3859	0.945	7.42	-0.77
2FGL J0413.5-5332	1.024	7.83	-0.68
2FGL J0430.4-2507	0.516	6.51	-0.93
2FGL J0516.8-6207	1.3	8.22	-0.74
2FGL J0811.4+0149	1.148	8.5	-0.92
2FGL J0825.9+0308	0.506	8.83	-0.69
2FGL J0831.9+0429	0.174	8.63	-0.94
2FGL J1001.0+2913	0.558	7.47	-0.95
2FGL J1043.1+2404	0.559	8.09	-0.65
2FGL J1057.0-8004	0.581	8.8	-0.72
2FGL J1117.2+2013	0.139	8.62	-0.998
2FGL J1751.5+0938	0.322	8.41	-0.73

переменностью. Значения массы и фактора Эддингтона l_E представлены в работе [11] (табл.4 и 5 из этой работы). Результаты наших вычислений

представлены в табл.2, где видно, что значения спинов черных дыр промежуточных масс существенно меньше максимального значения 0.998, характерного для предельного значения стабильной вращающейся черной дыры типа Керра.

В табл.3 представлены результаты вычисления спинов для ряда блазаров из выборки Хионга и Занга [19]. Блазары в данной выборке являются источниками гамма-излучения высокой энергии. При условии равенства магнитной и аккреционной плотности энергии вблизи горизонта событий, т.е. при $k=1$, аккреционные диски во многих объектах данного типа имеют ретроградные кеплеровские вращения по отношению к вращению СМЧД. В табл.3 представлены только сами значения спинов. Ошибки не превышают данных табл.1, и они не влияют на наш вывод о ретроградном вращении, конечно, при условии $k=1$. Именно объекты с наибольшими по модулю значениями отрицательного спина и выбраны из всей выборки, представленной в работе [19]. Другой возможный вариант - это проградное вращение, но только в случае, когда магнитное давление существенно превышает давление аккреционного потока вблизи горизонта событий, т.е. $k \gg 1$. Пока не существует убедительных доказательств, позволяющих сделать однозначный выбор между этими двумя ситуациями.

4. *Зависимость величины спина СМЧД от космологического красного смещения.* СМЧД находятся в центрах активных галактик и в отличие от черных дыр звездных масс сильно эволюционируют в процессе своего развития [20]. В последние годы получены убедительные результаты, свидетельствующие, что массы СМЧД и их светимости существенно изменяются в зависимости от космологического красного смещения [21]. Такие результаты были получены благодаря публикации данных астрономического обзора внегалактических объектов Sloan Digital Sky Survey (SDSS). Одной из первых работ, посвященных этой проблеме, была статья [22], в которой были представлены результаты распределения вириальных масс для выборки в ~ 10000 квазаров в интервале космологических красных смещений вплоть до $z=2.1$. Затем авторы [23] проанализировали данные из каталога 2QZ QSO [24] и представили зависимость от космологического красного смещения среднего значения массы СМЧД в области от $z \sim 0.5$ до $z \sim 2.5$. Все значения массы были получены на основе вириальной зависимости с использованием ширины линий H_{β} , MgII, CIV в системе координат, связанной с самой черной дырой (rest frame).

В работе [21] было проанализировано 62185 квазаров из каталога SDSS и, используя вириальную теорему, основанную на наблюдаемой полной ширине линий H_{β} , MgII и CIV, авторы определили среднюю величину масс СМЧД и величину болометрической светимости для избранных интервалов значений космологического красного смещения z . В результате

была установлена эволюция массы СМЧД и болометрической светимости в зависимости от красного смещения. Оказалось, что обе величины существенно возрастают с увеличением z .

Определенные нами на основе данных о I_E и M из работы [21] значения спинов представлены в табл.4. Видно, что с увеличением z значение спина уменьшается.

Можно предложить два варианта: 1) при сохранении равенства давлений ($P_{\text{max}} = P_{\text{acc}}$) величина спина уменьшается; (2) если сохраняется величина спина, то с ростом красного смещения возрастает магнитное давление и нарушается условие равенства давлений.

В работе [25] представлен каталог из 391 квазара с широкими эмиссионными линиями на основе данных наблюдений в инфракрасном диапазоне (MIR $24\mu\text{m}$). Данный каталог был основан также на данных ММТ и SDSS спектроскопии. Он представляет популяцию квазаров в области космологических красных смещений $z < 4$. В результате получены оценки вириальных масс и эддингтоновского отношения для квазаров в данной области значений космологического красного смещения. Используя эти данные, мы определили область значений спинов СМЧД для этих объектов в данной области величин космологических красных смещений (табл.5).

Конечно, в данной ситуации очень важным является учет эффектов селекции. Авторы работ [21,26] выполнили учет эффектов наблюдательной селекции, получив результаты смещения функции масс черных дыр с

Таблица 4

ЗАВИСИМОСТЬ ВЕЛИЧИНЫ СПИНА СМЧД ОТ КОСМОЛОГИЧЕСКОГО КРАСНОГО СМЕЩЕНИЯ

(на основе данных [21]) $k = 1$

z (в линии)	I_E	$\log M_{\text{BH}} / M_{\odot}$	Спин
0.2-0.4 (H β)	0.07	8.27	0.78 ^{+0.21} _{-0.23}
0.4-0.6 (H β)	0.10	8.44	0.72 ^{+0.27} _{-0.22}
0.6-0.8 (H β)	0.12	8.69	0.68 ^{+0.31} _{-0.21}
0.6-0.8 (MgII)	0.12	8.59	0.67 ^{+0.12} _{-0.21}
0.8-1.0 (MgII)	0.14	8.76	0.65 ^{+0.31} _{-0.25}
1.0-1.2 (MgII)	0.16	8.89	0.63 ^{+0.30} _{-0.25}
1.2-1.4 (MgII)	0.18	8.96	0.61 ^{+0.29} _{-0.19}
1.4-1.6 (MgII)	0.18	9.07	0.61 ^{+0.29} _{-0.19}
1.6-1.8 (MgII)	0.19	9.18	0.60 ^{+0.29} _{-0.19}
1.8-2.0 (MgII)	0.20	9.29	0.59 ^{+0.28} _{-0.19}
1.8-2.0 (CIV)	0.19	9.20	0.59 ^{+0.29} _{-0.19}
2.0-3.0 (CIV)	0.24	9.30	0.56 ^{+0.28} _{-0.18}
3.0-4.1 (CIV)	0.31	9.38	0.52 ^{+0.27} _{-0.17}

Таблица 5

ЗНАЧЕНИЯ МАССЫ, ЭДДИНГТОНОВСКОГО ОТНОШЕНИЯ И СПИНА СМЧД ДЛЯ ДАННЫХ КАТАЛОГОВ КВАЗАРОВ (усредненные значения)

z	Выборка квазаров	$\log M_{BH} / M_{\odot}$	$\log l_g$	Спин
$z < 1$	SDSS	8.26 ± 0.53	-1.07 ± 0.53	$0.76^{+0.14}_{-0.21}$
	MMT	8.39 ± 0.56	-1.33 ± 0.55	$0.65^{+0.24}_{-0.17}$
$1 < z < 2$	SDSS	9.05 ± 0.47	-1.05 ± 0.32	0.75 ± 0.15
	MMT	8.85 ± 0.44	-1.14 ± 0.34	$0.78^{+0.21}_{-0.16}$
$2 < z < 3$	SDSS	9.59 ± 0.24	-0.98 ± 0.32	$0.71^{+0.16}_{-0.12}$
	MMT	9.29 ± 0.52	-1.15 ± 0.38	$0.78^{+0.11}_{-0.17}$
$z > 3$	SDSS	9.92 ± 0.47	-0.90 ± 0.44	$0.68^{+0.22}_{-0.11}$
	MMT	10.78 ± 1.27	-0.95 ± 0.16	0.70 ± 0.05

увеличением z в сторону именно больших масс.

Результаты, представленные в табл.4, подтверждают, что действительно имеет место слабое уменьшение величины спина СМЧД с ростом космологического красного смещения. Эти результаты не противоречат выводам, представленным в работах [27,28].

5. Заключение. Определение величины спина СМЧД может быть выполнено на основе соотношения, полученного в работе [13], которое определяет связь между спином и фактором Эддингтона, представляющим отношение между болометрической и эддингтоновской светимостями. В случае равенства давлений магнитного поля и аккреционного газа такая связь носит прямой характер. В результате определены значения спинов для ряда СМЧД, входящих в состав АЯГ, включая черные дыры промежуточных масс и блазары.

С другой стороны, существует независимый метод определения спина СМЧД. Метод основан на рентгеновской спектроскопии линий, возникающих в ближайшей окрестности вокруг радиуса последней стабильной орбиты в аккреционном диске. В результате анализа спектральной формы рентгеновских линий удастся определить величину этого радиуса и, следовательно, величину спина аккрецирующей черной дыры, поскольку такой радиус зависит от величины спина.

В результате уравнение (5) позволяет оценить величину $k = P_{\text{mag}} / P_{\text{acc}}$, которая является отношением между величинами давлений магнитного поля и аккреционного газа на радиусе горизонта событий СМЧД. Одним из важнейших результатов является то, что для блазаров, скорее всего,

реализуется ситуация, когда магнитное давление существенно превышает величину давления аккреционного газа вблизи радиуса горизонта. Это требует реализации механизма усиления магнитного поля в области между радиусом последней устойчивой орбиты и радиусом горизонта. Один из таких возможных механизмов рассмотрен в работе [29].

Другой интересный результат, полученный в данной работе, состоит в установлении зависимости величины спина СМЧД от космологического красного смещения. Результат получен на основе анализа наблюдательных данных, представленных в работе [21]. Показано, что имеет место частичное уменьшение величины спина СМЧД с ростом космологического красного смещения. Одно из возможных объяснений состоит в том, что в процессе эволюции Вселенной происходит ускорение вращения СМЧД. Другое объяснение состоит в том, что, если спин черной дыры существенно не изменяется, то величина отношения давлений магнитного поля и аккреционного потока вблизи радиуса горизонта событий зависит от космологического красного смещения, причем это отношение уменьшается с ростом космологического красного смещения.

Работа выполнена при поддержке программы Президиума РАН П-7 и Комплексной Программы ОФН РАН №2.

Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН, Санкт-Петербург, Россия, e-mail: mpiotrovich@mail.ru gnedin@gao.spb.ru

THE RELATION BETWEEN THE SPIN OF THE SUPERMASSIVE BLACK HOLES AND THE EDDINGTON FACTOR IN THE ACCRETION DISKS OF THE ACTIVE GALACTIC NUCLEI

M.Yu.PIOTROVICH, S.D.BULIGA, Yu.N.GNEDIN,
A.G.MIKHAILOV, T.M.NATSVLISHVILI

The relation which determines correlation between the spin of the supermassive black hole and the Eddington factor in the active galactic nuclei is presented. This relation depends also on relations between pressure values of a magnetic field and an accretion stream at a radius of event horizon of a black hole. In case of equality of pressures of a magnetic field and an accreting matter there is direct correlation between the spin of a black hole and the Eddington factor. On the basis of the available data about bolometric

luminosity and mass of a black hole it is possible to determine value of a spin of a black hole. For a series of the active galactic nuclei values of spins of the central supermassive black holes are presented. Our method also allows to determine value of the relation between pressures of a magnetic field and accretion gas on event horizon of a black hole of the active galactic nuclei with measured values of spins.

Key words: *active galaxies: magnetic fields: accretion discs: black holes*

ЛИТЕРАТУРА

1. *K.Iwasawa, A.C.Fabian, C.S.Reynolds et al.*, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **282**, 1038, 1996.
2. *Y.Dabrowski, A.C.Fabian, K.Iwasawa et al.*, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **288**, L11, 1997.
3. *C.Reynolds*, Sp. Sci. Rev., **183**, 277, 2014.
4. *R.Blandford, R.Znajek*, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **179**, 433, 1977.
5. *R.Blandford, D.Payne*, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **199**, 883, 1982.
6. *D.Garofalo, D.Evans, R.Sambruna*, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **406**, 975, 2010.
7. *D.Meier*, Astrophys. J., **522**, 753, 1999.
8. *В.С.Бескин*, УФН, **180**, 1241, 2010.
9. *А.М.Черепашук*, УФН, **184**, 387, 2014.
10. *Ю.Н.Гнедин*, УФН, **183**, 747, 2013.
11. *N.Kamizasa, Yu.Terashima, H.Awaki*, Astrophys. J., **751**, 39, 2012.
12. *R.Daly*, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **414**, 1253, 2011.
13. *A.Merloni, S.Heinz*, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **381**, 589, 2007.
14. *I.D.Novikov, K.S.Thorne*, in Black Holes, eds. C. De Witt-Morene, B.C. De Witt, New York, Gordon and Breach, 1973.
15. *T.Harko, Z.Kovacs, F.S.N.Lobo*, Phys. Rev. D., **79**, 064001, 2009.
16. *J.F.Hawley, K.Beckwith, J.H.Krolik*, Astrophys. Sp. Sci., **311**, 117, 2007.
17. *A.N.Aliev, G.D.Esmer, P.Talazan*, Classical and Quantum Gravity, **30**, 045010, 2013.
18. *L.Brenneman*, Acta Polytechn., **53**, 652, 2013.
19. *D.R.Xiong, X.Zhang*, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **441**, 3375, 2014.
20. *M.Volonteri, M.Sikora, J.-P.Lasota, A.Merloni*, Astrophys. J., **975**, 94, 2013.
21. *C.L.Steinhardt, M.Elvis*, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **410**, 201, 2011.
22. *R.J.McLure, J.S.Dunlop*, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **352**, 1390, 2004.
23. *S.Fine, S.M.Croom, L.Miller et al.*, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **373**, 613, 2006.
24. *S.M.Croom, R.J.Smith, B.J.Boyle et al.*, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **249**,

1397, 2004.

25. *Y.S.Dai, M.Elvis, J.Bergeron et al.*, *Astrophys. J.*, **791**, 113, 2014.
26. *B.C.Kelly, M.Vestergaard, X.Fan et al.*, *Astrophys. J.*, **719**, 131, 2010.
27. *Y.-R.Li, L.C.Ho, J.-M.Wang*, *Astrophys. J.*, **742**, 33, 2011.
28. *Y.-R.Li, J.-M.Wang, L.C.Ho*, *Astrophys. J.*, **749**, 187, 2012.
29. *D.Garofalo*, *Astrophys. J.*, **699**, 400, 2009.

МОДЕЛИРОВАНИЕ ГАЗОДИНАМИЧЕСКИХ ПРОЦЕССОВ В ПРОТОПЛАНЕТНЫХ ДИСКАХ МЕТОДОМ SPH

Т. В. ДЕМИДОВА

Поступила 15 марта 2016

Принята к печати 24 августа 2016

Предложена модификация пакета программ GADGET-2 с целью его использования при трехмерном моделировании газодинамических течений в протопланетных дисках при наличии возмущающих тел (компонентов двойной системы, коричневых карликов, протопланет). В таких системах вещество общего диска падает на центральную звезду и компаньоны, образуя аккреционные диски вокруг них. В программный пакет GADGET-2 были добавлены возможности для расчетов темпа аккреции на каждый массивный объект и колонковой плотности вещества в направлении на центральную звезду как функций фазы орбитального периода. Параметры орбиты компаньона задаются как начальные условия задачи. Это могут быть круговые, эксцентрические, а также орбиты, наклонные относительно плоскости диска. С помощью модифицированного кода детали во внутренних частях диска могут быть рассчитаны с высокой точностью: отождествляются аккреционные диски звезды и компаньона; газовая перемычка между ними; потоки вещества из общего диска, пополняющие веществом аккреционные диски; волны плотности в аккреционных и общем дисках.

Ключевые слова: *формирование планет; аккреционные диски; газодинамические течения*

1. *Введение.* В процессе эволюции протопланетных дисков важную роль играет взаимодействие формирующихся планет с веществом диска. Влияние газопылевого диска приводит к изменению орбит планет: они могут мигрировать как к звезде, так и в обратном направлении [1-3]. Эксцентриситет орбиты планеты может как уменьшаться [4,5], так и возрастать [6,7]. Меняется также и угол наклона орбиты планеты относительно плоскости диска: планета может оседать к плоскости диска [4,8-10]. Важную роль в изменении эксцентриситета и наклона планеты играет эффект Лидова-Козаи [11].

В дисках возникают спиральные волны плотности, полости, сгущения вещества, изгибы и скручивания диска, которые наблюдаются в виде структур на изображениях протопланетных дисков [12-20]. Существование подобных крупномасштабных неоднородностей, отождествленных в наблюдениях, свидетельствует о неразрешенных объектах в центральных частях протопланетных дисков. Это делает актуальным разработку алгоритмов для газодинамических расчетов возмущений, возникающих при

взаимодействии диска и массивных тел, погруженных в него.

Моделирование газодинамических течений в протопланетных дисках выполняется либо с помощью конечно-разностных схем [21-26], либо методом SPH (smoothed particle hydrodynamic) [8,10,27-32]. Для решения сложных пространственно-кинематических задач преимущественно используется метод SPH, например, при моделировании поведения вещества в протопланетных дисках с компаньоном на наклонной орбите в случае одиночной звезды [10,33] или двойной системы [34].

Кроме того, метод SPH успешно применяется для исследования эволюции ранней Вселенной [35], формирования и эволюции галактик [36-39], взаимодействующих галактик [40-41], звездообразования [42-44] и эволюции массивных звезд [45], а также эволюции Галактики [46]. С помощью метода SPH возможно моделирование многокомпонентной (пыль и газ отдельно) среды [47,48]. Другим преимуществом метода SPH является то, что разрешение метода можно сделать зависимым от положения и момента времени.

В наших работах [31,33,49,50] на основе реализации метода SPH, описанной в работе [40], были выполнены трехмерные газодинамические расчеты течения газа в протопланетном диске звезды с компаньоном. При этом расчеты колонковой плотности в направлении на центральную звезду проводились в зависимости от фазы орбитального периода для разных азимутальных направлений и углов наклона диска. Данная методика позволила выявить влияние различных структур в веществе диска на изменение околозвездной экстинкции в окрестностях звезд типа UX Ori объектов, диски которых наблюдаются под небольшим углом к лучу зрения. Результатами работ стали теоретические кривые блеска, которые качественно позволили описать все типы циклической активности, наблюдаемые у некоторых звезд типа UX Ori. Недостатком предыдущих работ являлось плохое разрешение модели в центральных частях диска, поэтому полученные результаты были применимы к тесным двойным системам с горячими звездами или горячим звездам с близкими компаньонами в диске, т.е. в ситуациях, когда внутренние диски не вносили вклада в околозвездную экстинкцию, и их неточный расчет не влиял на результаты моделирования. В данной работе продолжается исследование структур в протопланетных дисках и их влияния на околозвездную экстинкцию. Новая реализация метода SPH позволяет более детально исследовать внутренние области дисков и расширить круг задач, которые могут быть исследованы с помощью этого метода.

2. Метод расчетов.

2.1. *Модель.* Моделируемая система состоит из центральной звезды с массой M_1 , погруженной в газопылевой протопланетный диск. В веществе диска движутся возмущающие тела, например, компоненты двойной или

кратной системы, субзвездные компаньоны или планеты-гиганты. Параметры орбиты центральной звезды и компаньонов задаются в качестве начальных условий задачи. Произвольно могут быть заданы массы компаньонов m_1, m_2, \dots, m_n , большие полуоси орбит a_1, a_2, \dots, a_n , эксцентриситеты e_1, e_2, \dots, e_n , наклоны орбит $\theta_1, \theta_2, \dots, \theta_n$, долготы восходящих узлов $\Omega_1, \Omega_2, \dots, \Omega_n$ и аргументы перицентра $\omega_1, \omega_2, \dots, \omega_n$ относительно плоскости диска. В работе приведены расчеты для моделей с одним компаньоном (рис.1).

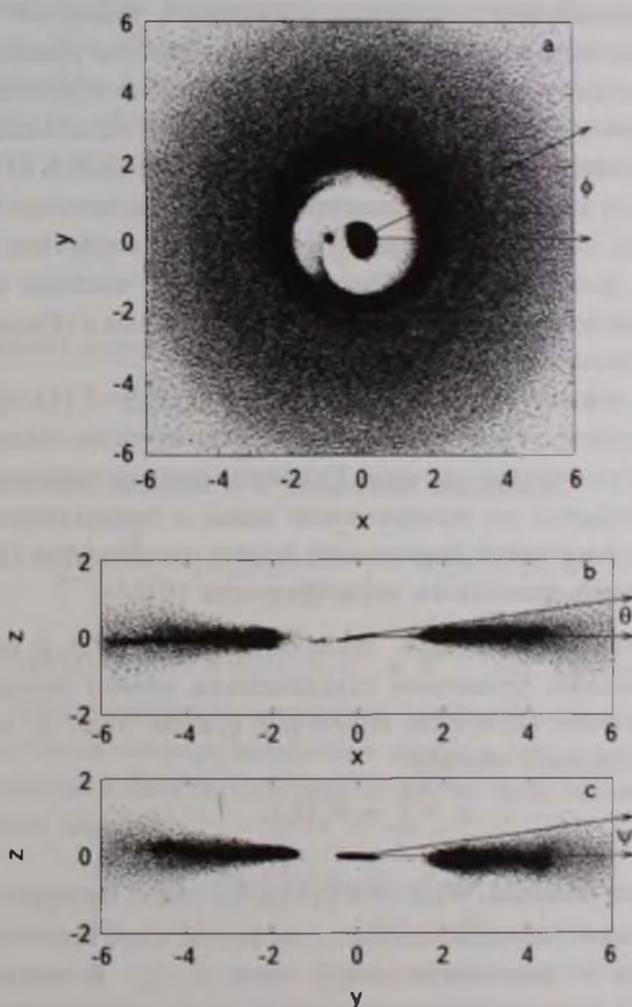


Рис.1. Вид диска после 20 оборотов системы: а - вид с полюса, б и с - сечения вдоль осей x и y , соответственно. Модель: $q = m_1 : M_1 = 0.1$, $e = 0$, $\theta = 5^\circ$. Здесь θ - это угол наклона орбиты компаньона к экваториальной плоскости диска, а ϕ и ψ азимутальный и угол наклона луча зрения при расчетах колонковой плотности, соответственно. Угол ϕ отсчитывается от положительного направления оси x , ψ от плоскости xy .

2.2. Предположения и метод. В начальный момент времени поверхностная плотность частиц задавалась обратно пропорциональной радиусу $\Sigma \propto R^{-1}$, а распределение частиц по высоте соответствовало баро-

метрическому закону $p \propto \exp(-z^2/h(R)^2)$ с учетом условия $h(R)/R = 0.1$.

В задаче рассматривались маломассивные диски, масса которых много меньше суммарной массы звезды и компаньонов. Поэтому для сокращения времени расчетов самогравитация диска не учитывалась. Чтобы сохранить соответствие с нашими предыдущими моделями, которые рассматривались в работах [31,33,49,50], использовалось изотермическое приближение. С учетом указанных предположений в систему уравнений газодинамики входят уравнение неразрывности, уравнение движения и уравнение состояния идеального газа в изотермическом случае. Данная система уравнений может быть расширена в случае отказа от предположения изотермичности.

Для численного решения этой системы уравнений использовался метод SPH [51,52]. В методе SPH непрерывная среда разбивается на конечный набор частиц, для которых определяются основные физические величины. Свойства частиц соответствуют упругим и вязким свойствам газа. При этом значение физической величины для каждой частицы зависит от физических характеристик соседних частиц, заключенных в объеме радиусом h . Параметр h называется длиной сглаживания.

Метод SPH лежит в основе пакета программ Gadget-2 [53,54], который был создан Спрингелом в Астрофизическом институте им. Макса Планка (MPA) для космологических расчетов. Основные отличия реализации метода SPH в коде Gadget-2 от используемой нами в предыдущих расчетах заключается в применении переменной длины сглаживания (формула 2) и индивидуального временного шага (формула 10).

2.3. Основные уравнения. Используя метод SPH с переменной длиной сглаживания, уравнения газодинамики можно переписать для численного решения. Плотность вещества в каждой точке ρ_i может быть определена следующим образом:

$$\rho_i = \sum_j m_j W_y(\mathbf{h}_i), \quad (1)$$

где m_j - это масса частицы, $W_y(\mathbf{h}_i) = W(\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j, h_i)$ - ядро интерполяции. Оно определяет влияние соседней частицы j на физическую величину частицы i в зависимости от расстояния между ними $|\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j|$. В наших расчетах рассматриваются частицы одинаковых масс m , а ядро интерполяции задается в виде сплайна как в работе [55]. Суммирование производится по частицам внутри объема h_i .

В наших предыдущих расчетах считалось, что $h = \text{const}$, однако данный подход приводит к малой статистике по соседним частицам в разреженных регионах. Алгоритм с переменной длиной сглаживания (ASPH в литературе), использованный в коде Gadget-2, позволяет увеличить точность вычислений в разреженных регионах и сократить время расчетов в плотных регионах.

Радиус объема h_i , в который попадают учитывающиеся частицы, определяется для каждой частицы с учетом плотности [56]:

$$h_i = \sigma \left(\frac{m}{\rho_i} \right)^{1/D} \quad (2)$$

где D - это размерность пространства, а σ - постоянная ~ 1.3 . Поскольку плотность ρ зависит от длины сглаживания h и, наоборот, используется итерационный подход. Критерием останова итераций является искомое число частиц N в объеме h^3 , которое задается как входной параметр задачи. Поскольку h не является константой, то ее пространственные производные не обращаются в ноль. Поэтому основные уравнения газодинамики в методе ASPH должны быть преобразованы [57] с учетом фактора Ω_i :

$$\Omega_i = \left[1 - m \frac{\partial h_i}{\partial \rho_i} \sum_j \frac{\partial W_{ij}(h_i)}{\partial h_i} \right] \quad (3)$$

Тогда уравнение неразрывности имеет вид:

$$\frac{d\rho_i}{dt} = -\frac{m}{\Omega_i} \sum_j (\bar{v}_i - \bar{v}_j) \nabla_j W_{ij}(h_i) \quad (4)$$

где \bar{v}_i - скорость частицы i , а уравнение движения:

$$\frac{d\bar{v}_i}{dt} = -m \sum_j \left(\frac{P_i}{\Omega_i \rho_i^2} \nabla_i W_{ij}(h_i) + \frac{P_j}{\Omega_j \rho_j^2} \nabla_j W_{ij}(h_i) + \Pi_{ij} \bar{W}_{ij} \right) + \nabla \Phi \quad (5)$$

Здесь $\bar{W}_{ij} = \frac{1}{2} (W(\bar{r}_i - \bar{r}_j, h_i) + W(\bar{r}_j - \bar{r}_i, h_j))$, а P_i - это давление газа. $\nabla \Phi$ определяет гравитационный потенциал звезды и компаньонов, а Π_{ij} характеризует диссипативные процессы в дисках и описывается с помощью понятия численной вязкости. Стандартная форма представления численной вязкости имеет вид [58]:

$$\Pi_{ij} = \begin{cases} [-\alpha c \mu_{ij} + \beta \mu_{ij}^2] / \rho_{ij}, & (\bar{v}_i - \bar{v}_j)(\bar{r}_i - \bar{r}_j) < 0; \\ 0, & (\bar{v}_i - \bar{v}_j)(\bar{r}_i - \bar{r}_j) \geq 0. \end{cases} \quad (6)$$

где

$$\mu = \frac{\bar{h}_{ij} (\bar{v}_i - \bar{v}_j)(\bar{r}_i - \bar{r}_j)}{|\bar{r}_i - \bar{r}_j|^2 + \eta h_{ij}^2} \quad (7)$$

а $\rho_{ij} = (\rho_i + \rho_j)/2$ и $\bar{h}_{ij} = (h_i + h_j)/2$, а η малый параметр ~ 0.01 , который вводится для устранения возможной сингулярности при сближении частиц.

Следует заметить, что численная вязкость позволяет избежать разрывов в дифференциальных уравнениях газодинамики. Она препятствует сближению высокоскоростных частиц, и, тем самым, размывает фронты ударных волн

и разрывов. При этом исследования космологического кода Gadget-2 [53,54] показывают, что характер течения перед фронтом и после имеет хорошее соответствие с аналитическими решениями для тестовых задач.

Замыкает систему уравнение состояния идеального газа для изотермического случая: $P_i = c^2 \rho_i$, где c - скорость звука в веществе, которая характеризует температуру и эффективную вязкость диска. В неизотермическом случае в систему уравнений входит также уравнение энергии:

$$\frac{du_i}{dt} = \frac{P_i}{\Omega_i \rho_i^2} m \sum_j (\bar{v}_i - \bar{v}_j) \nabla_i W_{ij}(h_i). \quad (8)$$

Уравнение состояния идеального газа может быть задано в виде адиабаты: $P = k \rho^\gamma$.

2.4. Схема интегрирования. Для того, чтобы проследить эволюцию рассматриваемых моделей, описанные выше дифференциальные уравнения должны быть проинтегрированы по времени. Для этих целей в пакете программ Gadget-2 используется схема Штермера-Верле (алгоритм с перешагиванием), предложенная в работе [59]. Интегратор является симплектическим, т.е. обеспечивает сохранение физических инвариантов системы, и при отсутствии диссипации дает четвертый порядок точности $O(\Delta t^4)$. Сходимость схемы контролируется условием Куранта, которое накладывает ограничение на временной шаг интегрирования [60]:

$$\Delta t \leq \delta t_c = \min_i \frac{0.3 h_i}{h_i |\nabla \cdot \bar{v}_i| + c + 1.2(\alpha c + \beta \mu_c)}. \quad (9)$$

Во внутренних и внешних частях диска реализуются существенно отличающиеся скоростные режимы частиц. В плотных областях протопланетных дисков вблизи звезд скорости и ускорения частиц на порядки выше, чем на периферии. Это означает, что выбор малого временного шага более критичен в окрестности звезд. Однако уменьшение временного шага приводит к значительному росту времени расчетов. Поэтому использование в коде Gadget-2 индивидуального временного шага для каждой частицы позволяет найти компромисс - шаг интегрирования выбирается с учетом ускорения частицы a_i :

$$\delta t_a = \sqrt{\frac{\epsilon h_i}{|a_i|}}, \quad (10)$$

где ϵ определяет точность задания временного шага и является входным параметром задачи. С учетом условия (9) временной шаг отдельной частицы может быть определен следующим образом: $\Delta t = \min(\delta t_a, \delta t_c)$. При этом минимальный шаг по времени t_{\min} задается в качестве параметра задачи, он ограничивает Δt снизу. Индивидуальный шаг интегрирования для каждой частицы синхронизируется с общим текущим временем системы.

2.5. Аккреция, колонковая плотность и граничные условия.

Автором статьи программный пакет Gadget-2 был модифицирован и применен с расчетом газодинамических течений в протопланетных дисках звезд с компаньонами. Была добавлена возможность расчета темпа аккреции частиц на звезду и компаньоны, а также колонковой плотности вещества между звездой и наблюдателем в зависимости от фазы орбитального периода.

В протопланетных дисках под действием вязких сил происходит перенос углового момента от центра к периферии. Данный процесс приводит к возникновению аккреции вещества диска на звезду и расползанию внешних частей диска. Для того, чтобы оценить темп аккреции вещества на центральную звезду и компаньон, предполагается, что частицы, попавшие в зону с радиусом 0.05 от радиуса полости Роша гравитирующего объекта [61], аккрецируют на него. Такие частицы подсчитываются для каждого такого объекта и удалялись из системы. Размер поглощающей области был согласован с минимальным временным шагом, таким образом, чтобы высокоскоростные частицы вблизи звезды не выбрасывались из системы, а считались выбывшими из системы в результате аккреции.

Для сокращения времени расчетов в начальный момент времени частицы размещаются в пределах области, ограниченной радиусом $R_j = ba$, где a - это большая полуось орбиты компаньона, поскольку основные неоднородности возникают в центральной части диска, а на расстоянии больше R_j диск азимутально однороден. При этом рассматривалась свободная внешняя граница диска: частицы, которые удалились от центра масс системы на расстояние большее, чем $2R_j$, считались покинувшими систему и исключались из расчетов.

В процессе моделирования вычислялась колонковая плотность вещества для различных направлений луча зрения относительно центральной звезды. Было выбрано восемь направлений по азимуту (угол ϕ) и четыре наклона луча зрения по высоте (угол ψ). Для того, чтобы оценить вклад в колонковую плотность различных частей диска, колонковые плотности вычислялись отдельно в диске центральной звезды и общем диске системы (рис.1). При этом длина основания колонки для околозвездного диска принималась равной $0.02a$ (что соответствовало диаметру центральной звезды), в таком случае площадь сечения колонки: $0.02a \times 0.02a$. Чтобы улучшить статистику расчетов, длина основания колонки для общего диска была увеличена в 3 раза.

3. Результаты. С помощью модифицированного кода для расчетов газодинамики протопланетных дисков были промоделированы течения газа в центральных областях диска. Стали хорошо видны структуры, недостаточно хорошо разрешенные в наших предыдущих работах: около-

звездные диски и перемичка между ними (рис.2), предсказанные при расчетах с помощью конечно-разностных схем [23,25] и отождествленные в наблюдениях [62]. Расчеты показали, что существенное влияние на разрешающую способность метода SPH в центральных частях диска оказывает размер временного шага, поскольку вещество в данной области движется с высокими скоростями и ускорениями.

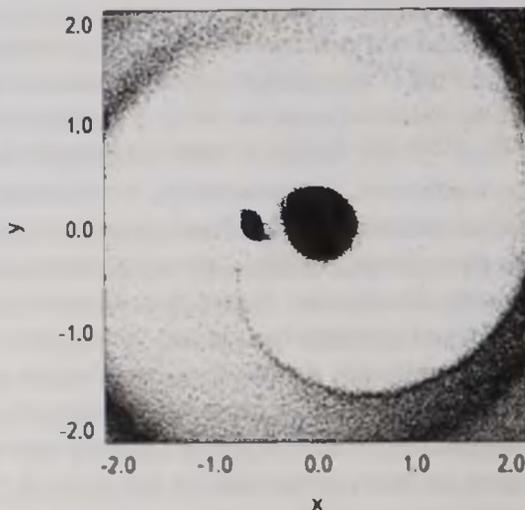


Рис.2. Вид внутренних дисков звезды и компаньона после 20 оборотов системы. Модель: $q = 0.1$, $e = 0.3$, $\theta = 5^\circ$.

С помощью нового кода были рассчитаны три модели: компланарная $e = 0.3$, $\theta = 0^\circ$, наклонная круговая $e = 0$, $\theta = 5^\circ$ и наклонная эксцентрическая $e = 0.3$, $\theta = 5^\circ$ (линия апсид перпендикулярна линии узлов). Соотношение масс компаньона и звезды для всех моделей выбиралось равным $q = 0.1$. Поведение вещества в общем диске для рассчитанных моделей совпадает с результатами, полученными нами ранее [31,33,49,50]. Однако более точные расчеты позволяют моделировать структуру диска в его центральных областях. Динамика вещества здесь такова: маломассивный компаньон захватывает частицы из общего диска в области апоастра и вблизи периастра передает часть вещества диску центральной звезды. Аналогичный результат был получен для моделей, рассчитанных конечно-разностными методами [63].

Размер околозвездного диска центральной звезды ограничивается расстоянием между звездой и компаньоном в периастре. В случае эксцентрической модели размер диска меньше, но сам диск сильнее возмущен. Приливное взаимодействие околозвездного диска центральной звезды с компаньоном приводит к возникновению спиральных ветвей после прохождения компаньоном периастра, которые сглаживаются после прохождения

апоаэтра (рис.3).

Возникновение двух спиральных рукавов в околозвездных дисках двойной системы с равными массами было описано в работе [64]. В работе

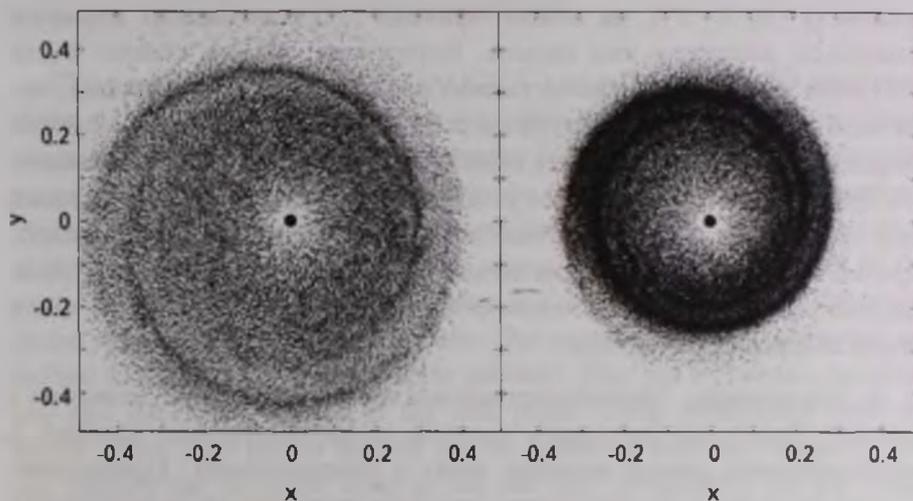


Рис.3. Вид околозвездного диска центральной звезды после 20 оборотов системы. Параметры моделей $q=0.1$, $\theta=5^\circ$, слева $e=0$, справа $e=0.3$.

[65] исследовался диск массивного компонента двойной системы, возмущаемый вторичным менее массивным компаньоном. Было показано, что в диске после прохождения компаньоном периаэтра из-за сильных приливных возмущений возникают две спиральные ветви (ударные волны), которые распространялись к центру диска. При приближении компаньона

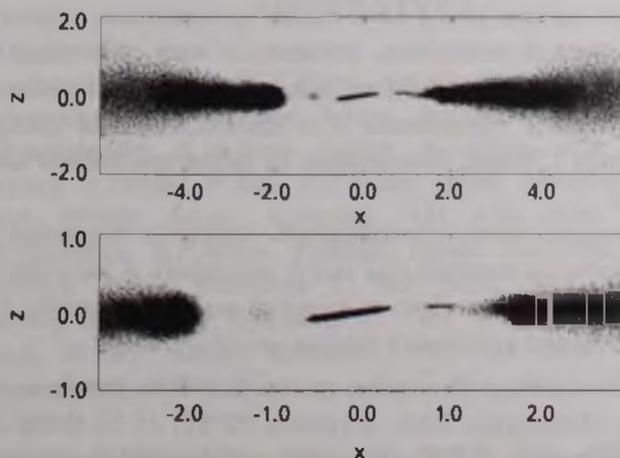


Рис.4. Сечение диска вдоль оси x после 20 оборотов компаньона. Параметры модели $q=0.1$, $e=0$, $\theta=5^\circ$. Сверху показан весь диск, снизу его внутренние области. Расстояния выражены в единицах большой полуоси орбиты компаньона a .

к апоастрю поверхностная плотность диска сглаживается. Данное поведение сохраняется и в случае расчетов с учетом переноса излучения в диске [32].

На рис.4 показано распределение вещества в наклонной круговой модели ($e = 0$, $\theta = 5^\circ$), на момент времени 20.5 орбитальных периодов компаньон находится над диском. Внутренние области общего диска искажены и имеют небольшой наклон по сравнению с периферией, что согласуется с нашими предыдущими расчетами [33]. Околозвездные диски звезды и компаньона наклонены относительно общего диска. Это означает, что при определенном значении угла наклона луча зрения околозвездный диск звезды внесет существенный вклад в околозвездную экстинкцию. При этом переменность блеска звезды будет заметна при больших углах наклона общего диска относительно направления на наблюдателя, чем в случае компланарной модели.

4. *Заключение* Модифицированный нами код Gadget-2 позволяет с высокой точностью проводить расчеты газодинамических течений в протопланетных дисках молодых звезд с компаньонами. Применение индивидуального шага интегрирования позволяет увидеть и исследовать детали высокоскоростных течений в центральных областях дисков: околозвездные диски звезды и компаньона, перемижку между ними, ярко выраженные потоки вещества от общего к аккреционным дискам.

Существенное улучшение точности моделирования позволяет исследовать влияние динамики вещества в центральных областях дисков на фотометрические свойства системы и расширить условия применимости наших моделей. В наших предыдущих работах мы рассматривали случай горячей центральной звезды - AeVe Хербига, компаньон которой двигался по близкой к звезде орбите ($a \leq 4$ а.е.). Тогда центральные области диска, рассчитанные с низкой точностью, попадали в зону сублимации пыли и не оказывали влияния на поведение околозвездной экстинкции. Новые результаты могут быть применимы и к протопланетным дискам более холодных звезд типа Т Тельца, ограничение на параметры орбиты компаньона также снимается.

В околозвездном диске центральной звезды с периодом равным орбитальному периоду компаньона могут возникать и рассеиваться двуручавные волны плотности. Данное явление может приводить к возникновению циклических колебаний блеска молодых звезд.

Работа выполнена при поддержке гранта Комитета по науке и высшей школе г. Санкт-Петербурга 2014г. и гранта РФФИ 15-02-09191\15. Автор выражает благодарность Н.Я.Сотниковой за полезные замечания.

THE SIMULATION OF GAS-DYNAMICS OF THE PROTOPLANETARY DISK BY SPH-METHOD

T.V.DEMIDOVA

The modification of the code GADGET-2 to using it in the 3D simulation of the gas dynamic flows in protoplanetary disks with perturbing bodies (binary components, brown dwarfs or protoplanets) is proposed. In such a system the matter of the mutual disk is falling onto the central star and the companions, forming the accretion disks around them. The opportunity for the calculation of the accretion rate on every massive object and the column density of the matter in the direction on the central star as a function of the phase the orbital period was added in GADGET-2 code. The companions orbit parameters are defined as the initial conditions of the problem. They can be circular, eccentric and also the orbits inclined to the disk plane. Using modified code the details of the inner part of the disk can be calculated with high accuracy. One can identify the accretion disks of the star and companion; the gas bridge between them; streams of matter from the mutual disk supplementing the matter to the accretion disks; the density waves in the accretion ones and mutual disks.

Key words. *planets formation: accretion discs: gasodynamic flows*

ЛИТЕРАТУРА

1. *H.Tanaka, T.Takeuchi, W.R.Ward*, *Astrophys. J.*, **565**, 1257, 2002.
2. *S.-J.Paardekooper, G.Mellema*, *Astron. Astrophys.*, **459**, L17, 2006.
3. *S.-J.Paardekooper, G.Mellema*, *Astron. Astrophys.*, **478**, 245, 2008.
4. *P.Cresswell, G.Dirksen, W.Kley, R.P.Nelson*, *Astron. Astrophys.*, **473**, 329, 2007.
5. *B.Bitsch, W.Kley*, *Astron. Astrophys.*, **523**, A30, 2010.
6. *J.C.B.Papaloizou, R.P.Nelson, F.Masset*, *Astron. Astrophys.*, **366**, 263, 2001.
7. *P.Goldreich, R.Sari*, *Astrophys. J.*, **585**, 1024, 2003.
8. *F.Marzari, A.F.Nelson*, *Astrophys. J.*, **705**, 1575, 2009.
9. *B.Bitsch, W.Kley*, *Astron. Astrophys.*, **530**, A41, 2011.
10. *M.Xiang-Gruess, J.C.B.Papaloizou*, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **431**, 1320, 2013.
11. *C.Terquem, A.Ajmia*, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **404**, 409, 2010.
12. *C.J.Burrows, J.E.Krist, K.R.Stapelfeldt*, *WFPC2 Investigation Definition Team, Bull. Am. Astron. Soc.*, **27**, 1329, 1995.
13. *J.S.Greaves, W.S.Holland, G.Moriarty-Schieven et al.*, *Astrophys. J. Lett.*,

506. L133, 1998.
14. *S.R.Heap, D.J.Lindler, Th.M.Lanz et al.*, *Astrophys. J.*, **539**, 435, 2000.
 15. *C.A.Grady, E.F.Polowski, T.Henning et al.*, *Astrophys. J.*, **122**, 3396, 2001.
 16. *J.Hashimoto, M.Tamura, T.Muto et al.*, *Astrophys. J. Lett.*, **729**, L17, 2011.
 17. *G.S.Mathews, J.P.Williams, F.Merlard*, *Astrophys. J.*, **753**, 59, 2012.
 18. *S.Mayama, J.Hashimoto, T.Muto et al.*, *Astrophys. J. Lett.*, **760**, L26, 2012.
 19. *V.Christiaens, S.Casassus, S.Perez et al.*, *Astrophys. J. Lett.*, **785**, L12, 2014.
 20. *S.Takakuwa, M.Saito, T.K.Saigo et al.*, *Astrophys. J.*, **796**, 1, 2014.
 21. *R.Gunther, W.Kley*, *Astron. Astrophys.*, **387**, 550, 2002.
 22. *Y.Ochi, K.Sugimoto, T.Hanawa et al.*, *Astrophys. J.*, **623**, 922, 2005.
 23. *П.В.Кайгородов, Д.В.Бисикало, А.М.Фатеева, П.Ю.Сытов*, *Астрон. ж.*, **12**, 1170, 2010, (*Astron. Rep.*, **54**, 1078, 2010).
 24. *M.M.Fragner, R.P.Nelson*, *Astron. Astrophys.*, **511**, A77, 2010.
 25. *T.Hanawa, Y.Ochi, K.Ando*, *Astrophys. J.*, **708**, 485, 2010.
 26. *W.Kley, R.P.Nelson*, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, **50**, 211, 2012.
 27. *P.Artymowicz, S.H.Lubow*, *Astrophys. J.*, **467**, L77, 1996.
 28. *M.R.Bate, I.A.Bonnell*, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **285**, 33, 1997.
 29. *L.D.Larwood, J.C.P.Papaloizou*, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **285**, 288, 1997.
 30. *M. de Val-Borro, R.G.Edgar, P.Artymowicz et al.*, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **370**, 529, 2006.
 31. *Н.Я.Сотникова, В.П.Гринин*, *Письма в Астрон. ж.*, **33**, 667, 2007, (*Astron. Lett.*, **33**, 594, 2007).
 32. *G.Picogna, F.Marzari*, *Astron. Astrophys.*, **556**, A148, 2013.
 33. *В.П.Гринин, Т.В.Демидова, Н.Я.Сотникова*, *Письма в Астрон. ж.*, **36**, 854, 2010, (*Astron. Lett.*, **36**, 808, 2010).
 34. *G.Picogna, F.Marzari*, *Astron. Astrophys.*, **583**, A133, 2015.
 35. *S.V.Pilipenko, A.G.Doroshkevich, V.N.Lukas, E.V.Mikheeva*, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **427**, L30, 2012.
 36. *A.Cloet-Osselaer, S. De Rijcke, B.Vandenbroucke et al.*, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **442**, 2909, 2014.
 37. *B.W.Keller, J.Wadsley, H.M.P.Couchman*, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **453**, 3499, 2015.
 38. *M.Schaller, C.D.Vecchia, J.Schaye et al.*, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **454**, 2277, 2015.
 39. *F.G.Goicovic, J.Cuadra, A.Sesana et al.*, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **455**, 1989, 2016.
 40. *Н.Я.Сотникова*, *Астрофизика*, **39**, 259, 1996, (*Astrophysics*, **39**, 141, 1996).
 41. *V.P.Reshemikov, N.Ya.Sotnikova*, *Astron. Astrophys.*, **325**, 933, 1997.
 42. *N.Moekel, C.J.Clark*, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **415**, 1187, 2011.
 43. *R.J.Parker, J.E.Dale, B.Ercolano*, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **446**, 4278, 2015.
 44. *J.Dutta*, *Astron. Astrophys.*, **585**, A59, 2016.
 45. *T.I.Madura, T.R.Gull, A.T.Okazaki et al.*, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **436**, 3820, 2013.
 46. *M.Kubryk, N.Prantzos, E.Athanassoula*, *Astron. Astrophys.*, **580**, A126, 2015.

47. *P.Loren-Aguilar, M.R.Bate*, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **443**, 927, 2014.
48. *P.Loren-Aguilar, M.R.Bate*, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **454**, 4114, 2015.
49. *Т.В.Демидова, Н.Я.Сотникова, В.П.Гринин*, Письма в Астрон. ж., **36**, 445, 2010, (Astron. Lett., **36**, 422, 2010).
50. *Т.В.Демидова, В.П.Гринин, Н.Я.Сотникова*, Письма в Астрон. ж., **36**, 526, 2010, (Astron. Lett., **36**, 498, 2010).
51. *L.B.Lucy*, Astron. J., **82**, 1013, 1977.
52. *R.A.Gingold, J.J.Monaghan*, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **181**, 375, 1977.
53. *V.Springel, N.Yoshida, S.D.M.White*, New Astronomy, **6**, 51, 2001.
54. *V.Springel*, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **364**, 1105, 2005.
55. *J.J.Monaghan*, J. Comput. Phys., **60**, 253, 1985.
56. *R.A.Gingold, J.J.Monaghan*, J. Comput. Phys., **46**, 429, 1982.
57. *J.J.Monaghan*, Rep Prog. Phys., **68**, 1703, 2005.
58. *J.J.Monaghan*, Ann. Rev. Astron. Astrophys., **30**, 543, 1992.
59. *L.Verlet*, Phys. Review, **159**, 98, 1967.
60. *L.Hernquist, N.Katz*, Astrophys. J. Suppl., **70**, 419, 1989.
61. *P.P.Eggleton*, Astrophys. J., **268**, 368, 1983.
62. *S.Mayama, M.Tamura, T.Hanawa et al.*, Science, **327**, 306, 2010.
63. *A.M.Fateeva, D.V.Bisikalo, P.V.Kaygorodov, A.Y.Sytov*, Astrophys. Space Sci., **335**, 125, 2011.
64. *A.F.Nelson*, Astrophys. J. Lett., **537**, L65, 2000.
65. *W.Kley, R.P.Nelson*, Astron. Astrophys., **486**, 617, 2008.

ОТНОШЕНИЕ N/O В РАННИХ В-ЗВЕЗДАХ ГЛАВНОЙ ПОСЛЕДОВАТЕЛЬНОСТИ КАК ИНДИКАТОР ИХ ЭВОЛЮЦИИ

Л.С.ЛЮБИМКОВ

Поступила 13 мая 2016

Принята к печати 24 августа 2016

Показано, что в случае ранних В-звезд на стадии Главной последовательности (ГП) из трех соотношений - N/C, C/O и N/O, рассматриваемых в качестве индикаторов звездной эволюции, большего доверия заслуживает величина N/O, так как она оказалась нечувствительной к сверхионизации ионов N II и O II. Напротив, величины N/C и C/O, включающие углерод, в случае звезд с $T_{\text{eff}} > 18500$ K могут содержать систематические ошибки вследствие неучтенной сверхионизации ионов C II. Исследовано отношение N/O в атмосферах 46 ранних В-звезд ГП. Полученные значения N/O рассмотрены как функция эффективной температуры, возраста, скорости вращения и массы звезд. Показано, что для большинства ранних В-звезд ГП характерно отношение $[N/O] \approx 0$, свидетельствующее о малом изменении величины N/O в течение стадии ГП, причем этот результат не зависит от перечисленных выше фундаментальных параметров. Большое число звезд с $[N/O] \approx 0$ объясняется двумя причинами: с одной стороны, согласно предсказаниям теории, при начальной скорости вращения $V_0 < 100$ км/с величина N/O к концу стадии ГП меняется мало ($[N/O] < 0.2$); с другой стороны, согласно наблюдениям, большинство ранних В-звезд ГП действительно имеет малые начальные скорости вращения V_0 . Немногочисленные ранние В-звезды ГП, для которых получены повышенные значения $[N/O] = 0.4 - 0.8$, соответствуют моделям со скоростями вращения $V_0 = 200 - 300$ км/с. Этот вывод согласуется с результатами, полученными ранее для звезд таких же масс на более поздней стадии эволюции, стадии AFG-сверхгигантов и ярких гигантов.

Ключевые слова: ранние В-звезды; звездные атмосферы; химический состав; звездная эволюция

1. *Введение.* В течение стадии Главной последовательности (ГП) содержания гелия и азота в атмосферах ранних В-звезд повышаются. Впервые это было обнаружено автором в 1970-80гг., сначала для гелия [1,2], потом для азота [3]. Следует напомнить, что стадия ГП - это самая первая и самая продолжительная стадия звездной эволюции, когда в ядре звезды горит водород. В ранних В-звездах ГП горение водорода происходит в CNO-цикле; при этом увеличиваются содержания He и N в ядре звезды. Обнаруженное в [1-3] повышение содержаний He и N в атмосферах звезд как будто свидетельствовало о глубоком перемешивании, которое должно приводить к выносу продуктов CNO-цикла из звездных недр на поверхность.

Наблюдаемое увеличение содержаний He и N у В-звезд в течение эволюции на ГП в те годы оказалось неожиданностью для теории. Объяснение этому явлению пришло позже, когда теоретики научились рассчитывать модели вращающихся звезд. Оказалось, что начальная скорость вращения V_0 является таким же важным параметром в эволюции звезды, как и масса M (см., например, Медера [4]). Из расчетов моделей звезд с вращением следовало, что изменения в атмосферных содержаниях легких элементов, появляющиеся в результате перемешивания, индуцированного вращением, тем больше, чем больше масса M и чем выше скорость вращения V_0 .

Перемешивание вследствие вращения приводит к повышению содержаний гелия и азота и к одновременному понижению содержания углерода (здесь и далее имеются в виду самые распространенные изотопы этих элементов ^4He , ^{14}N и ^{12}C). Давно известна антикорреляция между содержаниями N и C у А-, F- и G-сверхгигантов, которые являются потомками ранних В-звезд ГП. Недавно в [5] было показано, что наблюдаемая антикорреляция между N и C у таких звезд отражает прежде всего зависимость аномалий N и C от начальной скорости вращения V_0 : чем выше V_0 , тем больше избыток N и дефицит C. Тем самым была подтверждена важность параметра V_0 для правильного понимания эволюционных изменений в наблюдаемом химическом составе звезд.

Как известно (см., например, [6]), отношения содержания трех элементов, участвующих в CNO-цикле, именно величины N/C, C/O и N/O, относятся к наиболее чувствительным индикаторам эволюции звезд средних и больших масс. Детальные расчеты значений N/C и N/O для моделей с массами M от $15 M_\odot$ до $1.7 M_\odot$ (здесь M_\odot - масса Солнца) и скоростями вращения V_0 от 0 до 0.95 критической скорости представлены в работе [7].

В настоящей работе анализируется отношение N/O для группы ранних В-звезд ГП. Отношения N/C и C/O, куда входит углерод, исключены из рассмотрения, так как их определяемые значения для таких звезд могут быть систематически искажены вследствие неучтенной сверхионизации ионов C II (см. ниже). Рассмотрена зависимость величины N/O от возраста звезд, их скорости вращения и массы. Полученные результаты сравниваются с упомянутыми выше расчетами [7] вращающихся моделей звезд.

2. *Насколько реальны определения N/C, C/O и N/O для ранних В-звезд?* Данная работа основана на предыдущих исследованиях В-звезд ГП, результаты которых были опубликованы в 2000-х гг. в цикле статей Любимкова и др. [8-12]. В работе [8] были получены спектры высокого разрешения для более 100 В-звезд ГП; наблюдения проводились на двух обсерваториях - Крымской астрофизической обсерватории и Обсерватории Мак Дональд Техасского университета. В [9] для 107 звезд этого списка были определены фундаментальные параметры, включая

эффективную температуру T_{eff} , ускорение силы тяжести в атмосфере $\log g$, массу M , радиус R , светимость L и возраст t , а также относительный возраст $t/t_{\text{ГП}}$, где $t_{\text{ГП}}$ - время жизни звезды данной массы M на стадии ГП. В [10] для 102 звезд было найдено содержание гелия He/H; при этом анализ линий He I был выполнен при отказе от условия ЛТР (локальное термодинамическое равновесие). В [11] для 52 звезд был выполнен не-ЛТР анализ содержания магния, а в [12] для 57 звезд - не-ЛТР анализ содержаний C, N и O.

В более поздней работе [13] те же авторы, выбрав из первоначального списка 22 непроэволюционировавшие В-звезды с массами $M = 5 - 11 M_{\odot}$, и переопределив для них по усовершенствованной методике параметры T_{eff} и $\log g$, нашли содержания C, N и O. Они оказались близкими к солнечным, что подтверждало, что начальный химический состав атмосфер молодых В-звезд ГП в среднем тот же, что и у Солнца. Только углерод, как и в работах других авторов, показал небольшой дефицит.

Особый интерес в контексте данного исследования представляет работа [14], где рассмотрена возможная сверхионизация ионов C II, N II и O II в атмосферах ранних В- и поздних О-звезд. Напомним, что именно по линиям C II, N II и O II для ранних В-звезд определяются содержания C, N и O. Термин "сверхионизация" здесь означает, что фотоионизация ионов C II, N II и O II, происходящая под действием ультрафиолетового излучения, в реальных атмосферах может быть существенно выше, чем в расчетах, основанных на стандартных моделях атмосфер. Именно такие модели используются до сих пор при анализе содержания C, N и O в ранних В-звездах.

В [14] показано, что сверхионизация становится заметной при температурах $T_{\text{eff}} > 18500$ К в случае линий C II и при $T_{\text{eff}} > 26000$ К в случае линий N II и O II. Отобрав из [13] для оценки содержания C звезды с $T_{\text{eff}} < 18500$ К, а для оценки содержаний N и O - звезды с $T_{\text{eff}} < 25000$ К,

Таблица 1

СРЕДНИЕ НАЧАЛЬНЫЕ СОДЕРЖАНИЯ C, N И O В АТМОСФЕРАХ В-ЗВЕЗД ГП В ОКРЕСТНОСТИ СОЛНЦА [14]. ДЛЯ СРАВНЕНИЯ ПРИВЕДЕНЫ СОДЕРЖАНИЯ C, N И O В АТМОСФЕРЕ СОЛНЦА (по данным [15, 16])

Элемент	$\log \epsilon$ В-звезды ГП	$\log \epsilon$ Солнце
C	8.46 ± 0.09	8.43 ± 0.05 [15] 8.50 ± 0.06 [16]
N	7.78 ± 0.09	7.83 ± 0.05 [15] 7.86 ± 0.12 [16]
O	8.72 ± 0.12	8.69 ± 0.05 [15] 8.76 ± 0.07 [16]

удалось получить неискаженные за счет сверхионизации начальные содержания С, N и O в В-звездах ГП. В среднем в пределах ошибки они совпадают с солнечными содержаниями. Это видно из табл. 1, где наряду с найденными в [14] средними начальными содержаниями $\log \epsilon(\text{C})$, $\log \epsilon(\text{N})$ и $\log \epsilon(\text{O})$ для В-звезд ГП приведены современные оценки содержаний С, N и O для Солнца [15] и [16]. Последние получены на основе нестационарных гидродинамических 3D-моделей солнечной атмосферы. Отметим, что содержания элементов здесь и далее даются в стандартной логарифмической шкале, где для водорода принято $\log \epsilon(\text{H}) = 12.00$.

Поскольку, согласно [14], при температурах $T_{\text{eff}} > 18500 \text{ K}$ определяемое содержание С вследствие неучтенной сверхионизации оказывается заниженным (до 0.2 dex), а содержания N и O вплоть до температур $T_{\text{eff}} \approx 26000 \text{ K}$ остаются неискаженными, в области $T_{\text{eff}} \approx 18500 - 26000 \text{ K}$ отношение N/C должно получаться больше, а отношение C/O - меньше реального значения. Отсюда следует, что для ранних В-звезд ГП (им соответствуют температуры $T_{\text{eff}} > 18000 \text{ K}$) полученные в литературе значения N/C и C/O могут быть соответственно завышены или занижены (до 0.2 dex).

Иная ситуация имеет место в случае отношения N/O. Оба элемента, азот и кислород, в случае В-звезд с температурами $T_{\text{eff}} < 26000 \text{ K}$, согласно [14], оказываются нечувствительными к сверхионизации, поэтому для таких звезд определяемые отношения N/O можно считать, с этой точки зрения, вполне надежными. Более того, если рассматривать звезды с $T_{\text{eff}} > 26000 \text{ K}$, для них неучтенная сверхионизация примерно одинаково влияет и на N II и на O II, т.е. этот эффект, одновременно понижая содержания N и O, должен мало влиять на отношение N/O.

Интересно отметить, что как раз вблизи $T_{\text{eff}} \approx 26000 \text{ K}$ в распределении эквивалентных ширин W линий N II и O II по T_{eff} наблюдается максимум (см., например, рис.2 и 3 в [13]). Однако при этом отношение эквивалентных ширин W (линия N II)/ W (линия O II) не показывает в районе $T_{\text{eff}} \approx 26000 \text{ K}$ никакого максимума или минимума; напротив, оно меняется монотонно в широком диапазоне T_{eff} от 14000 до 32000 K.

Из сказанного можно сделать вывод, что в случае ранних В-звезд при исследовании отношений N/C, C/O и N/O предпочтение следует отдавать величине N/O, в то время как величины N/C и C/O, куда входит углерод, могут оказаться систематически искаженными вследствие неучтенной сверхионизации ионов С II. Следуя этому выводу, автор отказался от рассмотрения отношений N/C и C/O. Целью настоящей работы было исследование отношения N/O в достаточно большой группе ранних В-звезд ГП.

3. *Список исследованных звезд.* Список В-звезд, который был отобран для данного анализа из работы [12], представлен в табл.2 и 3. Поскольку нашей задачей было определение величины N/O, из списка

Таблица 2

ПАРАМЕТРЫ 40 В-ЗВЕЗД С ТЕМПЕРАТУРАМИ $T_{\text{eff}} < 26000$ К

HR	T_{eff} К	logg	M / M_{\odot}	ζ / ζ_{\odot}	$V \sin i$ км/с	log(N/O)	[N/O]
38	19220	3.83	7.6	0.76	11	-0.86	+0.08
1072	22300	3.81	9.8	0.76	39	-0.22	+0.72
1074	25700	4.22	10.5	0.06	97	-1.09	-0.15
1595	22500	4.17	8.4	0.21	6	-0.83	+0.11
1617	18570	3.87	7.1	0.70	46	-1.00	-0.06
1640	19750	3.81	8.0	0.76	54	-1.05	-0.11
1731	17900	3.98	6.2	0.60	11	-0.72	+0.22
1781	23700	4.27	8.9	0.00	5	-0.92	+0.02
1810	21040	4.11	7.7	0.35	24	-0.49	+0.45
1820	19370	4.05	7.0	0.45	14	-0.95	-0.01
1840	21300	4.26	7.4	0.00	11	-0.93	+0.01
1848	18900	4.23	6.1	0.11	25	-0.92	+0.02
1861	25300	4.11	10.7	0.30	10	-1.12	-0.18
1880	25400	4.21	10.3	0.08	72	-0.83	+0.11
1886	23300	4.11	9.2	0.32	13	-1.16	-0.22
1923	21400	3.78	9.5	0.79	17	-0.88	+0.06
1933	24090	4.14	9.7	0.26	66	-0.77	+0.17
1950	23100	4.13	9.0	0.28	34	-0.95	-0.01
2058	21720	4.24	7.7	0.06	21	-0.96	-0.02
2205	19390	3.74	8.1	0.83	9	-0.90	+0.04
2344	19420	3.76	8.0	0.81	61	-0.85	+0.09
2373	20400	3.92	7.9	0.65	57	-1.08	-0.14
2517	16600	3.31	8.1	1.02	70	-0.54	+0.40
2618	22900	3.39	14.4	1.01	47	-0.60	+0.34
2633	18000	3.38	8.8	1.02	18	-0.75	+0.19
2688	19200	3.86	7.3	0.73	17	-1.02	-0.08
2756	16590	4.06	5.4	0.46	26	-1.09	-0.15
2824	20210	3.86	8.4	0.72	12	-0.97	-0.03
2928	23650	3.83	11.2	0.73	26	-0.78	+0.16
3023	22400	3.86	9.7	0.71	42	-0.89	+0.05
7426	16540	3.60	6.8	0.93	29	-0.94	0.00
7862	17750	4.19	5.7	0.17	34	-1.09	-0.15
7929	16700	3.64	6.7	0.91	40	-0.94	0.00
7996	15980	3.60	6.5	0.92	35	-0.97	-0.03
8243	24300	3.32	18.0	1.01	67	-0.17	+0.77
8385	15360	3.76	5.6	0.82	19	-0.95	-0.01
8439	17400	3.31	8.8	1.02	19	-1.06	-0.12
8549	20400	3.97	7.8	0.60	8	-0.96	-0.02
8768	18090	3.94	6.5	0.65	8	-1.02	-0.08
9005	22340	3.79	10.5	0.76	15	-0.75	+0.19

[12] были исключены те звезды, для которых в этой работе не были получены содержания кислорода. Кроме того, было исключено несколько звезд, которые, согласно базе данных SIMBAD (<http://simbad.u-strasbg.fr/>

simbad/sim_fid), оказались спектрально-двойными или переменными.

В табл.2 приведены параметры 40 ранних В-звезд с эффективными температурами $T_{\text{эф}} < 26000$ К. Как отмечено выше, для звезд с такими температурами $T_{\text{эф}}$ определяемые содержания N и O (а значит, и отношение N/O) не искажены вследствие неучтенной сверхионизации. В табл.2 наряду с номером HR, для каждой звезды указаны следующие параметры: эффективная температура $T_{\text{эф}}$, логарифм ускорения силы тяжести $\log g$, масса звезды в массах Солнца M/M_{\odot} , относительный возраст $t/t_{\text{П}}$ и проекция скорости вращения на луч зрения $V \sin i$. Отметим, что значения $V \sin i$ были найдены в [10] из не-ЛТР анализа профилей шести линий He I.

В предпоследнем столбце табл.2 указана величина $\log(N/O) = \log \epsilon(N) - \log \epsilon(O)$. Следует отметить, что для 22 звезд в табл.2, в отличие от остальных звезд, где использованы данные [12], значения $T_{\text{эф}}$, $\log g$ и $\log(N/O)$ взяты из работы [13]. Это уточненные величины по сравнению с данными [12] для тех же звезд. Содержания N и O для этих звезд в [13] несколько отличаются от [12], однако важно, что отношение N/O в пределах ошибок определения осталось прежним. В последнем столбце табл.2 приведена величина $|N/O| = \log(N/O) + 0.94$, разница между найденным значением $\log(N/O)$ для каждой звезды и исходным значением $\log(N/O)$ в начале ГП. Последнее, согласно табл.1, для звезд той же выборки составляет $\log(N/O) = -0.94$. Интересно, что такое же начальное значение $\log(N/O) = -0.94$ принято в модельных расчетах [7], которые используются ниже.

В табл.3 приведены параметры шести В-звезд с эффективными температурами $T_{\text{эф}} > 26000$ К (согласно [12]). Как отмечено выше, для таких горячих звезд содержания N и O могут быть занижены из-за неучтенного эффекта сверхионизации, однако отношение N/O, как можно ожидать, не подвержено значительному влиянию этого эффекта. Тем не менее, эти шесть звезд в последующем анализе N/O (см. рис.1 и 2) будут выделены особо. Как окажется, они вполне согласуются с теми зависимостями, которые показывают звезды из табл.2.

Таблица 3

ПАРАМЕТРЫ ШЕСТИ В-ЗВЕЗД С ТЕМПЕРАТУРАМИ $T_{\text{эф}} > 26000$ К

HR	$T_{\text{эф}}$ К	$\log g$	M/M_{\odot}	$t/t_{\text{П}}$	$V \sin i$ км/с	$\log(N/O)$	$ N/O $
1756	27900	4.22	12.4	0.04	33	-1.01	-0.07
1855	30700	4.42	15.0	0.00	20	-0.84	+0.10
1887	27500	4.13	12.5	0.24	30	-0.97	-0.03
2479	28500	3.65	18.8	0.80	90	-0.31	+0.63
2739	29900	4.10	15.1	0.27	47	-0.59	+0.35
8797	27200	3.98	13.1	0.51	47	-0.58	+0.36

Следует отметить, что точность значений $[N/O]$, приведенных в табл.2, составляет в среднем ± 0.14 dex, хотя для отдельных звезд ошибка достигает ± 0.20 dex. Ошибка определения $[N/O]$ для шести звезд в табл.3 несколько выше: для четырех звезд она составляет в среднем ± 0.16 dex и для двух звезд (HR 2479 и HR 2739) она равна ± 0.24 и ± 0.25 dex. Сравнительно большие ошибки в определении $[N/O]$ для HR 2479 и HR 2739 объясняются меньшей точностью содержаний азота для этих звезд. На рис.1 и 2, приведенных ниже, ошибки в $[N/O]$ для HR 2479 и HR 2739, будут указаны.

Эволюция наблюдаемых значений $[N/O]$ в течение стадии ГП, в принципе, должна зависеть от трех параметров: массы, возраста и скорости вращения звезды. Поэтому представляют интерес общие сведения об этих параметрах для звезд, перечисленных в табл.2 и 3. Массы M звезд в табл.2 варьируются от 5.4 до $18.0 M_{\odot}$, в то время как в табл.3 содержатся только сравнительно массивные звезды с M от 12.4 до $18.8 M_{\odot}$. Относительный возраст $t/t_{\text{ГП}}$ исследованных звезд занимает интервал от нуля (начало ГП) до значений $t/t_{\text{ГП}} = 1.01 - 1.02$. Напомним, что значение $t/t_{\text{ГП}} = 1$ соответствует звезде в момент окончания стадии ГП, т.е. звезды с $t/t_{\text{ГП}} = 1.01 - 1.02$ только что завершили эту стадию. Наблюдаемые скорости вращения для всех звезд $V \sin i < 100$ км/с (отметим, что в списках звезд [12] и [13], использованных в настоящей работе, не рассматривались звезды с более

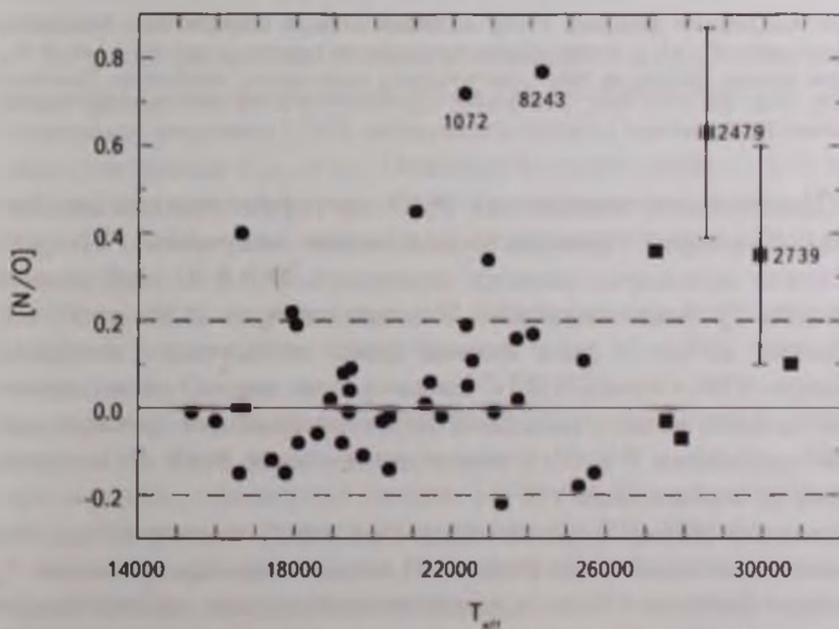


Рис.1. Зависимость величины $[N/O]$ от эффективной температуры $T_{\text{эф}}$. Заполненные кружки соответствуют звездам с $T_{\text{эф}} < 26000$ К из табл.2, заполненные квадратик — звездам с $T_{\text{эф}} > 26000$ К из табл.3. Для звезд HR 2479 и HR 2739 указаны ошибки определения $[N/O]$ (в этих двух случаях они особенно велики).

высокими значениями $V \sin i$). Следует подчеркнуть, что для некоторых звезд реальная скорость вращения на экваторе V может быть существенно выше величины $V \sin i$, проекции V на луч зрения.

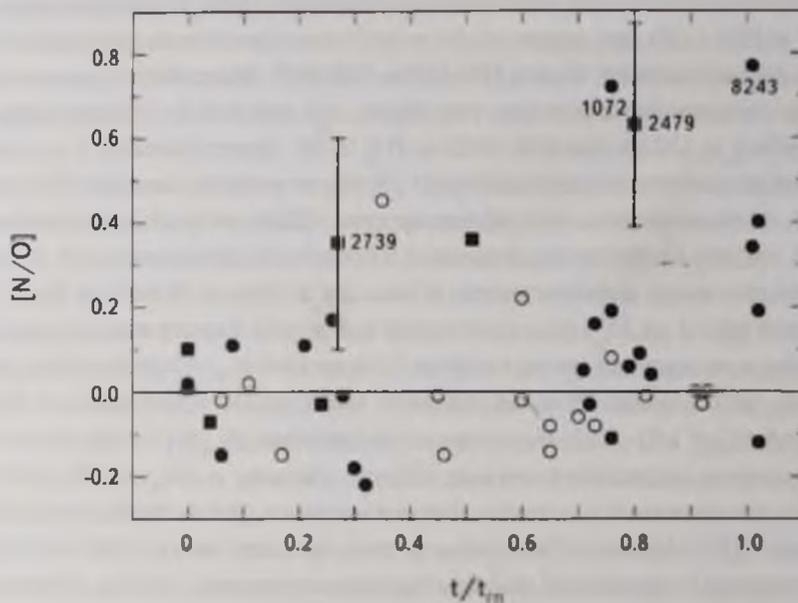


Рис.2 Зависимость величины $[N/O]$ от относительного возраста t/t_{TP} . Звездам из табл.2 с массами $M > 8 M_{\odot}$ соответствуют заполненные кружки, а звездам с $M < 8 M_{\odot}$ - открытые кружки. Звездам из табл.3 соответствуют заполненные квадратики. Отмечены положения звезд HR 2739, 1072, 2479 и 8243. Для HR 2739 и HR 2479 указаны ошибки определения $[N/O]$.

4. *Зависимость отношения N/O от эффективной температуры.* Некоторый предварительный анализ полученных значений $[N/O]$ можно выполнить, построив зависимость $[N/O]$ от эффективной температуры T_{eff} . Такая зависимость в диапазоне T_{eff} от 15360 до 30700 К представлена на рис.1. Здесь нулевая линия соответствует исходному отношению N/O в начале ГП. С точки зрения теории, на эту линию должны попадать звезды с начальной скоростью вращения $V_0 = 0 \text{ км/с}$, для которых содержания N и O (а, значит, и отношение N/O) не меняются от начала до конца стадии ГП.

Очевидный вывод, который следует из рис.1, состоит в том, что большинство исследованных В-звезд ГП во всем широком диапазоне T_{eff} показывает значения $[N/O]$, лежащие вблизи нулевой линии, причем разброс $\pm 0.2 \text{ dex}$ около нее сравним с ошибками определения $[N/O]$. (Полоса шириной $\pm 0.2 \text{ dex}$ обозначена на рис.1 штриховыми линиями). Только 8 звезд из 46, т.е. 17%, показали значения $[N/O]$ заметно больше 0.2 (от 0.34 до 0.77). В отношении остальных 38 звезд (83%) возникает

предположение, что они, имея малые значения $[N/O] \approx 0$, имели и малые начальные скорости вращения V_0 . Ниже будет показано, что такое предположение подтверждается современными исследованиями.

Другой вывод, следующий из рис.1, состоит в том, что величина $[N/O]$ не показывает какого-либо тренда с T_{eff} . При этом звезды с $T_{\text{eff}} > 26000$ К из табл.3 (квадратики), как и ожидалось, не обнаруживают каких-либо систематических отличий в значениях $[N/O]$ от звезд с $T_{\text{eff}} < 26000$ К из табл.2 (заполненные кружки). Последнее заключение подтверждается при сопоставлении $[N/O]$ с другими параметрами (см. ниже).

5. *Зависимость отношения N/O от возраста.* На рис.2 представлена зависимость величины $[N/O]$ от относительного возраста звезд $t/t_{\text{ГП}}$. Чтобы разделить звезды по массам M , разными значками показаны звезды с $M \geq 8 M_{\odot}$ и $M < 8 M_{\odot}$ из табл.2. Особыми значками (квадратиками) представлены шесть звезд из табл.3; их массы достаточно велики: $M = 12.4 - 8.8 M_{\odot}$. Здесь нулевая линия, как и на рис.1, соответствует исходному отношению N/O в начале ГП.

Большинство В-звезд на рис.2, независимо от относительного возраста $t/t_{\text{ГП}}$, в пределах разброса ± 0.2 dex лежит вблизи нулевой линии. Напомним, что эта особенность уже была отмечена при обсуждении рис.1. Причина того, что у этих звезд $[N/O] \approx 0$, связана с достаточно малой начальной скоростью вращения V_0 (см. ниже).

Из рис.2 видно, что 10 звезд с возрастом $0 \leq t/t_{\text{ГП}} < 0.25$, т.е. находящиеся в самом начале эволюции на ГП, все имеют величину $[N/O] \approx 0$. Повышение величины $[N/O]$ наблюдается только у проэволюционировавших звезд с возрастом $t/t_{\text{ГП}} \geq 0.3$. Особенно большой разброс $[N/O]$ на рис.2 наблюдается для пяти звезд, только что завершивших стадию ГП (у них $t/t_{\text{ГП}} = 1.01 - 1.02$); здесь величина $[N/O]$ варьируется от -0.12 для HR 8439 до $+0.77$ для HR 8243.

Интересно отметить, что звезда HR 8243, показавшая наибольшее значение $[N/O] = 0.77$, имеет почти самую большую массу $M = 18 M_{\odot}$ среди исследованных звезд. Еще две звезды на рис.2 - HR 1072 и HR 2479, которые тоже показали высокие значениями $[N/O] = 0.6 - 0.7$ и тоже близки к завершению стадии ГП, также имеют большие массы $M = 9.8$ и $18.8 M_{\odot}$. Как будет показано ниже, повышенные значения $[N/O] = 0.4 - 0.8$ соответствуют моделям звезд с начальными скоростями вращения $V_0 = 200 - 300$ км/с.

Завершая обсуждение рис.2, следует отметить, что шесть звезд с $T_{\text{eff}} > 26000$ К из табл.3, как и ожидалось, вполне вписываются на рисунке в общую картину, которую создают звезды с $T_{\text{eff}} < 26000$ К из табл.2.

6. *Зависимость отношения N/O от скорости вращения.* Еще один параметр - скорость вращения, согласно теории, должен играть

важную роль в эволюции величины $[N/O]$ у ранних В-звезд. На рис.3 представлена зависимость найденных значений $[N/O]$ от наблюдаемой скорости вращения $V_{\text{sin}i}$, проекции скорости вращения на экваторе V на луч зрения. Для всех звезд на рис.3 $V_{\text{sin}i} < 100$ км/с, однако, как уже отмечалось, реальная скорость вращения на экваторе V для некоторых звезд может быть существенно выше, чем $V_{\text{sin}i}$.

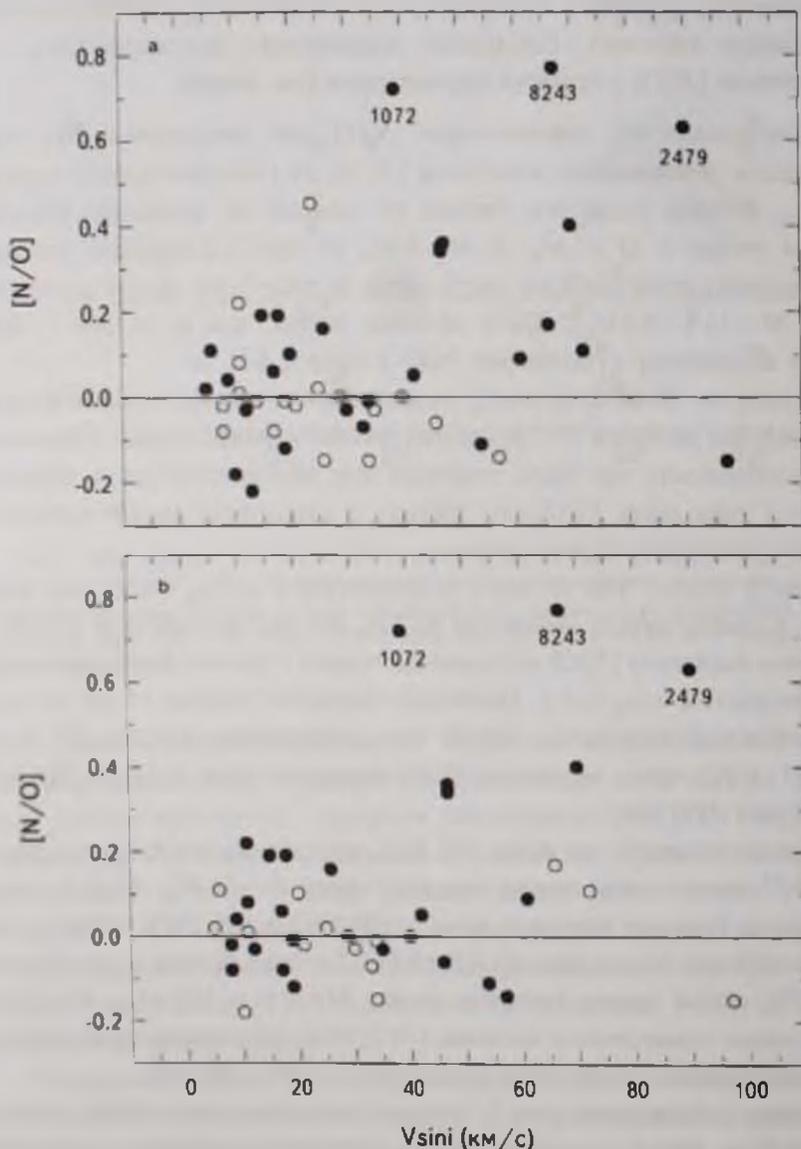


Рис.3. Зависимость величины $[N/O]$ от наблюдаемой скорости вращения $V_{\text{sin}i}$. На верхней панели (рис.3а) звезды разделены по массам: объектам с массами $M \geq 8 M_{\odot}$ соответствуют заполненные кружки, объектам с $M < 8 M_{\odot}$ - открытые кружки. На нижней панели (рис.3б) звезды разделены по относительному возрасту: объектам с возрастом $t/t_{\odot} > 0.5$ соответствуют заполненные кружки, объектам с $t/t_{\odot} \leq 0.3$ - открытые кружки.

Чтобы учесть зависимость $[N/O]$ от двух других параметров - массы M и возраста $t/t_{\text{ГП}}$, рис.3 представлен в виде двух панелей. На верхней панели (рис.3а) разными значками показаны звезды с массами $M \geq 8 M_{\odot}$ и $M < 8 M_{\odot}$. На нижней панели (рис.3б) разными значками показаны звезды с возрастом $t/t_{\text{ГП}} < 0.3$ (начало ГП) и $t/t_{\text{ГП}} > 0.5$ (вторая половина жизни на ГП). Несколько звезд с $t/t_{\text{ГП}}$ между 0.3 и 0.5 на рис.3б не представлено.

На рис.1 и 2 шесть звезд с $T_{\text{эф}} > 26000$ К из табл.3 не показали каких-либо систематических отличий в значениях $[N/O]$ от звезд с $T_{\text{эф}} < 26000$ К из табл.2. Оказалось, что и при построении зависимости $[N/O]$ от $V \sin i$ на рис.3 эти звезды хорошо вписываются в общую картину, поэтому они на рис.3 (чтобы не усложнять рисунок) особыми значками не отмечены. (То же замечание относится к последующему рис.4).

Как уже упоминалось, расчеты [7] моделей звезд с вращением выполнены для интервала масс M от 15 до $1.7 M_{\odot}$ и начальных скоростей вращения V_0 от нуля до 0.95 критической скорости. Из результатов, полученных в [7], следует, что при скорости вращения $V_0 = 40$ км/с даже в массивной звезде с $M = 15 M_{\odot}$ никакого изменения величины $[N/O]$ к концу ГП не происходит. Нужна скорость $V_0 > 100$ км/с, чтобы произошло обнаружимое повышение $[N/O]$. Например, как следует из [7], при $V_0 = 130$ км/с значение $[N/O]$ увеличивается до 0.33 dex при $M = 15 M_{\odot}$ и только до 0.20 dex при

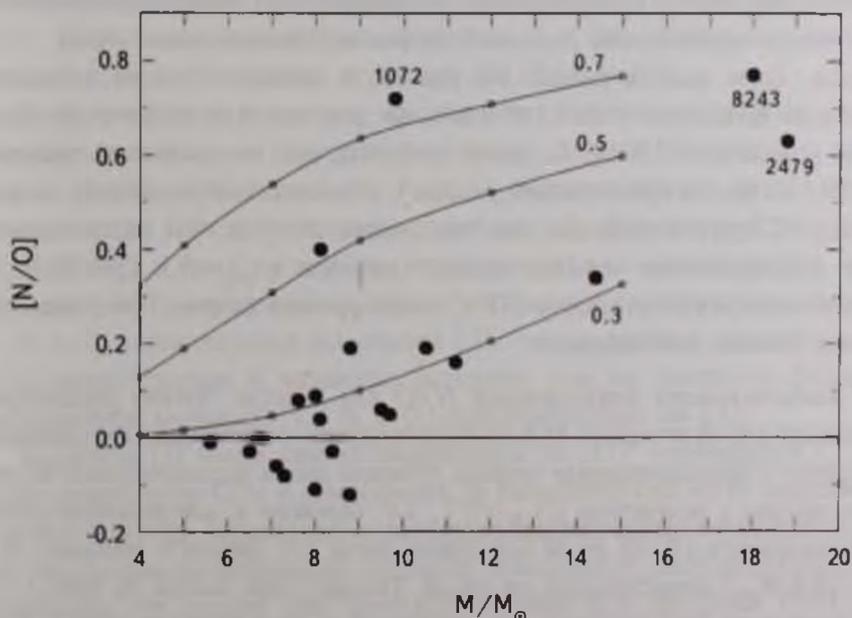


Рис.4. Зависимость величины $[N/O]$ от массы M для В-звезд, находящихся в конце стадии ГП ($t/t_{\text{ГП}} = 0.70 - 1.02$). Сплошные линии соответствуют теоретическим зависимостям, основанным на модельных расчетах [7] для трех значений начальной угловой скорости вращения $\Omega/\Omega_{\text{кр}} = 0.3, 0.5$ и 0.7 .

$$M = 12 M_{\odot}.$$

В связи с этим возникает вопрос: какие реальные скорости вращения наблюдаются у ранних В-звезд ГП? Оказывается, что наблюдаемые значения $V \sin i$ у многих таких звезд действительно малы. В частности, согласно [17], максимум в распределении скоростей вращения у карликов ГП классов В0-В2 приходится на интервал $V \sin i = 0 - 20$ км/с, хотя весь диапазон значений $V \sin i$ простирается до $V \sin i \sim 400$ км/с. Близкий результат ранее был получен в [18]: максимум в распределении $V \sin i$ у ранних В-звезд ГП приходится на интервал 0-50 км/с. В работе Абта и др. [19], где исследовались скорости вращения у В-звезд ГП, было получено, что довольно большая доля этих звезд имела начальные скорости вращения на экваторе $V_0 \sim 50$ км/с.

Учитывая все сказанное, теперь можно вернуться к рис.3 и обсудить некоторые его особенности. Во-первых, большинство исследованных звезд (32 из 47, т.е. 68%) показывают небольшие скорости вращения $V \sin i = 5 - 40$ км/с. Это объясняется тем, что реальная доля ранних В-звезд с $V \leq 40$ км/с действительно велика (см. выше). Во-вторых, подавляющее большинство таких звезд показывают на рис.3а, б значения $[N/O]$ вблизи нулевой линии. Это означает, что значения $V \sin i$ для них достаточно близки к реальным скоростям вращения V , а тогда величина $[N/O]$ для таких звезд, как следует из расчетов [7], не должна меняться на ГП независимо от массы и возраста. Для пары звезд (HR 1072 и HR 1810) с $V \sin i < 40$ км/с, показавших на рис.3а, б повышенные значения $[N/O]$, можно предположить существенное превышение реальной скорости V относительно $V \sin i$.

Далее, если рассматривать на рис.3а, б звезды с более высокими скоростями вращения $V \sin i \geq 40$ км/с, то для них наблюдается большой разброс в величине $[N/O]$. С одной стороны, все повышенные значения $[N/O] > 0.3$ на рис.3а принадлежат звездам с относительно высокими массами $M \geq 8 M_{\odot}$. С другой стороны, все эти звезды с $[N/O] > 0.3$ (кроме одной) имеют одновременно относительный возраст $t/t_{\text{ГП}} > 0.5$ (рис.3б), т.е. приближаются к концу стадии ГП. С точки зрения теории, эти результаты являются вполне ожидаемыми.

7. Зависимость отношения N/O от массы. Чтобы рассмотреть зависимость $[N/O]$ от массы M и затем выполнить количественное сравнение результатов с предсказаниями теории, отберем среди исследованных В-звезд только звезды с возрастом $t/t_{\text{ГП}} \geq 0.7$, т.е. близкие к завершению стадии ГП. Зависимость $[N/O]$ от M для таких звезд (22 звезды с массами M от 5.6 до $18.8 M_{\odot}$) представлена на рис.4. Только одна звезда из табл.3 (HR 2479) попала на этот рисунок, все остальные звезды взяты из табл.2. Здесь же сплошными линиями показаны данные расчетов [7] для интервала масс $M = 4 - 15 M_{\odot}$ и трех начальных скоростей вращения $\Omega/\Omega_{\text{кр}} = 0.3, 0.5$ и 0.7 , где Ω - угловая скорость вращения и $\Omega_{\text{кр}}$ - критическая скорость

вращения (расчеты [7] выполнены для значений $\Omega/\Omega_{\text{crit}}$ от 0 до 0.95).

Величина V_0 , начальная линейная скорость вращения на экваторе, при постоянном значении $\Omega/\Omega_{\text{crit}}$ зависит от массы M . Согласно [7], при $\Omega/\Omega_{\text{crit}} = 0.3$ величина V_0 меняется от 116 км/с для $M = 5M_{\odot}$ до 132 км/с для $M = 15M_{\odot}$. При $\Omega/\Omega_{\text{crit}} = 0.5$ соответствующее изменение V_0 составляет от 192 до 241 км/с, а при $\Omega/\Omega_{\text{crit}} = 0.7$ - от 277 до 333 км/с.

Из рис.4 видно, что для большинства представленных здесь звезд, которые показывают сравнительно низкие значения $[N/O] \leq 0.3$, наиболее подходящими с точки зрения теории являются модели с $\Omega/\Omega_{\text{crit}} = 0$ и $\Omega/\Omega_{\text{crit}} = 0.3$, чему соответствуют начальные скорости вращения V_0 от 0 до 130 км/с. Для четырех звезд с наиболее высокими значениями $[N/O] = 0.40 - 0.77$ хорошо подходят модели с $\Omega/\Omega_{\text{crit}} = 0.5$ ($V_0 \approx 220$ км/с) и $\Omega/\Omega_{\text{crit}} = 0.7$ ($V_0 \approx 300$ км/с). Отметим, что наиболее высокие значения $[N/O] = 0.8 - 0.9$ расчеты [7] предсказывают для модели $M = 15M_{\odot}$ при скоростях вращения $\Omega/\Omega_{\text{crit}} = 0.80 - 0.95$ ($V_0 \approx 400 - 500$ км/с); однако такие $[N/O]$ на рис.1-4 не наблюдаются.

Таким образом, анализ полученных значений $[N/O]$ для ранних В-звезд ГП в интервале M от 5 до $19M_{\odot}$ приводит к следующим выводам. Поскольку большинство таких звезд, согласно наблюдениям, имеет в начале ГП скорости вращения $V_0 < 100$ км/с, то для них, в полном соответствии с теоретическими моделями, в конце ГП наблюдаются значения $[N/O] \leq 0.2$, т.е. у них на стадии ГП не происходит существенного повышения отношения N/O. Только при начальных скоростях $V_0 = 200 - 300$ км/с в конце ГП имеют место повышенные значения $[N/O] = 0.4 - 0.8$.

В связи с этими выводами представляет интерес следующая после ГП стадия эволюции, в которую переходят ранние В-звезды с массами $M = 4 - 20M_{\odot}$. Это стадия А-, F- и G-сверхгигантов и ярких гигантов. Как известно, при достижении определенной эффективной температуры ($T_{\text{eff}} < 5900$ К) в этих звездах начинается глубокое конвективное перемешивание (ГКП), в результате которого аномалии в атмосферных содержаниях С, N и O, появившиеся на стадии ГП, могут заметно усилиться. У тех AFG-сверхгигантов и гигантов, которые еще не достигли фазы ГКП, сохраняются аномалии С, N и O, приобретенные на ГП.

В работе [5] были проанализированы не-ЛТР содержания С и N, а также отношение С/N в атмосферах 36 галактических AFG-сверхгигантов и ярких гигантов. Сравнение с моделями вращающихся звезд показало, что эти звезды имели начальные скорости вращения V_0 от 0 до 300 км/с. Если трактовать эти звезды как пост-ГП объекты (т.е. до фазы ГКП), тогда наибольшим аномалиям С и N соответствуют скорости $V_0 = 200 - 300$ км/с. Таким образом, выводы настоящей работы полностью совпадают с выводами, полученными в [5] для более холодных звезд тех же масс, находящихся на

более поздней стадии эволюции.

8. **Заключение.** Основные результаты настоящей работы состоят в следующем.

1. Показано, что в случае ранних В-звезд ГП из трех отношений - N/C , C/O и N/O , рассматриваемых в качестве индикаторов звездной эволюции, с доверием следует относиться только к величине N/O , так как она оказалась нечувствительной к возможной сверхионизации ионов $N II$ и $O II$. Величины N/C и C/O , куда входит углерод, напротив, для звезд с эффективными температурами $T_{eff} > 18500$ К могут содержать систематические ошибки из-за неучтенной сверхионизации ионов $C II$.

2. Для 46 ранних В-звезд ГП в области эффективных температур T_{eff} от 15360 до 30700 К и с массами M от 5.4 до $18.8 M_{\odot}$ определена величина $[N/O]$, отношение N/O , нормированное к исходному значению (в логарифмической шкале). Проанализирована зависимость величины $[N/O]$ от таких параметров как эффективная температура T_{eff} , относительный возраст t/t_{TP} , наблюдаемая скорость вращения $V \sin i$ и масса звезды M .

3. Для большинства рассмотренных звезд получено $[N/O] \approx 0$ с разбросом ± 0.2 dex, причем этот результат никак не зависит от параметров T_{eff} , t/t_{TP} , $V \sin i$ и M . Иначе говоря, эти звезды не показали значимых изменений отношения N/O в течение стадии ГП. Только 8 звезд из 46, т.е. 17%, показали значения $[N/O]$ существенно выше уровня возможной ошибки (от 0.34 до 0.77).

4. Выполнено сравнение с расчетами [7] моделей вращающихся звезд. Сделан вывод, что большое число звезд с $[N/O] \approx 0$ объясняется двумя причинами: с одной стороны, согласно расчетам [7], при начальной скорости вращения $V_0 < 100$ км/с отношение N/O к концу стадии ГП меняется мало ($[N/O] < 0.2$); с другой стороны, большинство ранних В-звезд ГП действительно имеет малые начальные скорости вращения V_0 .

5. Ранние В-звезды ГП с повышенными значениями $[N/O] = 0.4 - 0.8$ находят объяснение в моделях с начальными скоростями вращения $V_0 = 200 - 300$ км/с. Такие же оценки V_0 от 0 до 200 - 300 км/с получены в работе [5], где выполнен анализ содержаний C , N и отношения C/N для звезд тех же масс на следующей стадии эволюции, стадии А-, F- и G-сверхгигантов и ярких гигантов.

THE N/O RATIO IN THE EARLY B-TYPE MAIN SEQUENCE STARS AS A TRACER OF THEIR EVOLUTION

L.S. LYUBIMKOV

It is shown that in a case of early B-type stars on the main sequence (MS) stage, from three ratios - N/C, C/O and N/O considered as tracers of stellar evolution, the N/O value is more reliable, because it seems to be insensible to the overionization of N II and O II ions. In contrast, the N/C and C/O ratios included carbon for stars with effective temperatures $T_{\text{eff}} > 18500$ K can contain systematic errors due to the ignored overionization of C II ions. The N/O ratio is studied in atmospheres of 46 early B-type MS stars. The obtained N/O values are considered as a function of the effective temperature, age, rotational velocity and mass of the stars. It is shown that for majority of early B-type MS stars the ratio $[N/O] \approx 0$ is typical, that is evidence of a little change of the N/O value during the MS stage, and this result does not depend on the fundamental parameters mentioned above. The large number of stars with $[N/O] \approx 0$ is explained by two reasons: on the one hand, according to predictions of the theory, for the initial rotational velocity $V_0 < 100$ km/s the N/O value changes little by the MS end ($[N/O] < 0.2$); on the other hand, according to observations, most of early B-type MS stars has really the little initial rotational velocities V_0 . Few early B-type MS stars, for which the enhanced values $[N/O] = 0.4 - 0.8$ are found, correspond to models with the rotational velocities $V_0 = 200 - 300$ km/s. This conclusion agrees with results obtained earlier for stars of the same masses on a later stage of evolution, the stage of AFG-supergiants and bright giants.

Key words: *early B stars: stellar atmospheres: chemical composition: stellar evolution*

ЛИТЕРАТУРА

1. Л.С.Любимков, Письма в Астрон. ж., 1, 29, 1975, (Pis'ma v Astron. Zhurnal, 1, 29, 1975).
2. Л.С.Любимков, Астрофизика, 29, 479, 1988, (Astrophysics, 29, 704, 1988).
3. Л.С.Любимков, Астрофизика, 20, 475, 1984, (Astrophysics, 20, 255, 1984).
4. A.Maeder, Physics, Formation and Evolution of Rotating Stars. Springer, Berlin, 2009.

5. *L.S.Lyubimkov, D.L.Lambert, S.A.Korotin et al.*, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **446**, 3447, 2015.
6. *A.Maeder, N.Przybilla, M.-F.Nieva et al.*, Astron. Astrophys., **565**, A39, 2014.
7. *C.Georgy, S.Ekstrom, A.Granada et al.*, Astron. Astrophys., **553**, A24, 2013.
8. *L.S.Lyubimkov, D.L.Lambert, T.M.Rachkovskaya et al.*, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **316**, 19, 2000.
9. *L.S.Lyubimkov, T.M.Rachkovskaya, S.I.Rostopchin et al.*, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **333**, 9, 2002.
10. *L.S.Lyubimkov, S.I.Rostopchin, D.L.Lambert*, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **351**, 745, 2004.
11. *L.S.Lyubimkov, S.I.Rostopchin, T.M.Rachkovskaya et al.*, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **358**, 193, 2005.
12. *Л.С.Любимков, Д.Л.Ламберт, С.И.Ростопчин и др.*, Изв. Крымской Астрофиз. Обс., **104**, 187, 2008, (Izvestija Krym. Astrofiz. Obs., **104**, 187, 2008).
13. *L.S.Lyubimkov, D.L.Lambert, D.B.Poklad et al.*, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **428**, 3497, 2013.
14. *Л.С.Любимков*, Астрофизика, **56**, 517, 2013, (Astrophysics, **56**, 472, 2013).
15. *M.Asplund, N.Grevesse, A.J.Sauval et al.*, Ann. Rev. Astron. Astrophys., **47**, 481, 2009.
16. *E.Caffau, H.-G.Ludwig, M.Steffen et al.*, Solar. Phys., **268**, 255, 2011.
17. *S.Simyn-Diaz, A.Herrero*, Astron. Astrophys., **562**, A135, 2014.
18. *G.A.Bragança, S.Daflon, K.Cunha et al.*, Astron. J., **144**, 130, 2012.
19. *H.A.Abi, H.Levato, M.Grosso*, Astrophys. J., **573**, 359, 2002.

ПРОИСХОЖДЕНИЕ ГОЛУБОГО КОНТИНУУМА В СПЕКТРАХ ВСПЫШЕК dMe ЗВЕЗД

Е.С.МОРЧЕНКО

Поступила 26 марта 2016

Принята к печати 24 августа 2016

На основе результатов расчета спектра излучения однородного плоского слоя чисто водородной плазмы с учетом нелинейных эффектов (влияния тормозного и рекомбинационного излучения самого слоя на его мензеловские множители) показано, что планковское излучение (голубой континуум), наблюдаемое во время импульсной фазы мощных вспышек dMe звезд, возникает в глубоких (околофотосферных) слоях. Газ, высвечивающийся за фронтом стационарной ударной волны, распространяющейся по направлению к фотосфере красного карлика, не способен генерировать планковское излучение, наблюдаемое в максимуме блеска звездных вспышек.

Ключевые слова: красные карликовые звезды; вспышки; модели вспышек; плоский слой; импульсный нагрев

1. *Введение.* Гринин и Соболев впервые показали [1], что непрерывный спектр, наблюдаемый в импульсной фазе мощных вспышек dMe звезд, возникает в "переходной области между хромосферой и фотосферой". Нагрев глубоких слоев атмосферы звезды осуществляется пучками высокоэнергичных (≈ 10 МэВ) протонов [2,3] или/и (≈ 100 кэВ) электронов [4]. Начальные потоки энергии ("на верхней границе области вспышки" [2]) в протонном и электронном пучках $F_0 \approx 10^{11} - 10^{12}$ эрг/см² с и $F_0 \approx 3 \cdot 10^{11}$ эрг/см² с, соответственно.

Кацова и др. [5] впервые рассмотрели процессы, развивающиеся в результате отклика хромосферы красного карлика на импульсный нагрев мощным пучком надтепловых электронов (пороговая энергия $E_1 = 10$ кэВ, показатель спектра $\gamma = 3$, $F_0 = 10^{12}$ эрг/см² с). Решив однотемпературную систему газодинамических уравнений "с описанными граничными и начальными условиями и вычисленными функциями потерь и нагрева", авторы установили, что "от области образовавшегося скачка давления вверх и вниз распространяются два возмущения". При этом распространение возмущения по направлению к фотосфере ("вниз") "в последующие моменты времени описывается решением типа температурной волны II рода [6]. Она характеризуется движением скачка температуры (тепловой волны) с

дозвуковой скоростью, перед фронтом которого образуется..." адиабатическая (без потерь энергии на излучение) *нестационарная* ударная волна (мы следуем определению температурной волны II рода, данному в статье [6]).

Авторы работы [5] считают, что область толщиной $\Delta z \approx 10$ км, находящаяся между скачком температуры и фронтом ударной волны (далее – хромосферная конденсация), является источником квазипланковского излучения в районе длины волны 4500 \AA . Кацова и др. отмечают, что физические параметры хромосферной конденсации ($N_H \approx 2 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$, $T \approx 9000 \text{ К}$) находятся в диапазоне параметров однотемпературного плоского слоя в модели Гринина и Соболева [1] ($N_H \sim 10^{15} - 10^{17} \text{ см}^{-3}$, $T \sim 5000 - 20000 \text{ К}$, $\Delta z \geq 10 \text{ км}$). Величина N_H равна суммарной концентрации атомов водорода и протонов. Однако хромосферная конденсация располагается на высоте ≈ 1500 км над уровнем невозмущенной фотосферы красного карлика, т.е. существенно выше, чем однородный плоский слой [1].

Нестационарная ударная волна [5] распространяется в частично ионизованном газе хромосферы красного карлика со скоростью до 100 км/с . Позади фронта ударной волны электронная и атомно-ионная компоненты плазмы нагреваются по-разному¹, т.е. имеет место ситуация, когда атомно-ионная температура газа T_{ai} существенно превышает его электронную температуру: $T_{ai} \gg T_e$. Как результат, область между скачком температуры и фронтом ударной волны в действительности является двухтемпературной [8].

В статье [8] вычислен непрерывный и линейчатый спектр излучения однородного двухтемпературного ($6 \text{ эВ} < T_{ai} \leq 12 \text{ эВ}$, $0.8 \text{ эВ} < T_e \leq 1.5 \text{ эВ}$) плоского слоя чисто водородной плазмы ($3 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3} \leq N_H \leq 3 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$). В расчетах учтено влияние тормозного и рекомбинационного излучения самого слоя на его мензеловские множители. Авторами определена величина N_{Hc} при которой интенсивность излучения в непрерывном спектре приближается к функции Планка.

Изначально мы приняли, что оптическая глубина в резонансном переходе в центре слоя, τ_{12}^D , приближенно равна 10^7 (см. формулу (1) в [8]). Однако в дальнейшем переход от прозрачного газа к газу, интенсивность излучения которого в непрерывном спектре близка к функции Планка, рассматривали при фиксированной толщине слоя (см. первый абзац раздела 7 в [8]). Мы также предположили, что радиационное охлаждение частично ионизованного газа, нагретого на фронте стационарной ударной волны, может создать равновесную область, ответственную за возникновение голубого компонента оптического континуума звездной вспышки [8].

Задача настоящей работы – доказать, что планковское излучение, наблюдаемое в максимуме блеска мощных вспышек dMe звезд (голубой

¹ Скорость течения является дозвуковой для электронов, но сверхзвуковой – для ионов и атомов [7].

континуум), возникает в глубоких (околофотосферных) слоях [1]. С этой целью последовательно анализируются различные подходы к объяснению спектральных наблюдений: модель Гринина и Соболева [1], модель температурной волны II рода [5] и модель стационарной ударной волны с высвечиванием.

2. *Непрерывный спектр.* Покажем, что результаты вычислений интенсивности излучения в непрерывном спектре, выполненных для двух- [8] и однотемпературного [1] плоских слоев, близки, если:

- величина электронной температуры лежит в диапазоне $0.8 \text{ эВ} \leq T_e \leq 1.5 \text{ эВ}$;
- оптическая глубина в резонансном переходе

$$\tau_{12}^D = \frac{k_{12}^D L}{2} \approx 10^7 \quad (1)$$

и выше. Здесь k_{12}^D - коэффициент поглощения в центре доплеровского ядра линии L_α .

Так как $\tau_{12}^D \gg 1$, фотон покидает плазму в далеких участках крыльев спектральной линии [8]. По этой причине средняя по слою вероятность выхода кванта θ_{12} не зависит от атомно-ионной температуры газа T_a :

$$\theta_{12} \approx \left(\frac{\mathcal{B}_{21} \varepsilon_0}{\Delta \omega_{21}^D} \right)^{3/5} \frac{1}{(\tau_{12}^D)^{3/5}}, \quad \tau_{12}^D \propto \frac{1}{\sqrt{\pi \Delta \omega_{21}^D}} \propto T_a^{-1/2}. \quad (2)$$

Здесь \mathcal{B}_{21} - штарковский параметр для резонансного перехода, ε_0 - хольцмарковская напряженность плазменного микрополя, $\Delta \omega_{21}^D$ - доплеровская полуширина. Следовательно, от атомно-ионной температуры не зависят мензеловские множители, а потому и интенсивность излучения в непрерывном спектре.

В статье [8] при решении уравнений стационарности было получено, что мензеловские множители слабо отличаются от единицы, и, как результат, функция источника $S_\nu \approx B_\nu(T_e)$. Гринин и Соболев [1] исходят из предположения о термодинамическом равновесии в плотном газе звездной вспышки.

Учитывая, что множители Гаунта для коэффициентов тормозного и фотоионизационного поглощения в оптическом диапазоне порядка единицы (например, [9]), а число реализуемых атомных уровней велико², приходим к близости результатов расчета интенсивности излучения по формуле (25) статьи [8] и формуле (9) статьи [1]:

$$I_\nu = B_\nu(T) \cdot (1 - e^{-\tau_\nu}), \quad (3)$$

где

² При электронной концентрации $N_e \approx 10^{18} \text{ см}^{-3}$ номер уровня, определяющего начало видимой границы континуума, $n_{\text{оп}}$ равен 13 (критерий Инглиса-Теллера).

$$\tau_{\nu} = \alpha_{\nu}^{(b)} \mathcal{L} \left[1 + 2 \frac{Ry}{T} \sum_{j=k}^{\infty} \frac{e^{\beta_j}}{j^3} \right], \quad \beta_j = \frac{Ry}{j^2 T}, \quad (4)$$

$\alpha_{\nu}^{(b)}$ - коэффициент поглощения тормозного излучения в приближении Крамерса, а $T_e = T_{a1} = T$. Суммирование производится по всем уровням, для которых пороговая частота фотоионизации $\nu_j \leq \beta_k T/h$; при этом $h\nu \geq \beta_k T$.

Кацова и др. [5] приводят следующие параметры хромосферной конденсации "к концу нагрева": $N_H \approx 2 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$, $T \approx 9000 \text{ К} \sim 0.8 \text{ эВ}$, $\Delta z \approx 10 \text{ км}$. Легко убедиться, что соответствующий однотемпературный плоский слой не способен генерировать бальмеровский континуум звездной вспышки (см. нижнюю кривую на рис. 1): газ оказывается прозрачным в непрерывном спектре (оптическая глубина на длине волны $\lambda = 4170 \text{ \AA}$ $\tau_{4170} \sim 0.02 \ll 1$). С другой стороны, излучение более плотного газа при той же толщине слоя хорошо объясняет как наблюдаемые показатели цвета мощных звездных вспышек, так и небольшую величину бальмеровского скачка [1]. Очевидно, что модель [5] не может объяснить и планковское излучение, наблюдаемое в максимуме блеска вспышки.

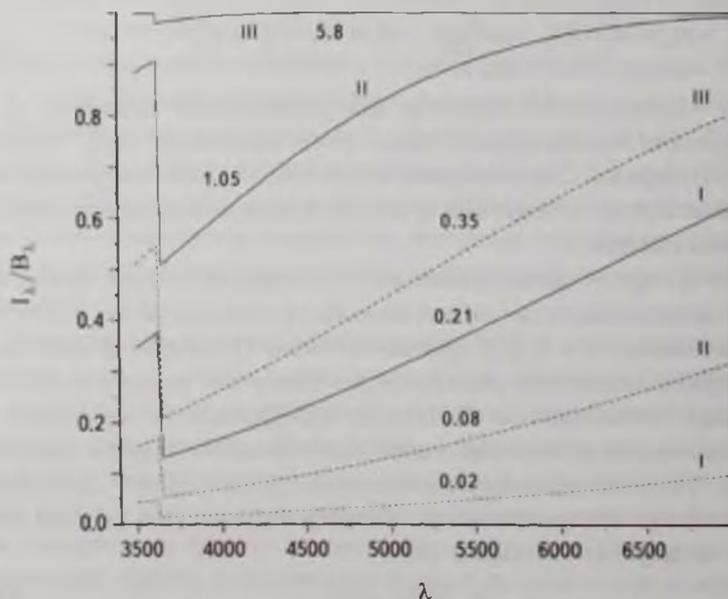


Рис. 1. Спектр излучения однородного плоского слоя толщиной $\mathcal{L} = 10 \text{ км}$ [8] при $T_e = T_{a1} = T$. Пунктирные линии соответствуют 0.8 эВ, сплошные - 1 эВ. Римскими цифрами в порядке возрастания отмечены: $N_H = 2 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$, $N_H = 7 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$, $N_H = 3 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$.

³ Очевидно, что показатель степени "39" в формуле (4) статьи [1] следует читать как "39", а температура должна быть возведена в степень "-1/2".

В статье [5] момент формирования хромосферной конденсации с необходимыми параметрами определяется словами "к концу нагрева". Действительно, в предшествующие моменты времени геометрическая толщина слоя газа [5] $\Delta z < 10$ км, так как ударная волна опережает температурный скачок, движущийся с дозвуковой скоростью. Плоский слой с меньшей толщиной L окажется еще более прозрачным в непрерывном спектре. Кроме того, в начале развития газодинамического процесса "тепловая волна" усиливает ударную [5]. Таким образом, хромосферная конденсация, ответственная за оптическое излучение вспышек, возникает лишь при значительном "удалении" фронта ударной волны от температурного скачка, т.е. ближе "к концу нагрева".

Заметим, что при температуре $T \approx 0.8$ эВ сравнительно небольшую величину бальмеровского скачка можно получить лишь при околофотосферной концентрации $N_H \approx 3 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ (см. нижнюю кривую под цифрой III на рис.1). Незначительное увеличение температуры ($T = 1$ эВ) приводит к уменьшению требуемой концентрации (см. верхнюю кривую для $N_H \approx 7 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ и рис.4 в статье [1]).

Однородный плоский слой с $N_H \approx 3 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$, $T = 1$ эВ и $L = 10$ км обеспечивает голубой континуум звездной вспышки (верхняя кривая на рис.1). Из рис.2 также следует, что при $T = 1.2$ эВ, $N_H \approx 3 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ и толщине слоя $L = 20$ км эмиссионные линии оказываются целиком "погруженными" в непрерывный спектр. Приведенные концентрации,

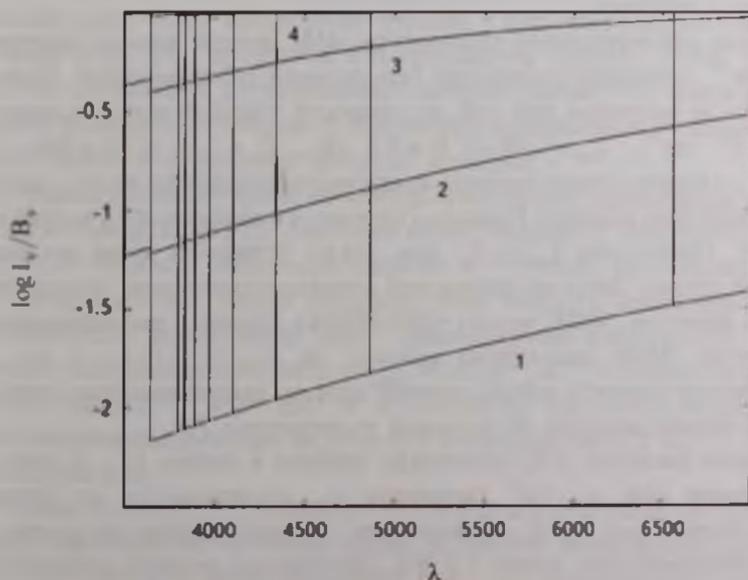


Рис.2 Спектр излучения однородного плоского слоя толщиной $L = 20$ км [8] при $T_u = T_e = T = 1.2$ эВ. Верхняя кривая (под цифрой 4) соответствует $N_H = 3 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$.

температуры и толщины источника планковского излучения попадают в диапазон параметров слоя чисто водородной плазмы в модели [1]. Исследовав тонкую временную структуру двух вспышек ADLeo, Ловкая [10] установила, что в максимуме блеска обе вспышки излучают как абсолютно черное тело с температурами приблизительно 1.2 и 1.12 эВ. На основе детального колориметрического анализа Жилиев и др. [11] определили температуру планковского излучения в импульсной фазе мощной вспышки красного карлика EV Lac: $T \approx 1.16$ эВ.

Таким образом, хромосферная конденсация с параметрами [5] в отличие от модели [1] не может объяснить непрерывный спектр вспышек.

3. *Стационарная ударная волна с высвечиванием.* В статье [8] высказано предположение о том, что радиационное охлаждение газа позади фронта стационарной ударной волны, распространяющейся по направлению к фотосфере красного карлика, способно создать равновесную область с $N_H \approx 3 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$. Выясним, при каких условиях это возможно.

Фадеев и Жиле [12]; Белова и др. [13] выполнили расчет профиля стационарной ударной волны с детальным учетом элементарных процессов в плазме позади фронта (ионизации электронным ударом, тройной рекомбинации, возбуждения и деактивации электронным ударом и др.). Авторы работы [13] приняли следующие параметры невозмущенного газа: суммарная концентрация ионов и атомов $N_a = 10^{12} \text{ см}^{-3}$, температура $T_0 = 3000 \text{ К}$, магнитное поле $H_0 = 2 \text{ Гс}$. Скорость натекания плазмы на вязкий скачок составляет $u_0 = 60 \text{ км/с}$.

В случае невозмущенной хромосферы dMe звезды примем величину $N_0 = 10^{14} \text{ см}^{-3}$, остальные параметры газа оставим без изменений. Непосредственно за разрывом при той же скорости ударной волны u_0 имеем: $N_1 \approx 3.9 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$, $T_{a1} \approx 1.08 \cdot 10^5 \text{ К} \approx 9.3 \text{ эВ}$, $T_{e1} \approx 7.43 \cdot 10^3 \text{ К} \approx 0.64 \text{ эВ}$, $H_1 \approx 7.8 \text{ Гс}$ (нагрев атомно-ионной компоненты плазмы на вязком скачке осуществляется по адиабате Ранкина-Гюгонио, а электронной - по адиабате Пуассона). Видно, что $T_{a1} \gg T_{e1}$ (см. также четвертый абзац введения настоящей статьи). Здесь мы используем заниженное значение температуры газа перед фронтом (3000 К вместо ~5000-8000 К). Однако в рассматриваемой задаче число Маха достаточно велико: $M_0 = u_0/v_{s0} \approx 10.6 \gg 1$ (v_{s0} - адиабатическая скорость звука), поэтому картина высвечивания не должна слишком сильно зависеть от фоновой температуры T_0 .

Согласно расчетам [13] оптическая глубина в линии Ly_α в области высвечивания газа $\tau_{12} \sim 10^7$ (величина τ_{12} отсчитывается от вязкого скачка). Морченко и др. [8] показали, что τ_{12} слабо зависит от плотности газа позади фронта (см. раздел 2 в [8]). Поэтому для условий хромосферы красного карлика, в первом приближении, положим величину $\tau_{12} \sim 10^7$.

Двухтемпературный ($T_{a1} \gg T_e$) плоский слой толщиной L можно

рассматривать как простейшую аппроксимацию области высвечивания позади фронта стационарной ударной волны. Для определенности примем, что τ_{12} - оптическая глубина в точке $L/2 + l$, где l - характерный размер области подъема электронной температуры T_e за счет упругих столкновений электронов с ионами и атомами. В силу $L \gg l$ [13] будем считать, что $\tau_{12} \approx \tau_{12}^D$ (см. также шестой абзац введения настоящей статьи).

С увеличением плотности плоского слоя геометрическая толщина области высвечивания L уменьшается. Действительно, при $N_H \approx 3 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$, $T_e = 1 \text{ эВ}$ и $T_{ej} = 8 \text{ эВ}$ (оценка сверху) в согласии с формулой (1) получаем:

$$L \sim 2 \cdot 10^7 \cdot \left[4\pi^{3/2} \sqrt{\frac{m_H}{m_e}} a_0^2 \left(\frac{Ry}{E_{21}} \right) f_{12} \sqrt{\frac{Ry}{T_{ej}}} N_{\text{base}} \right]^{-1} \approx 500 \text{ м.} \quad (5)$$

Здесь E_{21} - энергия возбуждения второго уровня атома водорода, $f_{12} \approx 0.416$ (сила осциллятора в поглощении), N_{base} - концентрация атомов на основном уровне. Видно, что $L \propto \sqrt{T_{ej}}$, поэтому уменьшение атомно-ионной температуры в (5) приведет к уменьшению L . Подобный результат следует признать нефизическим. Таким образом, наше предположение о природе голубого континуума [8] не находит своего подтверждения.

4. *Дополнительные замечания.* Соболев и Гринин [14] полагают, что линейчатый спектр звездных вспышек формируется в слоях, где "газодинамические эффекты, вызванные быстрым энерговыделением, играют весьма важную роль [5]". В настоящей работе показано, что однородный плоский слой чисто водородной плазмы с параметрами, полученными Кацовой и др. [5], прозрачен в непрерывном спектре. Ясно, что этот результат согласуется с утверждением авторов статьи [14]. Таким образом, модель [5] позволяет объяснить увеличение интенсивности эмиссионных линий водорода в спектрах звездных вспышек.

В рамках решения задачи об импульсном нагреве хромосферы красного карлика Ковальски [15,16] увеличил поток энергии в электронном пучке до $F_0 = 10^{13} \text{ эрг/см}^2 \text{ с}$ (пороговая энергия $E_i = 37 \text{ кэВ}$). По мнению автора [16], непрерывный спектр вспышек dMe звезд (в импульсной фазе) формируется в движущейся "вниз" хромосферной конденсации (максимальная электронная плотность $N_{e,\text{max}} \approx 5.6 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$, $T \approx 12800 \text{ К}$) и неподвижном слое с $N_e \approx 10^{15} \text{ см}^{-3}$ и $T \approx 10.000 \text{ К}$, располагающемся ниже хромосферной конденсации (в этом слое возникает лишь $T \approx 25\%$ голубого континуума [16]).

Однако в работе [16] никак не обсуждаются результаты расчетов [1,4], которые противоречат его точке зрения. В качестве обоснования увеличения F_0 до $10^{13} \text{ эрг/см}^2 \text{ с}$ автор указывает [15], что надтепловые электроны быстро теряют свою энергию при взаимодействии с хромосферой красного карлика и, по этой причине, не могут легко нагревать глубокие слои

атмосферы звезды. Но в статье [4] учитываются потери энергии на ионизацию атомов и кулоновское взаимодействие со свободными электронами. Кроме того, величина $F_0 = 10^{13}$ эрг/см² с на два порядка превышает величину F_0 , используемую в газодинамических моделях солнечных вспышек [17]. В то же время при $F_0 = 10^{11} \cdot 10^{12}$ эрг/см² с и тех же параметрах пучка удовлетворительно воспроизвести непрерывный спектр звездных вспышек не удается [16].

Таким образом, вывод Ковальского о природе голубого континуума представляется недостаточно обоснованным.

Плазма за фронтом стационарной ударной волны движется с дозвуковой скоростью относительно разрыва. Кроме того, по мере высвечивания скорость газа, оттекающего от вязкого скачка, уменьшается, поскольку газ уплотняется. Однако с точки зрения лабораторного наблюдателя скорость движения газа является сверхзвуковой; в первом приближении она равна скорости фронта u_0 . В результате ядро линии должно быть смещено как единое целое в направлении движения фронта. Интересно, что в статье [18] приведен профиль линии $\text{H}\alpha$ в спектре вспышки dM5.6e с доплеровским ядром, смещенным не в красную, а в голубую сторону (см. также подраздел 5.3 в [8]).

5. *Модель температурной волны II рода.* Авторы статьи [5] не учитывают различие электронной и атомно-ионной температур ($T_{ei} \gg T_e$) за фронтом ударной волны, что является принципиальным недостатком модели [5]. Заметим, что Кацова и Лившиц не оспаривают это утверждение (см. шестой абзац второго раздела статьи [19])⁴.

Обсудив газодинамическую часть работы [20]⁵, Фишер и др. [21] констатируют: "... we can rule out the suggestion of Livshits et al. [20] that the chromospheric condensations are second-kind temperature waves as discussed by Volosovich et al. [6]⁶. These solutions of the hydrodynamic equations take no account of radiative cooling. Since the formation of chromospheric condensations is intimately related to radiative cooling, the Volosovich et al. [6] solutions are not relevant".

Здесь мы должны заметить следующее. Система уравнений [5] содержит однотемпературную ($T_{ei} = T_e = T$) функцию охлаждения, т.е. учет высвечивания. Но, как отмечают авторы статьи [5], "газодинамические расчеты ... позволили выяснить ту необходимую степень точности

⁴ Во избежание недоразумений, напомним, что в EUV части солнечных и звездных вспышек имеет место "обратная" ситуация, а именно электронная температура плазмы T_e существенно превышает ионную T_i (см. работу [17]).

⁵ Статья [20] в части рассмотрения природы голубого континуума представляет собой краткое изложение работы Кацовой и др. [5].

⁶ В статье [21] допущена опечатка в фамилии Волосевич

определения потерь, превышение которой уже существенно не влияет на характер получаемого решения" (в виде температурной волны II рода). По-видимому, проблема - в способе решения системы уравнений [5], а именно - в разностной схеме [22], которая применима лишь в отсутствие высвечивания.

Тем не менее, в настоящей статье рассмотрены возможности модели температурной волны II рода для интерпретации непрерывного и линейчатого спектров оптических звездных вспышек.

6. Заключение Сформулируем новые астрофизические результаты, полученные в данной работе.

а) Доказано, что планковское излучение в районе длины волны 4500 Å, наблюдаемое в импульсной фазе мощных вспышек dMe звезд, может возникать только в глубоких (околофотосферных) слоях [1];

б) Впервые показано, что хромосферная конденсация с параметрами [5,20] в отличие от модели [1] не способна объяснить непрерывный спектр вспышек.

Наши выводы основаны на последовательном анализе трех различных подходов к объяснению спектральных наблюдений, в которых используется плоский слой газа. В модели [1] этот слой располагается в "переходной области между хромосферой и фотосферой". В газодинамическом расчете [5] однотемпературный ($T_e = T_{\text{г}} = T$) плоский слой фигурирует в форме хромосферной конденсации, образованной температурной волной II рода. Наконец, в модели стационарной ударной волны, распространяющейся в частично ионизированной хромосфере красного карлика по направлению к фотосфере, двухтемпературный ($T_e > T_{\text{г}}$) слой газа является простейшей аппроксимацией области высвечивания. Обратим внимание на то, что эта модель отличается от модели [5]. Действительно, в статье [5] приведена "система уравнений одномерной гравитационной газовой динамики" в частных производных, в то время как в работах [12,13] рассматривается система ОДУ с детальным учетом элементарных процессов в плазме позади фронта.

Автор благодарен рецензентам за конструктивные критические замечания, направленные на улучшение текста статьи. Работа выполнена при финансовой поддержке Научной Школы (НШ) 1675.2014.2.

Настоящая статья посвящается светлой памяти дорогого Учителя Владимира Михайловича Петрусенко (1948-2016).

Московский государственный университет им. М.В.Ломоносова,
Государственный астрономический институт им. П.К.Штернберга,
Москва, Россия,
Московский государственный университет им. М.В.Ломоносова,
Физический факультет, Москва, Россия, e-mail: morchenko@physics.msu.ru

ORIGIN OF THE BLUE CONTINUUM RADIATION IN THE FLARE SPECTRA OF dMe STARS

E.S.MORCHENKO

It is argued that the Planck radiation (the blue component of the optical continuum) observed during the impulsive phase of the strong flares of dMe stars is formed in the deep layers of the atmosphere (near the photosphere). This conclusion is based on the results of the emission spectrum calculation of a homogeneous pure hydrogen layer (the influence of the layer's bremsstrahlung and recombination radiation on the layer's Menzel factors is taken into account). Radiative cooling of the gas behind the front of a stationary shock propagating towards the red dwarf photosphere can't generate the equilibrium region which is responsible for the blackbody radiation at the brightness maximum of flares.

Key words: *red dwarf stars: flares: the flare models: flat slab: impulsive heating*

ЛИТЕРАТУРА

1. В.П.Гринин, В.В.Соболев, *Астрофизика*, **13**, 587, 1977, (*Astrophysics*, **13**, 348, 1977).
2. В.П.Гринин, В.В.Соболев, *Астрофизика*, **28**, 355, 1988, (*Astrophysics*, **28**, 208, 1988).
3. В.П.Гринин, В.В.Соболев, *Астрофизика*, **31**, 359, 1989, (*Astrophysics*, **31**, 729, 1989).
4. V.P. Grinin, V.M. Loskutov, V.V. Sobolev, *Astron. Rep.*, **37**, 182, 1993.
5. M.M. Katsova, A.G. Kosovichev, M.A. Livshits, (*Astrophysics*, **17**, 156, 1981).
6. P.P. Volosevich, S.P. Kurdyumov, L.N. Busurina et al., *U.S.S.R. Comput. Maths. Math. Phys.*, **3**, 204, 1963.
7. S.B. Pikel'ner, *Izv. Krymsk. Astrofiz. Observ.*, **12**, 93, 1954, in Russian.
8. E. Morchenko, K. Bychkov, M. Livshits, *Astrophys. Sp. Sci.*, **357**(2), article id.119, 2015. arXiv:1504.02749.
9. V.V. Ivanov, *Transfer of Radiation in Spectral Lines*, US Department of Commerce, National Bureau of Standards, Washington, 1973.
10. M.N. Lovkaya, *Astron. Rep.*, **57**, 603, 2013.
11. B.E. Zhilyaev, M.V. Andreev, A.V. Sergeev et al., *Astron. Lett.*, **38**, 793, 2012.
12. Yu.A. Fadeyev, D. Gillet, *Astron. Astrophys.*, **368**, 901, 2001. arXiv:astro-ph/0101165.

13. *O.M. Belova, K.V. Bychkov, E.S. Morchenko et al.*, *Astron. Rep.*, **58**, 650, 2014.
14. *V.B. Sobolev, V.P. Grinin*, *Астрофизика*, **38**, 33, 1995 (*Astrophysics*, **38**, 15, 1995).
15. *A.F. Kowalski, S.L. Hawley, M. Carlsson et al.*, *Solar Phys.*, **290**, 3487, 2015.
16. *A.F. Kowalski*, arXiv:1511.05085.
17. *B.V. Somov, S.I. Syrovatskii, A.R. Spektor*, *Solar Phys.*, **73**, 145, 1981.
18. *E.L.E. Eason, M.S. Giampapa, R.R. Radick et al.*, *Astron. J.*, **104**, 1161, 1992.
19. *M.M. Katsova, M.A. Livshits*, *Solar Phys.*, **290**, 3663, 2015.
20. *M.A. Livshits, O.G. Badalyan, A.G. Kosovichev et al.*, *Solar Phys.*, **73**, 269, 1981.
21. *G.H. Fisher, R.C. Canfield, A.N. McClymont*, *Astrophys. J.*, **289**, 434, 1985.
22. *A.G. Kosovichev, Yu.P. Popov*, *U.S.S.R. Comput. Maths. Math. Phys.*, **19**, 1252, 1979.

CONSTITUTIONAL HISTORY OF THE UNITED STATES

The first of these is the fact that the Constitution is a living document, which has grown and changed over the years. It is not a static document, but one that has adapted to the needs of a changing society. This is evident in the way that the Supreme Court has interpreted the Constitution in various cases, such as *Marbury v. Madison* and *McCulloch v. Maryland*.

The second point is that the Constitution is a document that has been shaped by the actions of the people. It is not a document that was simply written and then left to stand on its own. The people have shaped the Constitution through their actions, such as their participation in the ratification process and their subsequent actions in support of the document.

The third point is that the Constitution is a document that has been shaped by the actions of the government. The government has shaped the Constitution through its actions, such as its interpretation of the document and its enforcement of the document's provisions.

The fourth point is that the Constitution is a document that has been shaped by the actions of the courts. The courts have shaped the Constitution through their actions, such as their interpretation of the document and their enforcement of the document's provisions.

APPENDIX

1. The Constitution of the United States, as amended, is the supreme law of the land.
2. The Constitution is a living document, which has grown and changed over the years.
3. The Constitution is a document that has been shaped by the actions of the people.
4. The Constitution is a document that has been shaped by the actions of the government.
5. The Constitution is a document that has been shaped by the actions of the courts.
6. The Constitution is a document that has been shaped by the actions of the states.
7. The Constitution is a document that has been shaped by the actions of the federal government.
8. The Constitution is a document that has been shaped by the actions of the states and the federal government.
9. The Constitution is a document that has been shaped by the actions of the people, the government, and the courts.
10. The Constitution is a document that has been shaped by the actions of the people, the government, the courts, and the states.

НОВЫЕ ЭМИССИОННЫЕ ЗВЕЗДЫ В Cyg OB7

Н.Д.МЕЛИКЯН¹, А.А.КАРАПЕТЯН¹, Х.ГОМЕС²

Поступила 25 мая 2016

Принята к печати 24 августа 2014

Продолжаются поиск и исследование эмиссионных объектов в известных темных облаках и очагов звездообразования. В настоящей работе приводятся новые результаты поиска эмиссионных звезд в области Cyg OB7, где ранее были обнаружены 36 новых эмиссионных звезд. Настоящие наблюдения проводились по соседству с ранее исследованными вблизи объекта HH 448 областями. В результате в трех небольших областях, с суммарной площадью 0.11 кв. градусов, обнаружены 26 новых эмиссионных звезд. На двухцветной диаграмме ($H - K$) - ($J - H$) эти звезды занимают место среди классических звезд типа Т Тау (CTTS) и звезд типа Т Тау со слабыми линиями (WITS). Зарегистрировано сильное изменение блеска у одной из эмиссионных звезд.

Ключевые слова: эмиссионные объекты; звездные ассоциации; кометарные туманности

1. *Введение.* Обнаружение и изучение эмиссионных объектов очень важны как в исследованиях звездных ассоциаций в целом, так и их отдельных членов. При поиске эмиссионных объектов в звездных ассоциациях обнаруживаются всевозможные нестационарные объекты, изучение которых всегда было одним из важных направлений исследования Бюраканской обсерватории. Обычно обнаруженные таким образом объекты в подавляющем большинстве являются звездами типов Т Тельца, UV Кита, Ae/Be Хербига, объектами Хербига-Аро и кометарными туманностями.

Настоящая работа посвящена результатам поиска эмиссионных звезд в ассоциации Cyg OB7. Наблюдения этой области оказались весьма плодотворными [1-8] и позволили в шести исследованных областях обнаружить 36 новых эмиссионных звезд, 3 группы компактных туманностей Хербига-Аро, 2 кометарные туманности. Зарегистрировано также образование нового туманного объекта в ближней инфракрасной области спектра. Обнаружены первые для этой области вспыхивающие звезды типа UV Кита. Спектральные исследования эмиссионных звезд показали, что многие из них являются звездами типа Т Тельца. Интенсивности эмиссионных линий отдельных сгущений объекта Хербига-Аро HH 448 указывают на низкую степень ионизации водорода (3-5%) с электронной плотностью $10^3 - 10^4 \text{ см}^{-3}$. Следует

отметить, что исследованные области частично перекрывают друг друга. Суммарная площадь ранее исследованных областей составляет 0.27 кв. градусов.

Ассоциация Суг OB7 является одной из самых молодых и, одновременно, одной из самых богатых нестационарными объектами областью. По богатству молодых нестационарных объектов область Суг OB7 можно сравнить с ассоциацией Ориона, хотя в этом направлении зарегистрирована только одна звезда спектрального класса O 7.5III и один супергигант спектрального класса BII (BD+48 3437). Но область богата многочисленными эмиссионными звездами [1-8], инфракрасными источниками излучения IRAS 21008+5235[9], IRAS 21003+5242, IRAS 20596+5214 и IRAS 20588+5221[10], источниками радиоизлучения BWE 2100+5238 [11], 28P57, 28P57B [12] и объектами с эмиссионными линиями молекулярного водорода (МНО) [13]. Отметим, что из обнаруженных 200 объектов с эмиссионными линиями молекулярного водорода в области Лебеда ($\alpha = 19^{\text{h}} - 22^{\text{h}}$; $\delta = 30^{\circ} - 55^{\circ}$), 35 попадают в исследованную нами небольшую область ($\alpha = 20^{\text{h}}58^{\text{m}}07^{\text{s}} - 21^{\text{h}}02^{\text{m}}22^{\text{s}}$; $\delta = 52^{\circ}06' - 52^{\circ}49'$) [13]. Такая высокая степень наличия нестационарных объектов сильно увеличивает интерес к этой области.

Настоящая работа является продолжением поиска эмиссионных звезд в области Суг OB7, непосредственно по соседству с ранее исследованной областью. Для наблюдений выбраны частично перекрывающиеся 3 области с суммарной площадью 0.11 кв. градусов.

2. Наблюдения Наблюдения проводились 30 и 31 августа 2011г. на 2.6-м телескопе Бюраканской обсерватории с помощью приемной аппаратуры SCORPIO. Был использован узкополосный интерференционный фильтр H α ($\lambda_c = 6550\text{\AA}$) с шириной 85\AA . Методика наблюдений и описание работы и возможностей приемной аппаратуры подробно даются в наших ранних работах [1-8]. Для наблюдения в Суг OB7 выбраны 3 области со следующими координатами центров: 1. $\alpha_{(2000)} = 21^{\text{h}}01^{\text{m}}36^{\text{s}}$, $\delta_{(2000)} = 52^{\circ}21'15''$; 2. $\alpha_{(2000)} = 21^{\text{h}}01^{\text{m}}44^{\text{s}}$, $\delta_{(2000)} = 52^{\circ}45'15''$; 3. $\alpha_{(2000)} = 21^{\text{h}}01^{\text{m}}50^{\text{s}}$, $\delta_{(2000)} = 52^{\circ}32'15''$. Отметим, что эти области находятся на 15-20 угл. мин западнее от HH 448 и частично перекрываются. Для каждой области получены по 6 изображений с экспозициями от 60 до 300с. Такая разница в экспозициях позволяет легко обнаружить эмиссию как у ярких, так и у относительно слабых звезд.

3. Результаты наблюдений При обработке полученного наблюдательного материала обнаружены 26 новых эмиссионных звезд, данные о которых приводятся в табл.1. В соответствующих столбцах таблицы приводятся: порядковый номер обнаруженной эмиссионной звезды, номер звезды в каталоге NOMAD 1[14], координаты (2000.0), звездные величины

Таблица 1

ДАННЫЕ О ОБНАРУЖЕННЫХ ЭМИССИОННЫХ ЗВЕЗДАХ

	NOMAD-1	$\alpha_{(2000)}$	$\delta_{(2000)}$	<i>B</i>	<i>V</i>	<i>R</i>	<i>I</i>	<i>I</i> _{Ha}
1	1423-0440016	21 ^h 01 ^m 05 ^s .093	52°23'50".21	14 ^m .72	14 ^m .41	14 ^m .38	12 ^m .93	m
2	1427-0454983	21 01 07.909	52 46 00.92	16.89	15.3	14.98	12.84	s
3	1423-0440034	21 01 11.381	52 18 07.69	15.94	15.26	15.06	13.95	m
4	1427-0455034	21 01 13.859	52 43 03.37	15.73	14.72	14.61	12.92	m
5	1425-0439126	21 01 25.663	52 31 15.86	17.31	16.58	16.3	14.77	w
6	1425-0439167	21 01 29.771	52 34 03.85	17.72	15.76	15.41	14.15	w
7	1425-0439210	21 01 34.669	52 32 00.31	18.09	17.86	17.4	15.47	m
8	1423-0440118	21 01 36.224	52 21 44.6	20.11	17.75	17.57	15.18	s
9	1425-0439245	21 01 38.637	52 35 46.38	19.5	17.07	15.98	13.46	m
10	1425-0439280	21 01 42.083	52 33 20.03	19.95	17.97	17.66	15.99	m
11	1426-0446616	21 01 41.981	52 41 22.63	17.64	16.72	16.54	14.99	m
12	1425-0439283	21 01 42.503	52 35 54.46	16.43	15.73	15.55	13.95	w
13	1423-0440156	21 01 54.376	52 20 28.8	20.48	17.97	18.61	16.83	m
14	1427-0455423	21 01 55.575	52 43 05.89	18.95	17.17	16.87	14.64	s
15	1425-0439438	21 02 03.888	52 30 45.3	17.82	17.02	16.05	14.26	m
16	1425-0439452	21 02 06.28	52 30 10.69	18.05	16.68	15.2	12.49	s
17	1424-0438674	21 02 07.208	52 24 20.59	18.35	17.95	17.31	15.55	m
18	1425-0439462	21 02 07.921	52 31 19.22	19.8	17.85	16.92	15.36	w
19	1427-0455523	21 02 08.197	52 44 14.57	17.53	16.28	16.18	14.72	m
20	1425-0439469	21 02 08.719	52 33 09.93	18.35	17.68	17.01	15.63	m
21	1427-0455530	21 02 09.015	52 46 34.19	19.3	-	13.43	11.17	w
22	1423-0440214	21 02 09.38	52 21 51.04	14.35	15.29	14.8	13.73	w
23	1425-0433631	21 02 12.354	52 30 12.834	16.21	-	13.83	13.12	s
24	1425-0439487	21 02 12.175	52 30 13.51	14.89	14.45	13.83	12.13	s
25	1426-0446886	21 02 13.19	52 40 30.04	17.59	-	18.03	-	s
26	1425-0439511	21 02 15.921	52 34 04.92	18.35	17.63	17.03	15.57	m

в *BVRI* лучах, взятые из каталогов USNO-B1.0 [15] и NOMAD 1 [14] и интенсивности эмиссионной линии Ha (*I*_{Ha}) согласно применяемой в Ликской обсерватории оценке (*s* - сильная, *m* - средняя, *w* - слабая).

Карта отождествления обнаруженных эмиссионных звезд приводится на рис.1. Номера на рисунке соответствуют порядковым номерам обнаруженных звезд (см. табл.1).

Следует отметить, что для всех звезд табл.1 имеются звездные величины в *r*, *i* и Ha лучах в каталоге IPHAS [16], но ни одна из них не включена в каталог Ha эмиссионных объектов [17]. В исследуемой нами области (0.11 кв. град.) находятся 16 объектов с эмиссионными линиями молекулярного водорода (МНО 914, 917, 918, 920-922, 925, 926, 928-935) [13]. Недавно в результате наблюдений в ближней инфракрасной области (*JHK*) в области СyгOB7 [18] обнаружены 149 новых переменных звезд, большинство из которых показали периодические изменения блеска. 60 из них показали неправильные изменения блеска. Из всех этих звезд 30 находятся

в изучаемой в настоящей работе области и только одна из них отождествлена со звездой №8 (см. табл.1). Совпадение с известными эмиссионными звездами [17] или же с объектами с эмиссионными линиями молекулярного водорода [13] не зарегистрировано.

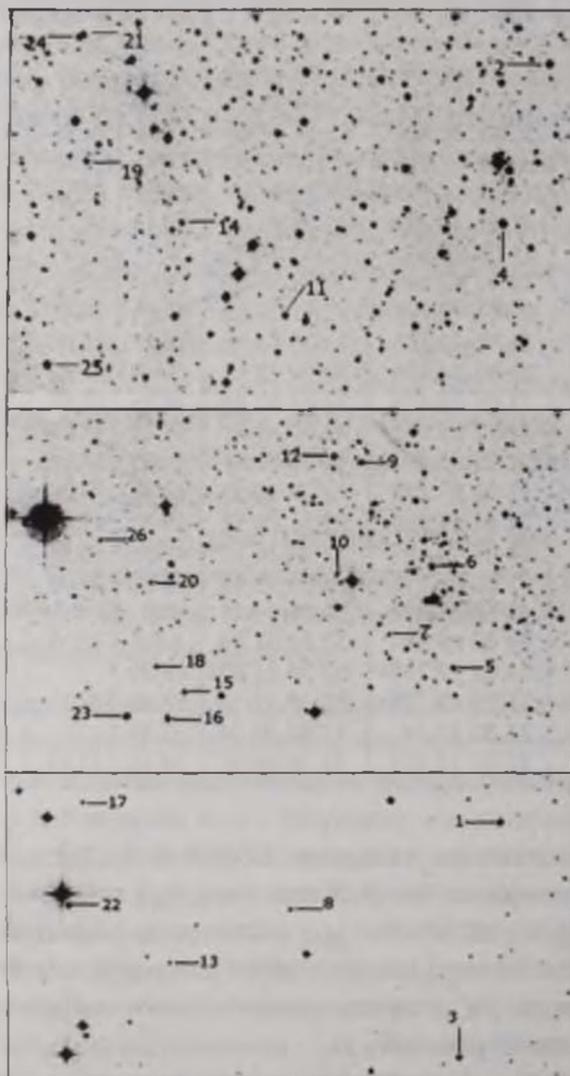


Рис.1. Карта отождествления обнаруженных эмиссионных звезд.

В табл.2 приводятся r , i , $\text{H}\alpha$, $r-\text{H}\alpha$, $r-i$ данные для обнаруженных эмиссионных звезд, взятые из каталога IPHAS [16]. В каталоге эмиссионных объектов [17] в области НН 448 отмечены 7 эмиссионных звезд с соответствующими данными ($r-\text{H}\alpha$) от $1^{\text{m}}.068 - 1^{\text{m}}.704$. В каталог эмиссионных объектов [17] включены все звезды с фотометрическими данными $r-\text{H}\alpha \geq 1^{\text{m}}.0$.

Таблица 2

r , I , $H\alpha$, $r-H\alpha$, $r-I$ ДАННЫЕ ЭМИССИОННЫХ ЗВЕЗД, ВЗЯТЫЕ ИЗ КАТАЛОГА IPHAS [16]

N	R	I	$H\alpha$	$r-H\alpha$	$r-I$
1	13 ^m .84	13 ^m .24	13 ^m .47	0 ^m .37	0 ^m .6
2	14.63	13.3	14.08	0.55	1.33
3	14.89	14.2	14.47	0.42	0.69
4	14.28	13.33	13.81	0.47	0.95
5	16.07	15.07	15.48	0.59	1
6	15.4	14.38	14.99	0.41	1.02
7	17.39	15.66	16.42	0.97	1.73
8	17.44	15.56	16.51	0.93	1.88
9	16.18	14.33	15.57	0.61	1.85
10	18.32	17.2	17.87	0.45	1.12
11	16.26	15.25	15.91	0.35	1.01
12	15.14	14.16	14.73	0.41	0.98
13	18.57	16.79	17.63	0.94	1.78
14	17.16	15.56	16.3	0.86	1.6
15	16.08	14.81	15.71	0.37	1.27
16	15.77	13.86	15.22	0.55	1.91
17	17.24	15.79	16.48	0.76	1.45
18	17.09	15.69	16.59	0.5	1.4
19	16.09	15.11	15.7	0.39	0.98
20	17.23	16.04	16.76	0.47	1.19
21	16.13	13.1	15.3	0.83	3.03
22	14.81	14.13	14.4	0.41	0.68
23	14.08	13.54	13.75	0.33	0.54
24	15.64	14.57	15.19	0.45	1.07
25	14.54	13.03	13.99	0.55	1.51
26	17.24	15.87	16.73	0.51	1.37

Как видно из данных табл.2 значения ($r-H\alpha$) для обнаруженных нами эмиссионных звезд находятся в пределах от 0^m.35 до 0^m.97. Из них только 6 имеют значения $r-H\alpha$ от 0^m.76 до 0^m.97. Значения $r-H\alpha$ для всех остальных звезд меньше и находятся в пределах 0^m.35 - 0^m.61. Если иметь в виду, что большинство звезд, включенных в каталог эмиссионных объектов [17], имеют значения ($r-H\alpha$) ≥ 1 , то эмиссионная линия $H\alpha$ у обнаруженных в настоящей работе эмиссионных звезд (см. табл.1) должна была быть по крайней мере очень слабой. Но, как видно из данных табл.1, у 7 звезд зарегистрирована сильная эмиссия линии $H\alpha$.

Для иллюстрации на рис.2а, б, с приводятся спектры двух эмиссионных звезд № 7 (рис.2а) и №8 (рис.2б). Отметим, что интенсивность линии у звезды №7 оценена как средняя (m), а у звезды №8 - сильная (s). Область на рис.2а и 2б снималась 30-го августа. Значения ($r-H\alpha$) у этих звезд очень близки, но отличие в интенсивностях линии $H\alpha$ значительно. На рис.2с

показана область звезды №8, полученная 31-го августа. Следует отметить, что в каждую ночь область снималась трижды, с экспозициями 60с, 120с и 300с. Суммарная продолжительность получения трех снимков составляет порядка 10 мин - типичное время изменения блеска звезд типа UV Ceti. На всех изображениях интенсивность эмиссионной линии одинаково сильна. Хорошо видно, что на снимке, полученном 31-го августа, по крайней мере, интенсивность линии $H\alpha$ звезды №8 сильно отличается и ее можно оценить как слабую (w). Напомним, что эта звезда ранее была обнаружена как неправильная переменная во время *JHK* наблюдений области [18]. Отметим, что более слабые изменения интенсивности линии $H\alpha$ и непрерывного спектра зарегистрированы и у трех других звезд.



Рис.2. Эмиссионные звезды с почти одинаковыми значениями $r-H\alpha$ №7 (2a) и №8 (30.08.2011) (2b). Показано изменение интенсивности эмиссионной линии $H\alpha$ (31.08.2011) (2c).

На рис 3 приводится диаграмма $(H-K) - (J-H)$ для 79 звезд типа Т Тельца [19] и для обнаруженных в настоящей работе эмиссионных звезд. Звезды типа Т Тельца взяты из списка Хербига и Белла [20] и разделены на три группы: классические звезды типа Т Тау (CTTS), звезды типа Т Тау со слабыми линиями (WTTS) и Т Тау звезды ранних спектральных классов (ETTS). Больше половины этих звезд являются классическими звездами типа Т Тау. Остальные являются Т Тау звездами со слабыми линиями (18 звезд) и Т Тау звездами ранних спектральных классов (18 звезд). Отметим, что в группу WTTS входят звезды со спектральными классами позднее K0 и с эквивалентными ширинами $EW_{H\alpha} < 10\text{\AA}$, а звезды со спектральными классами позднее K0, но с значительно большими эквивалентными ширинами ($EW_{H\alpha} > 10\text{\AA}$), являются классическими звездами типа Т Тау [21,22]. Звезды последней группы (ETTS) имеют более ранние спектральные классы от B9 (AB Aur) до K0 (Т Тау). На рисунке разные группы звезд типа Т Тельца обозначены разными символами (см. рис.3). Обнаруженные эмиссионные звезды обозначены черными кружками.

Из рисунка видно, что большинство обнаруженных эмиссионных звезд занимают место среди CTTS и WTTS. Только звезда №21 на диаграмме сильно отклонена, что может быть как результатом переменности

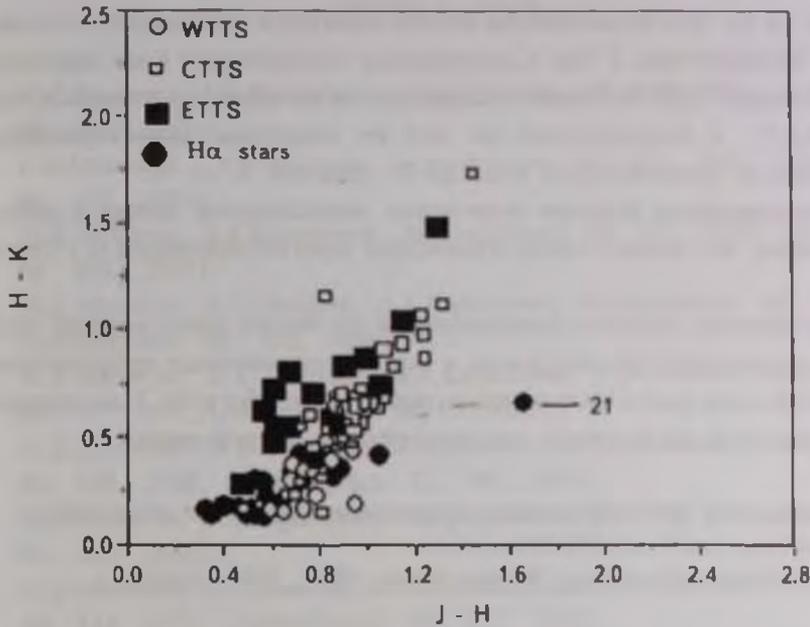


Рис.3. Обнаруженные эмиссионные звезды (черные кружки) на диаграмме $(H - K) - (J - H)$. На диаграмме разными символами обозначены положения классических звезд типа T Tauri (CTTS), звезд типа T Tauri со слабыми линиями (WTTS) и T Tauri звезд ранних спектральных классов (ETTS) [19].

звезды, так и результатом других особенностей.

4. *Заключение.* Первые наблюдения в этой области с целью обнаружения эмиссионных звезд начаты еще в восьмидесятые годы XX в. Эти наблюдения проводились на 40" телескопе системы Шмидта Бюраканской обсерватории с использованием 4° объективной призмы ($\sim 1100 \text{ \AA} / \text{мм}$ вблизи $H\alpha$) и позволили в поле с размерами 4° x 4° обнаружить 37 новых эмиссионных звезд с поверхностной плотностью ~ 2.3 звезд/кв. град. [23]. Отметим, что предельная звездная величина при наблюдениях с помощью объективной призмы не превышает 16^m.5 в красных лучах.

Настоящие наблюдения в области Cyg OB7 позволили обнаружить 26 новых эмиссионных звезд. Ранее в этой области уже были известны 36 эмиссионных звезд [1,4,7,8]. Предельная звездная величина настоящих наблюдений порядка 18^m.5. Таким образом, 62 эмиссионные звезды обнаружены в поле с размерами 0.38 кв. град. с поверхностной плотностью > 160 звезд/кв. град. Резкое повышение поверхностной плотности эмиссионных звезд с увеличением наблюдательной предельной звездной величины, по-видимому, свидетельствует о том, что ассоциация простирается глубоко по лучу зрения.

Рассмотрение положения эмиссионных звезд на двухцветной диаграмме

указывает на то, что большинство из них являются молодыми нестационарными звездами типа Т Тау. Спектральные исследования 8-ми эмиссионных звезд вокруг HH 448 также указывают на их принадлежность к типу Т Тау [3,4,7], и большинство из них по цветовым характеристикам принадлежат к спектральным классам от поздних К до М5.

Зарегистрировано сильное изменение эмиссионной линии у звезды №8. Отметим, что более слабые изменения зарегистрированы и у других звезд.

Таким образом, высокая поверхностная плотность эмиссионных звезд, их место на двухцветной диаграмме и зарегистрированные неправильные изменения блеска указывают на присутствие очень богатой Т ассоциации в этой области и на важность ее дальнейшего исследования.

¹ Бюраканская астрофизическая обсерватория им. В.А.Амбарцумяна, Армения, e-mail: nmelikia@bao.sci.am

² Observatorio Astronomico "Ramon Maria Aller", USC, Spain

NEW EMISSION STARS IN CYG OB 7

N.D.MELIKIAN¹, A.A.KARAPETIAN¹, J.GOMEZ²

The search and the study of emission objects in the known dark clouds and in the star formation regions are continued. In the present paper we present new results of the search of emission stars in CYG OB7 region, where earlier 36 new emission stars were detected. These observations were carried out in an area next to the earlier studied regions around the HH 448 object. As a result, in three tiny fields with total area of 0.11 sq. deg. 26 new emission objects were found. On the two-color diagram ($H - K$) - ($J - H$) these stars are among the classical T Tau type stars (CTTS) and among the T Tau stars with weak lines (WTTS). A strong brightness variation of one of emission stars is detected.

Key words: *emission objects: stellar associations: cometary nebula*

ЛИТЕРАТУРА

1. Н.Д.Меликян, А.А.Карапетян, *Астрофизика*, **44**, 265, 2001, (*Astrophysics*, **44**, 216, 2001).
2. Г.А.Арутюнян, Н.Д.Меликян, *Астрофизика*, **44**, 431, 2001, (*Astrophysics*, **44**, 352, 2001).
3. Н.Д.Меликян, А.А.Карапетян, *Астрофизика*, **46**, 353, 2003, (*Astrophysics*, **46**, 282, 2003).
4. Н.Д.Меликян, В.С.Тамазян, А.А.Карапетян, *Астрофизика*, **49**, 375, 2006, (*Astrophysics*, **49**, 320, 2006).
5. Н.Д.Меликян, В.С.Тамазян, А.А.Карапетян, С.К.Балаян, *Астрофизика*, **50**, 17, 2007, (*Astrophysics*, **50**, 10, 2007).
6. Н.Д.Меликян, В.С.Тамазян, Х.А.Докобо, А.А.Карапетян, *Астрофизика*, **51**, 229, 2008, (*Astrophysics*, **51**, 189, 2008).
7. Н.Д.Меликян, А.А.Карапетян, *Астрофизика*, **53**, 549, 2010, (*Astrophysics*, **53**, 490, 2010).
8. Н.Д.Меликян, В.С.Тамазян, А.А.Карапетян, А.Л.Самсоян, *Астрофизика*, **54**, 423, 2011, (*Astrophysics*, **54**, 377, 2011).
9. D.Ishihara, T.Onaka, H.Katazaetal, *Astron. Astrophys.*, **514**, 1, 2010.
10. С.А.Beichman, G.Neugebauer, H.J.Habing et al., *NASA Ref. Publ.*, **1190**, 1, 1988.
11. R.H.Becker, R.L.White, A.L.Edwards, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, **75**, 1, 1991.
12. L.A.Higgs, P.P.VanDerWerf, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, **89**, 599, 1991.
13. С. J. Davis, R. Gell, T. Khanzadyan et al., *Astron. Astrophys.*, **511**, 24, 2010.
14. N.Zacharias, D.G.Monet, S.E.Levine et al., *Bulleten of the American Astron. Soc.*, **36**, 1418, 2004.
15. D.Monet, S.E.Levine, B.Canzian et al., *Astron. J.*, **125**, 984, 2003. (<http://cdweb.u-strasbg.fr/viz-bin/vizier?-source=I/284>).
16. J.E.Drew, R.Greimel, M.J.Irwin, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **362**, 753, 2005.
17. A.R.Witham et al, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **384**, 1277, 2008.
18. S.J.Wolk, T.S.Riceand, C.A.Aspin, *Astron. J.*, **145**, 113, 2013.
19. W.Herbst, D.K.Herbst et al., *Astrophys. J.*, **108**, 1906, 1994.
20. G.H.Herbig, K.R.Bell, *Lick Obs. Bull.*, No.1111, 1988.
21. F.M.Walter, *Astrophys. J.*, **306**, 573, 1986.
22. K.M.Strom, S.E.Strom, S.Edwards et al., *Astron. J.*, **97**, 1451, 1989.
23. Н.Д.Меликян, А.А.Карапетян, Л.Г.Ахвердян, А.Ц.Карапетян, *Астрофизика*, **39**, 217, 1996, (*Astrophysics*, **39**, 115, 1996).

IV-Й БОЛЬШОЙ МИНИМУМ ВИЗУАЛЬНОГО БЛЕСКА R CrB. II. СПЕКТРАЛЬНЫЕ НАБЛЮДЕНИЯ

А.Э.РОЗЕНБУШ

Поступила 28 октября 2015

Принята к печати 24 августа 2016

Представлены результаты спектральных наблюдений низкого и высокого спектрального разрешения на основных этапах уникально длительного и глубокого минимума визуального блеска R CrB 2007-2015 гг. Развитие спектра показало известные типичные тенденции изменений линейчатого и молекулярного спектра: замещение абсорбционного спектра на эмиссионный. Значительное и длительное ослабление излучения звезды способствовало регистрации редко наблюдаемых запрещенных эмиссионных линий. В частности, линии [OII] $\lambda\lambda 3726 - 3729$ существовали более 1500 суток при ослаблении блеска на $6 + 9^m$. Скорость выноса экранирующей пыли в околозвездные окрестности имела пониженные, примерно в 1.5 раза, величины сравнительно с известными значениями, что было интерпретировано образованием многослойной околозвездной пылевой оболочки с внутренним радиусом $1.5 + 3$ радиусов звезды. Предложены некоторые возможные причины уникальных Больших минимумов блеска R CrB с длительностью и ослаблением подобными минимуму 2007-2015гг.

Ключевые слова: *звезды; переменность типа R CrB; фотометрия; R CrB*

1. Введение. Звезда R Северной Короны и основная часть группы звезд с переменностью типа R CrB (RCB) кроме уникальной впечатляющей переменности блеска (длительных временных и значительных ослаблений блеска) обладает еще одной отличительной чертой: слабостью или отсутствием линий водорода в спектре звезды - дефицитом водорода (см. обзоры [1,2]). Спектр звезды в спокойном состоянии подобен спектру нормальной звезды соответствующего температурного класса за исключением усиленных линий атомарного и полос молекулярного углерода. Последнее обстоятельство стало основой гипотезы Лореты-О'Кифа: образование углеродной пыли в атмосфере звезды является причиной ослабления блеска. Подтверждением этой гипотезы стало обнаружение в инфракрасной (ИК) области спектра ИК избытка излучения с эффективной температурой $T_{\text{eff}} \approx 700$ K, но который оказался не связанным с минимумом блеска. Абсорбционный спектр звезды во время минимума блеска замещается на эмиссионный. Появляются многочисленные линии излучения нейтральных и однократно ионизованных атомов, полосы углеродных молекул. Детальное исследование поведения

спектра R CrB во время глубокого минимума блеска проведено коллективом авторов [3]. Наиболее богатый эмиссионный спектр образуется в синей и ультрафиолетовой областях спектра, что создает эффект так называемого "поголубения" показателей цвета $U - B$ и $B - V$ [4]. Выделяют несколько типов эмиссионных линий. У некоторых линий эквивалентные ширины никогда не превышают 20 км/с и они исчезают в фазе минимального блеска (линии Ti II, Sc II, Sr II и др. - узкие эмиссии или спектр типа E1). Спектр типа E2 - широкие эмиссии He I $\lambda\lambda$ 3889, 5876, 7065 и 10 830 Å, D Na I, дублета H и K и ИК триплета Ca II, K I $\lambda\lambda$ 7664, 7699 Å наблюдаются на протяжении всей фазы минимального блеска как широкие линии с полушириной 200-300 км/с; широкая и узкая эмиссия в H α появляется у богатой водородом звезды V854 Cen [5]. Узкие эмиссии запрещенных линий [N II], [S II], [O II] иногда сопровождаются слабой широкой абсорбцией. Развитие профилей некоторых широких эмиссий дополняется появлением высокоскоростных одноименных абсорбций со смещением $-(150 \pm 250)$ км/с. Молекулярные полосы C₂, CN неоднократно отмечены в эмиссии [5-7]; у V854 Cen и FG Sge предполагалась идентификация в эмиссии молекул CN и C₃ [8,9]. Поляризация оптического излучения в спокойном состоянии имеет межзвездную природу. Во время минимума блеска появляется значительная (до 10% и более) собственная поляризация. Спектрополяриметрия в минимумах блеска установила отсутствие поляризации у широких и молекулярных эмиссий, что было интерпретировано как следствие расположения источников эмиссий вне поляризирующей среды (см. для деталей обзор [2]).

К настоящему времени, конец 2015г., имеется уже несколько публикаций по исследованию текущего минимума блеска R CrB, три из них посвящены исследованию спектра. Две публикации касаются предварительного описания результатов наблюдений с высоким и низким спектральным разрешением [10,11]. В третьей проведено обсуждение результатов спектральных наблюдений с низким спектральным разрешением 2-6 Å в 2011-2012гг. при блеске 12-13^m [12]. Как и в предыдущих минимумах подтверждено присутствие известных эмиссий H и K CaII, нескольких линий HeI, запрещенных линий [OI], [OII], [NII], [CaII].

В данной статье продолжается представление результатов фотометрических и спектральных R CrB в IV-м Большом минимуме визуального блеска. Ниже будут рассмотрены результаты спектрометрии в этот период и на некоторых этапах заключительной стадии минимума блеска. Большой минимум визуального блеска R CrB будет проанализирован с точки зрения модели оболочки: минимум блеска обусловлен образованием сферической пылевой оболочки в верхних слоях атмосферы звезды [13].

2. *Наблюдения.* Спектральные наблюдения проводились на 2.6-м

телескопе ЗТШ Крымской астрофизической обсерватории (КрАО) с тремя вариантами спектральной аппаратуры. В первом варианте использовался спектрограф в фокусе Куде, оснащенный ПЗС камерой Andor iKon 936 ($2k \times 2k$), что позволяло регистрировать участки спектра протяженностью около 60 \AA в областях избранных спектральных линий: линий дублета натрия D Na I и одной из линий инфракрасного триплета кальция Ca II $\lambda 8542$. Слабость объекта привела к низким значениям отношения сигнал/шум $S/N \approx 10$ для спектра за JD 2456207 и $S/N \approx 40$ за JD 2456416. II-м вариантом с 2014г. стал эшелле-спектрометр в фокусе Куде с вышеупомянутой ПЗС камерой. Входная щель, эквивалентная 2 угловым секундам, обеспечивала спектральное разрешение около 22000 против 30000-40000 в первом варианте. Отношение сигнал/шум из-за слабости объекта было невысоким: 30-60. Наконец, III-й вариант - спектрометр СПЭМ (Спектрограф Эопный Монина) в фокусе Нэсмита, оснащенный ПЗС камерой Princeton Instruments SPEC-10:100B (ХТЕ). В основном использовалась решетка $651''/\text{мм}$: спектральное разрешение при ширине входной щели $3''$ составляло около 8 \AA , отношение сигнал/шум

Таблица 1

СПЕКТРАЛЬНЫЕ НАБЛЮДЕНИЯ R CrB

Дата(ггммдд)/ Юлианская дата, 2450000+	Визуаль- ный блеск звезды	Длительность экспонирова- ния, с (число экспозиций)	Аппара- тура	Спектр- ральная область, \AA	Входная щель для I-го варианта, мм	Калиб- ровоч- ные звезды
070801/4314.3	9.3	660 (2)	3	4340-5347		γ CrB
080320/4546.4	13.8	1200 (2) 1260 (3)	"	3722-6183 5608-7908		55 UMa
080606/4624.3	14.2		"	3742-6203 5502-7814		55 UMa
080607/4625.3	14.2		"	3729-6200		41 LMi
080813/ 4692.3	14.5		"	3728-6190		HR5986
080815/4694.3	14.5		"	4062-5101		HR7679
080924/4734.2	14.6		"	3711-6043		γ CrB
090526/4978.4	14.9		"	3542-6018 5593-7895		50 Dra
090826/5070.3	14.8		"	5183-7518 3570-6040		BS7826
121006/6207.2	11.8	7800 (5)	1	5893	0.6	
130503/6416.4	10.8	15000 (10)	"	5893	0.6	
140913...140916/ 6914.4...6917.4	10.4	27300 (16)	2	5893		
140914...140915/ 6914.4...6915.4	10.4	12900 (8)	"	8542		

было равно $S/N \sim 100$ и спадало к краям регистрируемых спектральных участков протяженностью около 2500 \AA . В двух случаях (даты JD ...4314 и ...4694) использовалась решетка $1300''/\text{мм}$, что обеспечило спектральное разрешение около 4 \AA . Рабочий спектральный участок был около 1000 \AA в синей области спектра. Результирующие спектры звезды были скомпонованы из 2-х перекрывающихся участков. Данный вариант позволял выполнить абсолютную калибровку спектров звезды: регистрировались спектрофотометрические стандарты [14-16] по нашей или другим наблюдательным программам в данную ночь.

Редукция результатов наблюдений для всех вариантов проводилась по стандартной методике (коррекция за шумы считывания, плоское поле, темновой шум, свечение ночного неба) с помощью пакета программ и параметров атмосферной экстинкции, используемых в КраО и предоставленных в наше распоряжение Сергеевым. Обработка эшеле-спектрограмм проводилась с использованием пакета программ DECH20 Галазутдинова. Условия наблюдений представлены в табл.1. Профили линий натрия и кальция в 2014 г., как основные объекты, представляющие для нас интерес в данном исследовании, ввиду отсутствия заметных систематических отличий за данный ряд наблюдений, получены суммированием соответствующих участков спектра за 2-4 даты наблюдений.

3. *Спектр, детали поведения.* Первый наш спектр R CrV в IV-м Большом минимуме получен примерно на 31-е сутки падения блеска при ослаблении блеска Δm на $3^m.3$ (рис 1). В поглощении уверенно

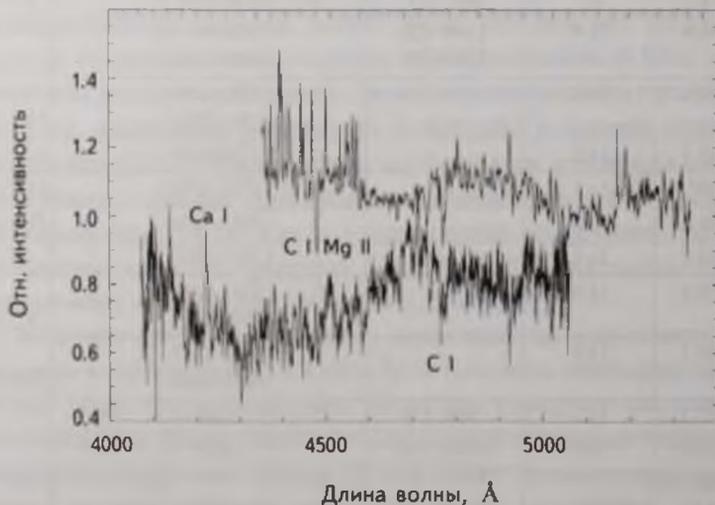


Рис.1. Спектр R CrV на фазе падения блеска, $\Delta m = 3^m.3$ (верхний спектр). Вторым спектром (нижняя кривая) - фаза минимального блеска, $\Delta m = 7^m.8$.

выделяются самые "долгоживущие" сильные бленды Mg II $\lambda 4481$ и C I $\lambda 4477 - 4478$ [17], линии углерода C I и полоса Свана молекулы C_2 $\lambda 4737$. Эмиссионный спектр представлен, как обычно, многочисленными линиями Ti II, Sc II, Ba II, еще не достигшими максимумов интенсивности. Следующий спектр с таким же спектральным разрешением, но с худшим отношением сигнал/шум (нижняя кривая на рис.1), примечателен сохранением в поглощении линий углерода. В эмиссии уверенно можно выделить только линию Ca I $\lambda 4226$, она заметна и на спектре с вдвое меньшим спектральным разрешением (рис.2).

На рис.2 представлен относительно-абсолютизированный спектр R CrB, полученный сложением 5 дат наблюдений (JD 2454546, ...4624, ...4692, ...4734, ...4978), которые не имели заметных различий. Для калибровки этого спектра в энергетические единицы достаточно знать блеск звезды в этот промежуток времени. Для сравнения на рис.2 со сдвигом вниз по шкале ординат примерно на 4 порядка показано распределение энергии в спектре R CrB в максимуме блеска по наблюдениям 1976г. [17]. В сравнении с максимумом блеска континуум в диапазоне $\lambda\lambda 4000 - 7500$ стал почти гладким с небольшим отрицательным трендом в длинноволновую сторону, что в разной степени отразилось на показателях цвета звезды (см. первую часть данного исследования). Линейчатый спектр звезды во время наших наблюдений ($\Delta m = 7^m.8$) типичен спектрам и в других глубоких минимумах блеска, например, 1948г. [6], 1977, 1983 и 1985гг. [4,16] и др. Очень интенсивными являются линии гелия He I $\lambda 3889$ и $\lambda 7065$.

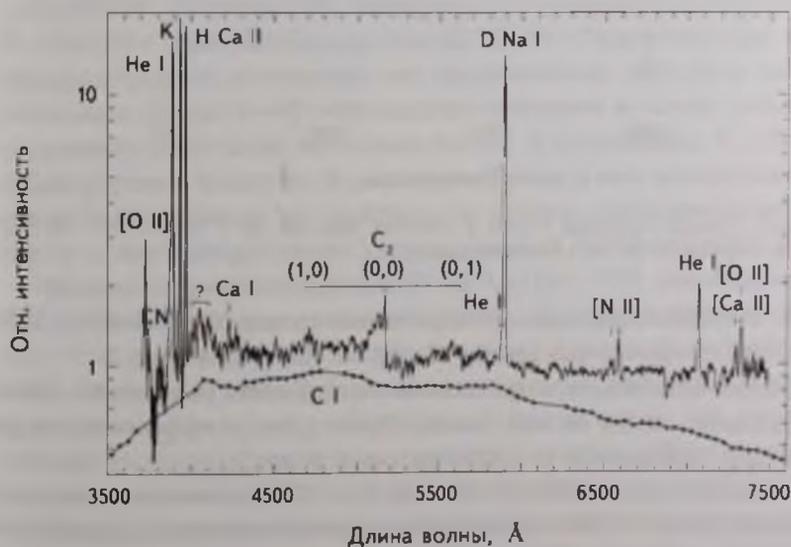


Рис.2 Спектр R CrB усредненный за 5 дат наблюдений в фазе минимального блеска (см. текст). Сплошная линия с точками - спектр R CrB в спокойном состоянии [17].

дублетов кальция H и K Ca II и натрия D Na I. Первая и последние линии на наших спектрах имеют протяженные коротковолновые крылья (рис.3). Протяженность линии He I до $\lambda 3860$ объясняется присутствием эмиссионной полосы молекулы CN $\lambda 3883$, наблюдаемой, начиная с минимума 1948г. [6]. Асимметрия линий дублета натрия обусловлена присутствием эмиссии He I

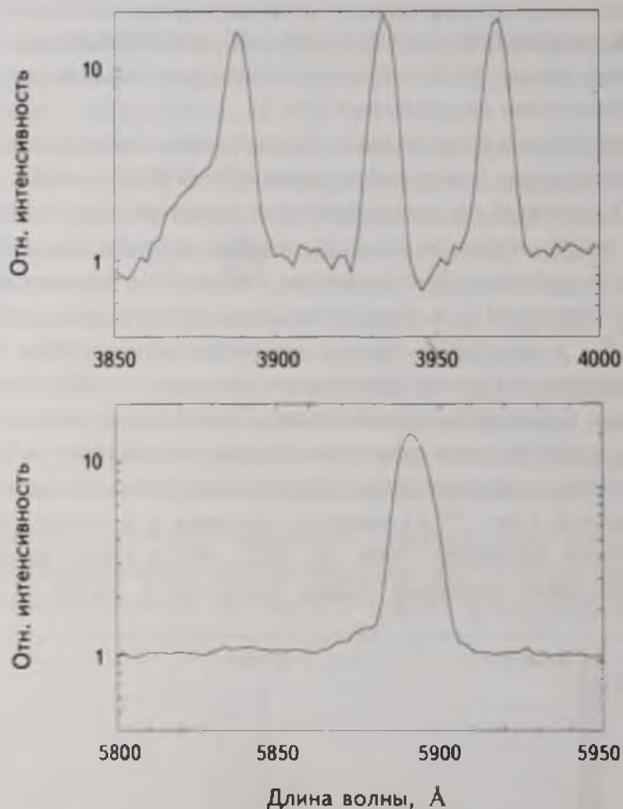


Рис.3. Участки спектров R CrB в областях эмиссий He I $\lambda 3889$, H и K Ca II (верхняя панель) и D Na I (нижняя панель).

$\lambda 5876$. В спектре представлены запрещенные линии: [O II] $\lambda\lambda 3726 - 3729$, 7318-7330, [N II] $\lambda\lambda 6548, 6548$, [Ca II] $\lambda\lambda 7291, 7324$ (табл.2).

Следует отметить, что при низком спектральном разрешении слабые спектральные детали не выделяются. Пример такого эффекта виден при сравнении эмиссии Ca II $\lambda 4226$ на рис.1 и рис.2.

В эмиссии представлены молекулы C_2 и CN. За эмиссионную деталь в области $\lambda\lambda 4000 - 4100$ возможно ответственна эмиссия C_3 , присутствие которой впервые заподозрили у V854 Cen во время глубокого минимума ($\Delta m \approx 6.9$) [5].

Таблица 2

СПИСОК ЭМИССИЙ В СПЕКТРЕ R CrB В ФАЗЕ
МИНИМАЛЬНОГО БЛЕСКА (рис.2)

Элемент, ион, молекула	Длина волны, Å
Ca I	4226
Ca II	3933, 3968
[Ca II]	7291, 7324
He I	3888, 5876, 7065
[N II]	6548, 6584
[O II]	3726, 3729 7318, 7319, 7331
C ₂	4737, 5165, 5636
CN	3883

Запрещенные линии кислорода [OII] $\lambda\lambda$ 3726 – 3729 были зарегистрированы нами в дату JD 2454692 (ранее они не попадали в рабочую область спектрометра), что почти на два года ранее регистрации [10], и присутствовали вплоть до завершения наших соответствующих наблюдений в JD 2455070. Но первая фиксация этих линий произошла на 60 суток ранее при ослаблении блеска около $8^m.4$ [11]. Звезда при таком ослаблении находилась уже около 200 суток (JD 2454430), следовательно, время появления запрещенных эмиссий кислорода можно отнести к промежутку времени между этой датой и датой наблюдений авторов исследования [12] – JD 2454630. Согласно [12], они исчезли к последней дате наблюдений JD 2456199.6 при ослаблении блеска на 6^m . Таким образом общая продолжительность присутствия этих линий достигает 1600 суток; диапазон ослабления блеска $9 \div 6^m$. Эти данные относятся к самой глубокой и продолжительной части минимума блеска. В дальнейшем R CrB стала демонстрировать тенденцию к увеличению блеска, в ходе которого испытала четыре более коротких, но сравнимых по глубине, локальных ослаблений блеска, о запрещенных линиях которых пока нет опубликованных данных.

Впервые запрещенные линии [O II] $\lambda\lambda$ 3726 – 3729 наблюдались у R CrB во время глубокого минимума 1948г. [6] при ослаблении блеска $\Delta m = 7^m.5$, т.е. сразу после наступления фазы минимального блеска, и далее в течение 47 суток (далее наблюдения не проводились) при общей продолжительности фазы минимального блеска около 140 суток. Эта эмиссия предположительно была идентифицирована у V854 Cen во время глубокого минимума 1992г. при ослаблении блеска около $7^m.5$ [5].

Спектры высокого спектрального разрешения в области широких резонансных линий дублета натрия и субординатных линий ИК триплета кальция дают возможность получить представление о движении околозвездного вещества во

время минимума блеска. Перед изучением вопроса о скорости выноса пылевого вещества из окрестностей звезды следует определиться с системой отсчета из-за пульсаций звезды. Здесь воспользуемся результатами [18], согласно которым разное смещение линий высокого и низкого потенциалов возбуждения различных элементов позволило сделать заключение о расширении атмосферы звезды со скоростью не менее 3 км/с, (для уровня образования молекулы C_2 скорость расширения 5 км/с). Положение линий N I с высоким потенциалом возбуждения авторы интерпретировали как гелиоцентрическую лучевую скорость звезды +20.5 км/с. Эмиссия Na , наблюдавшаяся на некоторых фазах пульсаций звезды в спокойном состоянии, имела смещение около -70 км/с относительно фотосферы. В профиле линий поглощения дублета натрия D1 и D2 Na I в исследовании [18] выделили 4 компонента. Выбрать в таком разнообразии компонентов и скоростей нам помогает присутствие узкой межзвездной линии натрия, стабильность положения которой не вызывает сомнений. Гелиоцентрическая скорость последней -20.5 ± 0.5 км/с [18]. Относительно межзвездной линии компоненты A, B, C звездной линии натрия имеют смещение: $+20(\pm 1.3)$, $36(\pm 2)$, $50(\pm 2)$ км/с. Таким образом скорость звезды относительно межзвездной линии 41 км/с. ИК область наших спектрограмм представлена относительно бедным линейчатым спектром, поэтому здесь в качестве отсчета для оценки величины смещения можно использовать положение крыльев широких субординатных линий ИК триплета кальция, так как эти части линий образуются в глубоких слоях атмосферы звезды.

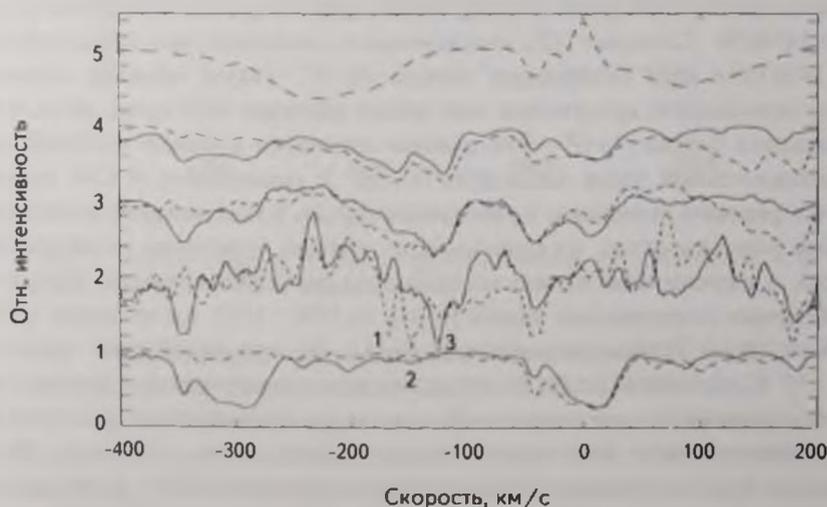


Рис.4 Линии дублета натрия в шкале скорости. Снизу вверх - линии дублета натрия D1 (сплошная линия) и D2 (штриховая линия) соответственно за JD 2453872 (максимум блеска), 6207 (ослабление блеска - $5^m.8$), 6416 ($4^m.8$) и 6916 ($4^m.4$) 1205 ($3^m.5$) со сдвигом на +1, +2, +3 и +4 по шкале интенсивности.

Наши спектры (участки спектра около избранных спектральных линий) относятся к фазе выхода звезды из минимума (рис.4). Наибольшее ослабление блеска было на уровне $5^m.8$ для JD 2456207. Дублирование деталей линий дублета натрия позволяет отличить собственно компоненты линий натрия от линий других элементов и сделать некоторые обобщения, особенно при низком уровне полезного сигнала для JD 2456207 (см. описание наблюдательного материала). Возможно, что в первую дату наших наблюдений высокого спектрального разрешения околозвездная абсорбция имела три узких компонента 1, 2 и 3 (рис.4). В последнюю дату наших спектральных наблюдений и после повторного ослабления на восходящей ветви кривой блеска JD 2456916 уверенно выделяются два компонента, но более широких, чем в первую дату. Во вторую дату отдельные широкие компоненты сформировали одну широкую линию, интенсивность которой спадала при более высоких скоростях расширения. По крайней мере, общей чертой трех профилей околозвездных линий является крутое низкоскоростное крыло и пологое высокоскоростное. Скорости вещества занимают диапазон от 100 до 200 км/с, что не достигает скоростей, достигаемых иногда в минимумах блеска. Например, в 1960г. [7] или в 1999г. максимальное значение было около 300 км/с при среднем значении 225 км/с [19]. На месте звездной линии поглощения находится эмиссия. Ее интенсивность значительно ниже, чем, например, во время минимума 1999г., когда интенсивность мало менялась на протяжении неглубоких минимумов 1998-1999гг. [19]: самый верхний профиль на рис.4. Кроме узкой эмиссии имеется известная широкая эмиссия, присутствие которой можно видеть в первую дату наших наблюдений с высоким спектральным разрешением. Профиль широкой эмиссии (рис.4) сильно искажен сложным профилем широкой околозвездной абсорбции. Можно оценить протяженность профиля от +130 до -280 км/с т.е., среднее смещение около -200 км/с. Если сопоставить эту величину со средним смещением околозвездной абсорбции, то можно допустить, что источник широкой эмиссии расположен выше области образования широкой абсорбции. Согласно формуле (1) из [19] толщина сферического слоя, в котором образуется широкая эмиссия, составляет примерно 0.23 радиуса экранирующей оболочки.

На рис.5 представлен профиль двух линий инфракрасного триплета Ca II $\lambda 8542$ и $\lambda 8662$ за JD 2456916 при ослаблении блеска звезды на $4^m.4$ (синее крыло последней линии деформировано из-за положения линии на краю спектрального порядка эшелераграммы). Асимметричность профилей можно интерпретировать как наличием эмиссии со смещением примерно на 13 км/с, так и отличием фаз пульсаций фотосферы звезды и разных слоев ее протяженной атмосферы (см. выше). Первое допущение

подтверждается сопоставимыми интенсивностями эмиссии, полученными вычитанием профиля линии в максимуме блеска [19] из профиля за JD 2456916 (вставка на рис. 5), и эмиссии в центре линии в минимуме 1998г. (рис. 5). Второй эффект также может иметь место, так как величины смещений находятся в пределах смещений компонентов фотосферных линий натрия (см. выше и [18]). Совмещение профилей линии кальция

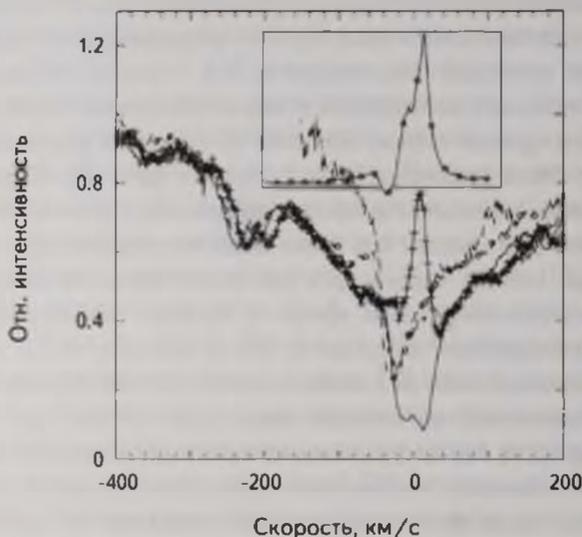


Рис 5. Профили двух линий инфракрасного триплета Ca II $\lambda 8542$ (штриховая линия с кружками) и $\lambda 8662$ (штриховая линия) за JD 2456916 (ослабление блеска $\Delta m \approx 4^m 4$). Сплошная линия - профиль линии $\lambda 8542$ в максимуме блеска JD 2451038 (1998г.), сплошная линия с плюсами - ее профиль в минимуме 1998г. (JD 2451069, $\Delta m \approx 2^m 3$). Во вставке сплошная линия с кружками - "эмиссия" в линии Ca II $\lambda 8542$ (для удобства отображения шкала интенсивности уменьшена в 10 раз и смещена на +0.7).

$\lambda 8542$ для минимумов блеска 1998 и 2014гг. с линией для максимума блеска 1998г. [19] выявило смещение эмиссий +4 км/с для крыльев и +22 км/с для центра эмиссий второго (2007-2015гг.) минимума относительно первого (1998-1999гг.) и зеркальную симметрию их профилей. Околозвездные компоненты у ИК линий кальция не выделяются.

4. *Дискуссия.* При первичном анализе данных наблюдений становится ясным, что спектр при данном минимуме в общих чертах не отличается от предыдущих [1,2]. По мере ослабления блеска звезды ее спектр из абсорбционного трансформируется в эмиссионный (рис.1), что продемонстрировала первая наша спектрограмма (JD 2454314) с известными узкими эмиссиями Ti II, Sc II и др. [4,7,16]. Следующий спектр с таким же спектральным разрешением (JD 2454546) показал тенденцию ослабления узких эмиссий. Низкое спектральное разрешение последующих спектров

в стадии наибольшего ослабления звезды не позволило обнаружить присутствие многочисленных узких эмиссионных линий, всегда наблюдаемых в минимумах блеска (см., например, [16]). Нам были доступны наиболее интенсивные широкие эмиссии, наблюдаемые во время минимумов блеска (D Na I; He I $\lambda 3889$, $\lambda 7065$; H & K Ca II) (рис.2). Область возникновения этих широких эмиссий можно отождествить с пылевыми, перманентной и экранирующей, оболочками [4]. Перманентная оболочка может простираться на значительные расстояния от звезды (до $2''.5$ или 6000 а.е. у V854 Cen [20]). Кинетическая энергия атомов гелия, самых легких и многочисленных частиц в потоке вещества, истекающего со скоростью не менее 200 км/с, достигает 800 эВ, но относительное движение в этом потоке - дрейф пылинок через газ - происходит со скоростью не более 20 км/с [21]. Такая относительная скорость может обеспечить энергию необходимую для ионизации и возбуждения широких эмиссий Ca II и Na I (≤ 6 эВ). Фиксация запрещенных линий иона кислорода [O II] $\lambda\lambda 3727 - 3729$ у R CrV в текущем минимуме ([12], данная работа) на протяжении четырех лет при ослаблении блеска $6+9^m$ и в минимуме 1948г. [6], а также у V854 Cen [5] дает нам основание для отнесения этих линий к разряду традиционных деталей глубоких минимумов блеска: отсутствие соответствующей аппаратуры и наблюдений было причиной незнания этого факта. Происхождение этих и других линий, например, [SII] $\lambda 6717$ и $\lambda 6731$ относят к областям околос звездных окрестностей с электронной плотностью не более 10^3 см³ [10,22], т.е. к более удаленным от звезд в отличие от области возникновения запрещенных линий [O II] $\lambda\lambda 7318 - 7330$ с электронной плотностью не более 5×10^6 см³ [22]. Для возбуждения линий [O II] $\lambda\lambda 3727 - 3729$ необходима энергия менее 4 эВ. Регистрация ультрафиолетовых линий кислорода послужила Хербигу [23] поводом для поиска туманности около R CrV посредством прямых фотографических наблюдений во время наибольшего ослабления ($\Delta m \approx 8^m$) в III Большом минимуме в 1964г., но результат поиска был отрицательным. В работе [10] возможную протяженность этой туманности для R CrV оценили около $0''.59$, что было ниже угловой разрешающей способности аппаратуры во время выполнения наблюдений [23].

В работе [24] приводят поток в эмиссии D Na I в минимумах 1995-1996 и 2003гг. $(1.4 \div 1.7) \pm 0.2 \times 10^{-12}$ эрг см² с⁻¹. Сравнимую величину, 0.7×10^{-12} эрг см² с⁻¹, по нашей оценке имел поток в этой эмиссии в 2008-2009гг., а также в 2001г. на начальном этапе восстановления блеска из минимума 2000г. [25]. Но на стадии выхода из минимума блеска можно отметить уменьшение потока в эмиссионных линиях D Na I (рис.4) до значений около 0.25×10^{-12} эрг см² с⁻¹. Если обратиться к данным рис.22 из работы [3], то можно сказать, что на стадии восстановления блеска

после минимума блеска 1995-1996гг. также имело место понижение потока в эмиссиях натрия. В текущем минимуме эмиссия в линиях ИК триплета Са II также, по-видимому, уменьшила свою интенсивность: наш единственный профиль линии кальция $\lambda 8542$ на стадии восстановления блеска показывает только деформированное узкой эмиссией длинноволновое крыло центральной абсорбции, тогда как в минимуме 1998г. присутствовала только узкая эмиссия на фоне неискаженных широких абсорбционных крыльев (сообщения о широкой эмиссии в линиях ИК триплета кальция, подобной линиям дублета натрия, отсутствуют). Авторы [10] также отметили уменьшение потока энергии в линиях [N II] в 1.7 раза за два года наблюдений. Такой набор данных позволяет сказать, что поток в эмиссионных линиях натрия у R CrB во время минимума блеска меняется менее порядка величины, тогда как блеск звезды падает более чем на три порядка. Следовательно, экранирующая среда не оказывает существенного влияния на источник эмиссии, который в нашей интерпретации [4,13,26,27] находится в области формирования пылевых, перманентной и экранирующей, околозвездных оболочек. Однако этот вопрос требует более детального рассмотрения, так как эмиссия натрия имеет два компонента: узкий, с полушириной один-два десятка км/с и широкий, с полушириной около двух-трех сотен км/с.

К отличительной черте заключительной фазы текущего IV-го Большого минимума блеска можно отнести факт понижения скоростей движения пылинок во внешние слои звезды, по крайней мере, в сравнении с неглубоким минимумом 1998-1999гг.: разница достигает 1.5 раза. Скорость движения пылевых частиц зависит от двух факторов: светимости звезды и торможения при движении пылинки через газовую составляющую окрестностей звезды [21]. Последовательность экранирующих оболочек, образовавшихся в течение нескольких лет, создает эффект одной непрерывной газопылевой оболочки с внутренним радиусом 1.5-3 радиуса звезды. Это становится ясным, если сделать оценку радиального распределения газопылевых слоев, исходя из факта, что в каждую пульсацию может образоваться новый слой и средняя скорость его движения около 100 км/с: ускорение от 0 км/с до 200 км/с происходит за 40 суток [19], что соизмеримо с периодом пульсаций звезды. При размерах звезды и экранирующей оболочки (табл.3 из 1 части данного исследования) получаем разделение оболочек около 5% радиуса оболочки. За год образуется не менее 10 экранирующих оболочек, а к началу наших наблюдений высокого спектрального разрешения было образовано более 50-ти таких оболочек.

Остается обратить внимание на наиболее важную характеристику текущего минимума - многолетнюю продолжительность фазы исключительного ослабления блеска звезды, которая в разной степени вырази-

тельности повторяется с цикличностью 46 лет. Ослабление блеска - это образование пыли на луче зрения, а значит каждые 46 лет создаются особые долговременные условия, облегчающие процесс образования пылинок. В связи с этим следует обратить внимание на известные подобные условия. В настоящее время установлено, что процесс конденсации пылинок контролируется пульсациями звезды [28-30]. Но каких-либо трендов в изменении пульсаций перед предстоящим минимумом блеска не обнаружено. Далее можно обратить внимание на роль водорода в переменности типа RCB. Давно было обращено внимание на отсутствие данной переменности у так называемых углеродных звезд с дефицитом водорода - HdC звезд (HD 182040 и несколько подобных звезд), у которых водород находится в большем дефиците, чем у самой R CrB и подобных звезд. Мнение, что для возникновения переменности типа RCB необходим дефицит водорода, привело к поиску эволюционных сценариев возникновения дефицита водорода как причины появления этой уникальной переменности. Но в последние десятилетия переменность типа RCB была обнаружена у V854 Cep и неожиданно на наших глазах развилась у FG Sge. Дефицит водорода у них только намечился. Первая попала в поле зрения исследователей 30 лет назад: не исключено, что это произошло в результате снижения активности процессов пылеобразования, и звезда больше времени стала проводить в максимуме блеска. FG Sge из-за своей уникальной истории развития переменности была объектом постоянного внимания наблюдателей, поэтому первый же минимум блеска типа RCB был хорошо охвачен наблюдениями, как и последующие. FG Sge за 15 лет с момента развития переменности типа RCB в 1992г. приобрела высокую степень активности: практически постоянно находится в состоянии ослабления блеска на 6-9^m [31]. Эти факты были суммированы в работах [32,33]: интервалы времени между последовательными минимумами уменьшаются с уменьшением дефицита водорода. Следовательно, можно говорить, что чем больше водорода, тем более активной будет звезда, большей будет частота минимумов блеска. В результате может возникать состояние длительного ослабления блеска. В детальном исследовании [34] возможных цепочек химических процессов при пылеобразовании водороду отводится важная роль. Теперь возникает вопрос происхождения требуемого циклического увеличения содержания водорода в атмосфере звезды и амплитуды этих увеличений. Аргументом против последнего представления может быть кратность периодов трех циклическостей в долговременной переменности R CrB: (46 лет): (4284 суток): (1100 суток) = 16 : 4 : 1. Поэтому, возможно существуют и другие причины 46-летней циклическости. Например, на некоторые размышления может подтолкнуть сравнимость длительности 4284-суточного цикла у R CrB и солнечного 11-летнего цикла. В поиске

причин развития переменности типа RCB следует учитывать одну особенность процесса конденсации углеродной пыли: минимумы блеска с небольшим ослаблением (2-3^m) происходят менее часто, чем более глубокие [35], и минимумы блеска, которые допускают представление о них как следствие образования единственной экранирующей оболочки, более редкие, чем случаи образования последовательности экранирующих оболочек.

5. Заключение. Исключительная длительность и глубина падения блеска во время IV-го Большого минимума блеска R CrB, начавшегося в 2007г. и продолжающегося до сих пор, никак не отразились на известном, типичном поведении спектра звезды. Если будут найдены какие-либо неизвестные ранее детали, то они скорее будут следствием недостаточности наблюдательного материала, чем следствием уникальности события. Фиксация некоторых ранее редко наблюдаемых спектральных линий, например, запрещенных линий иона кислорода [O II] $\lambda\lambda 3726 - 3729$, обусловлена появлением чувствительных приемников излучения в этом диапазоне спектра. Наши и опубликованные наблюдения позволяют говорить о длительном существовании этих линий: более 1500 суток. Наблюдаемыми они становятся вследствие ослабления излучения звезды экранирующей оболочкой. Нет данных о переменности потока излучения в запрещенных линиях кислорода. Но достаточно данных, чтобы сказать об устойчивом существовании области низкой электронной плотности ($n_e \leq 100 \text{ см}^{-3}$). Скорее всего эта область более удалена от звезды, чем область формирования широких эмиссий, слабеющих в несколько раз в течение минимума.

Критичными для выяснения относительного расположения экранирующей пыли и областей образования широких и узких эмиссий могут быть результаты новой спектрополяриметрии с более высоким спектральным разрешением, чем упомянутые в [2].

В последнее время наши знания о звездах с переменностью типа R Северной Короны существенно детализировались, особенно в результате спектроскопии высокого спектрального разрешения, но ощущается кратковременность этих и других наблюдений, особенно спектрополяриметрии, для получения обобщающих выводов, выявления основополагающих закономерностей. Важно понимать, что мы имеем дело не с переменными типа R Северной Короны, а с феноменом типа R Северной Короны, который возникает у пульсирующих звезд с высоким содержанием углерода при пониженном содержании водорода и с высоким темпом потери массы, что способствует образованию углеводородной пыли в верхних слоях атмосферы звезды. Нам представляется необходимым несколько поменять очередность причин и следствий феномена RCB. Упрощенно это выглядит следующим образом. У звезды с высоким темпом потери массы сначала развивается избыток углерода при пониженном содержании водорода, что

способствует конденсации углеродной пыли в окрестностях звезды. Пульсации создают условия для конденсации пыли на более близких к поверхности звезды расстояниях. По мере потери слоев атмосферы звезды с высоким содержанием водорода переменность типа R Северной Coronы угасает: частота и амплитуда минимумов уменьшается. Эту последовательность можно проиллюстрировать следующими звездами: V854 Cep - SU Tau - R CrB - UV Cas - XX Cam. Очень высокая светимость звезды, первоначально считавшаяся необходимым требованием для развития переменности типа RCB, не является обязательным условием. По-видимому, нет неопровержимых аргументов при выборе между двумя модельными подходами, облачной и оболочечной структуры околосредней пылевой среды, при интерпретации минимумов блеска типа RCB. Облачная модель хорошо проработана в серии работ Пугача [36, там же ссылки на предыдущие статьи], расчеты отдельных аспектов переменности провел Ефимов [37]. Интерпретация в рамках одной модели может помочь в решении проблем второй модели: экранирующая оболочка и облако на определенных этапах своего развития мало различимы.

Автор признателен сотрудникам Крымской астрофизической обсерватории С.Сергееву, Т.Тарасовой, С.Назарову за помощь в наблюдениях и предоставленную возможность использования наблюдений звезд-стандартов; С.С. любезно предоставил нам также данные по атмосферной экстинкции в КрАО и пакет программ для обработки спектральных изображений. Автор признателен Г.Галазутдинову за возможность использования программного пакета обработки спектральных данных DECH20 и Т.Кипперу за предоставление участка спектра R CrB в области линий дублета натрия в минимуме 2000г. Это исследование было выполнено с использованием базы данных SIMBAD (Страсбург, Франция).

Главная астрономическая обсерватория, НАН Украины, Киев,
Украина, e-mail: aeros@mao.kiev.ua

THE IV-TH GREAT VISUAL LIGHT MINIMUM OF R CrB. II. SPECTRAL OBSERVATIONS

A.E.ROSENBUSH

Results of spectral observations of the low and high spectral resolution at basic stages a unique long and deep visual light minimum of R CrB at 2007-2015.

The development of the spectrum showed the typical known patterns of changes of line and molecular spectrum: the replacement of the absorption spectrum in the emission. Significant and sustained weakening of the radiation of a star provided registration is rarely observed forbidden emission lines. In particular, the line [OII] $\lambda\lambda 3726 - 3729$ existed in the period of 1500 days when the star was weakened at $6 \div 9^m$. The remove velocity of dust in circumstellar environs had decreased about 1.5 times from the typical value what has been interpreted as the formation of multilayer circumstellar dust shell with an inner radius of $1.5 \div 3$ stellar radii. It suggests some possible reasons of light minima of R CrB with the duration and the deep of such a minimum 2007-2015.

Key words: *stars: variability of R CrB type: photometry: R CrB*

ЛИТЕРАТУРА

1. А.Э.Розенбуш, *Астрофизика*, **39**, 145, 1996, (*Astrophysics*, **39**, 78, 1996).
2. G.C.Clayton, *Publ. Astron. Soc. Pacif.*, **108**, 225, 1996.
3. N.K.Rao, D.K.Lambert, M.T.Adams et al., *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **310**, 717, 1999.
4. А.Э.Розенбуш, *Астрофизика*, **43**, 587, 2000, (*Astrophysics*, **43**, 435, 2000).
5. N.K.Rao, D.L.Lambert, *Astron. J.*, **105**, 1915, 1993.
6. G.H.Herbig, *Astrophys. J.*, **110**, 143, 1949.
7. C.Payne-Gaposchkin, *Astrophys. J.*, **138**, 320, 1963.
8. D.Kilkenny, F.Marang, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **238**, 1, 1989.
9. G.Gonzalez, D.L.Lambert, G.Wallerstein et al., *Astrophys. J., Suppl. Ser.*, **114**, 133, 1998.
10. N.K.Rao, D.L.Lambert, *Planetary Nebulae: An Eye to the Future*, IAU Symp. No 283, Proceedings of the IAU, 7, 476, 2012.
11. N.K.Rao, D.L.Lambert, *Recent Advances in Spectroscopy, Astrophysics and Space Science Proceedings*, Eds: R.K.Chaudhuri, M V Mekkaden, A.V.Raveendran, A.S.Narayanan, Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 177, 2010 (astro-ph: arXiv:1002.3433v1).
12. S.B.Howell, T.A.Rector, D.Walter, *Publ. Astron. Soc. Pacif.*, **125**, 879, 2013.
13. А.Э.Розенбуш, *Astron. Soc. Pacif., Conf. Ser.*, **391**, 39, 2008.
14. А.В.Харитонов, В.М.Терещенко, Л.Н.Князева, *Спектрофотометрический каталог звезд*, Алма-Ата, Наука, 198, 1988.
15. И.Б.Волошина, И.Н.Глушнев, В.Т.Дорошенко и др., *Спектрофотометрия ярких звезд*, М., Наука, 255, 1982.
16. А.Э.Розенбуш, *Кинематика и физика небесных тел*, **2**, 83, 1986.
17. А.Э.Розенбуш, *Астрометрия и Астрофизика*, **38**, 36, 1979.
18. N.K.Rao, D.L.Lambert, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **284**, 489, 1997.

19. *A.Э.Розенбуш*, *Астрофизика*, **44**, 97, 2001, (*Astrophysics*, **44**, 78, 2001).
20. *G.C.Clayton, T.R.Ayres*, *Astrophys. J.*, **560**, 986, 2001.
21. *Yu.A.Fadeyev*, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **233**, 65, 1988.
22. *T.Kogure, K-Ch Leung*, *Astrophys. Space. Sci. Library*, **342**, 537, 2007.
23. *G.H.Herbig*, *Mem. Soc. Roy. Sci. Liege*, **18**, 353, 1969.
24. *N.K.Rao, D.L.Lambert, M.D.Shetrone*, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **370**, 941, 2006.
25. *T.Kipper*, *Inf. Bull. Var. Stars*, **5063**, 1, 2001.
26. *A.E.Rosenbush*, *Astron. Soc. Pacif., Conf. Ser.*, **96**, 91, 1996.
27. *A.E.Rosenbush*, *Kinematics and Phys. Celest. Bodies, Suppl. Ser.*, **3**, 399, 2001.
28. *M.W.Feast*, *Astron. Soc. Pacif., Conf. Ser.*, **96**, 3, 1996.
29. *A.F.Pugach*, *Inf. Bull. Var. Stars*, 1277, 1977.
30. *J.W.Menzies, M.W.Feast*, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **285**, 358, 1997.
31. *A.Э.Розенбуш, Ю.С.Ефимов*, *Астрофизика*, **58**, 57, 2015, (*Astrophysics*, **58**, 46, 2015).
32. *J.Jurcsik*, *Astron. Soc. Pacif., Conf. Ser.*, **96**, 96, 1996.
33. *J.Jurcsik*, *Acta Astron.*, **46**, 325, 1996.
34. *A.Goeres*, *Astron. Soc. Pacif., Conf. Ser.*, **96**, 69, 1996.
35. *A.E.Rosenbush*, *Hydrogen Deficient Stars and Related Objects, IAU Coll.* **87**, 173, 1986.
36. *А.Ф.Пугач, Г.У.Ковальчук*, *Астрон. ж.*, **71**, 250, 1994.
37. *Ю.С.Ефимов*, *Астрон. ж.*, **67**, 494, 1990.

The first part of the report deals with the general situation of the country, and the progress of the war. It is a very interesting and valuable document, and one which should be read by every citizen of the United States. The author has done his duty, and has given us a true and accurate picture of the state of the country.

The second part of the report deals with the military operations of the army. It is a very detailed and complete account of the campaigns of the army, and of the battles which it has fought. It is a very interesting and valuable document, and one which should be read by every citizen of the United States.

The third part of the report deals with the financial operations of the government. It is a very detailed and complete account of the revenue and expenditures of the government, and of the state of the public debt. It is a very interesting and valuable document, and one which should be read by every citizen of the United States.

The fourth part of the report deals with the operations of the navy. It is a very detailed and complete account of the operations of the navy, and of the state of the fleet. It is a very interesting and valuable document, and one which should be read by every citizen of the United States.

The fifth part of the report deals with the operations of the army and navy together. It is a very detailed and complete account of the operations of the army and navy, and of the state of the fleet. It is a very interesting and valuable document, and one which should be read by every citizen of the United States.

The sixth part of the report deals with the operations of the army and navy together. It is a very detailed and complete account of the operations of the army and navy, and of the state of the fleet. It is a very interesting and valuable document, and one which should be read by every citizen of the United States.

The seventh part of the report deals with the operations of the army and navy together. It is a very detailed and complete account of the operations of the army and navy, and of the state of the fleet. It is a very interesting and valuable document, and one which should be read by every citizen of the United States.

The eighth part of the report deals with the operations of the army and navy together. It is a very detailed and complete account of the operations of the army and navy, and of the state of the fleet. It is a very interesting and valuable document, and one which should be read by every citizen of the United States.

The ninth part of the report deals with the operations of the army and navy together. It is a very detailed and complete account of the operations of the army and navy, and of the state of the fleet. It is a very interesting and valuable document, and one which should be read by every citizen of the United States.

The tenth part of the report deals with the operations of the army and navy together. It is a very detailed and complete account of the operations of the army and navy, and of the state of the fleet. It is a very interesting and valuable document, and one which should be read by every citizen of the United States.

О ВОЗНИКНОВЕНИИ ВРАЩЕНИЯ ВО ВСЕЛЕННОЙ

А.М.КРИГЕЛЬ

Поступила 16 февраля 2016

Принята к печати 24 августа 2016

В рамках ньютоновского приближения рассмотрена эволюция малых возмущений в идеальном газе, порожденных гравитационной неустойчивостью. В отличие от классической теории, во внимание приняты эффекты, связанные с флуктуационным потоком вещества. Показано, что при достаточно малом волновом числе, возможен рост как продольных, так и вихревых возмущений, что дает объяснение происхождению вращения галактик в первично однородной, изотропной безвихревой Вселенной.

Ключевые слова: *Космология: Гравитационная неустойчивость*

1. *Введение.* В большинстве современных космологических моделей полагается, что галактики возникают из однородного распределения вещества в результате роста начальных возмущений под действием гравитационной неустойчивости. При этом различают три вида начальных возмущений [1,2]:

1. адиабатические безвихревые,
2. адиабатические вихревые,
3. энтропийные.

Из теории гравитационной неустойчивости, основанной на классической гидродинамике [3,4], следует, что вихревые возмущения не могут расти. Это утверждение является следствием теоремы Гельмгольца-Кельвина о сохранении циркуляции скорости по замкнутому пути. В таком случае возникает вопрос: почему же наблюдаемое вещество во Вселенной находится преимущественно во вращении? Известны три подхода к разрешению этой проблемы:

1. Вайцекер и Гамов [5,6] предположили, что вращение во Вселенной по неясной причине существовало с самых ранних этапов ее эволюции, еще до рекомбинации ("вихревая теория"). В рамках этой теории наблюдаемое сейчас вращение галактик рассматривается как реликтовое, оставшееся в наследство от первичных фотонных вихрей.

2. В соответствии с "приливной теорией" [7-9] на ранних этапах развития Вселенной вращения не существовало. Но оно могло появиться после рекомбинации и конденсации вещества в протогалактиках вследствие

последующей приливной эволюции.

3. Согласно "ударной теории" [10-13] наблюдаемое вращение галактик могло стать результатом взаимодействия асимметричных протогалактик с ударной волной, возникающей в момент рекомбинации остывающей Вселенной.

Каждая из перечисленных теорий имеет свои трудности. Предположения, лежащие в их основе, представляются, хотя и допустимыми, но довольно искусственными (см. [14,15]). Это дает основание утверждать, что проблема происхождения вращения галактик осталась не завершенной.

Известные подходы к решению вопроса об эволюции вихревого возмущения во Вселенной опираются на теорему Гельмгольца-Кельвина. Эта теорема бесспорна для невязкого несжимаемого идеального газа. Эволюция вихря скорости потока с учетом вязкости и бароклинности подчиняется более общему уравнению Фридмана [16]. Однако в однородном и изотропном газе ни вязкость, ни бароклинность не могут стать причиной возникновения вихря. В работах [17,18] было доказано, что теорема Гельмгольца-Кельвина нарушается также в случае, если в сжимаемом газе возникает поток вещества, порожденный флуктуациями. Оказалось, что турбулентная часть сил инерции, связанных с таким потоком, может обратимо передавать энергию и угловой момент между мелкомасштабными возмущениями и упорядоченным вращением [18,19]. По этой причине, в отличие от классической теории гравитационной неустойчивости, вихревые возмущения могут стать нестационарными. Такой эффект в космологии ранее во внимание не принимался. Целью данной работы является пересмотр нерелятивистской теории гравитационной неустойчивости с учетом влияния турбулентного потока вещества.

2. Гравитационная неустойчивость турбулентного газа

Задача гравитационной неустойчивости однородного распределения вещества в рамках ньютоновской механики впервые была рассмотрена Джинсом [3,4]. Известно, что эта теория не вполне корректна (см. [1]). Тем не менее, подход Джинса весьма прост и дает качественно верный результат. Поэтому, на первом этапе, представляет интерес изучить влияние турбулентности на гравитационную неустойчивость в рамках теории Джинса.

Рассмотрим идеальный турбулентный газ, для которого применимо обычное понятие осреднения по Рейнольдсу [20]. Под турбулентными возмущениями будем понимать флуктуации состояния любой природы, в том числе звук. Запишем осредненное уравнение неразрывности

$$\frac{\partial \bar{\rho}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} (\bar{\rho} v_i + S_i) = 0, \quad (1)$$

где ρ - плотность, v_i - скорость, $S_i = \bar{\rho}' v_i'$ - турбулентный поток

вещества (турбулентный импульс). Здесь и ниже по дважды повторяющимся индексам подразумевается суммирование, черта сверху - знак осреднения, штрих - отклонения от среднего.

Осредненное уравнение Пуассона имеет вид

$$4\pi\bar{\rho} = \frac{\partial^2 \bar{\rho}}{\partial x_i \partial x_i} \quad (2)$$

где G - гравитационная постоянная, ρ - гравитационный потенциал.

Осредненные уравнения Навье-Стокса (уравнения Рейнольдса) [20] запишем в виде

$$\frac{\partial}{\partial t} (\bar{\rho} v_i + S_i) + \frac{\partial}{\partial x_k} (\bar{\rho} v_i v_k + S_i v_k + S_k v_i + \tau_{ik}) + \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \bar{\rho} \frac{\partial \bar{v}}{\partial x_i} + \bar{\rho} \frac{\partial \bar{v}'}{\partial x_i} = 0, \quad (3)$$

где p - давление, $\tau_{i,k} = \bar{\rho} v'_i v'_k + \rho' v'_i v'_k$ - тензор турбулентных напряжений. В соответствии с полуэмпирической теорией турбулентности [20], будем считать, что для изотропной турбулентности справедливо

$$\tau_{i,k} = -K \bar{\rho} \left(\frac{\partial v_i}{\partial x_k} + \frac{\partial v_k}{\partial x_i} \right), \quad \text{при } i \neq k$$

$$\tau_{i,k} = \frac{1}{3} \bar{\rho} b^2, \quad \text{при } i = k, \quad (4)$$

где $\bar{\rho} b^2 = \tau_{i,i}/2$ - плотность кинетической энергии турбулентности, b - скорость турбулентных флуктуаций, l - масштаб турбулентности (путь смещения) [20].

Рассмотрим идеальный газ, удовлетворяющий уравнению состояния, записанного для осредненных величин

$$\bar{p} = \frac{R \bar{\rho} \bar{T}}{\mu} = \frac{\bar{\rho} v_s^2}{\gamma}, \quad (5)$$

где R - универсальная газовая постоянная, T - температура, μ - молярная масса, v_s - адиабатическая скорость звука, $\gamma = C_p/C_v$ - показатель адиабаты, C_p - удельная теплоемкость в изобарном процессе, C_v - удельная теплоемкость в изохорном процессе. Отметим, что \bar{p} и \bar{T} считаются здесь обобщенными параметрами состояния, учитывающими поправки, порожденные турбулентностью [21], а именно:

$$\bar{p} = \delta \bar{p}_0, \quad (6)$$

$$\bar{T} = \delta \bar{T}_0, \quad (7)$$

где

$$\delta = 1 + \frac{b^2}{C_p \bar{T}_0} + \frac{\bar{\rho}' \bar{T}'_0}{\bar{\rho} \bar{T}_0}, \quad (8)$$

- параметр, характеризующий интенсивность турбулентности, а p_0 и T_0 - "локальные" давление и температура, понимаемые в общепринятом смысле. В [22] получено кинетическое соотношение для турбулентного импульса, которое мы запишем в виде

$$S_i = -\alpha l b \left(\frac{\rho F_i}{\eta v_s^2} + \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} \right), \quad (9)$$

где

$$F_i = \frac{\partial \bar{v}_i}{\partial t} + v_k \frac{\partial \bar{v}_i}{\partial x_k} + \frac{\partial \bar{\varphi}}{\partial x_i} + \frac{\rho' \partial \bar{\varphi}'}{\rho \partial x_i}, \quad (10)$$

- полное ускорение, порожденное тяготением и инерцией, $\alpha > 0$ - отношение коэффициента турбулентной диффузии к коэффициенту турбулентной вязкости, а значение параметра η определяется термодинамическими свойствами турбулентных флуктуаций.

Будем предполагать, что турбулентные возмущения политропические с постоянным показателем политропы, равным

$$\kappa = \frac{C_p - C}{C_v - C},$$

где C - удельная теплоемкость газа. Тогда, следуя [22], получим, что

$$\eta = \frac{\gamma - \kappa + \gamma \kappa (\kappa - 1)}{\gamma (\gamma - 1)}. \quad (11)$$

Пусть однородное распределение газа, находящегося в покое, нарушено малым возмущением в виде плоской волны, характеризуемой частотой ω и волновым числом k . Представим возмущенное состояние в виде

$$\begin{aligned} \lambda &= \exp(\omega t + i k x_i), \quad \bar{v}_i = v_i \lambda, \quad S_i = \bar{\rho} \sigma_i \lambda, \\ \bar{\varphi} &= \bar{\varphi} + \xi \lambda, \quad \bar{\rho} = \bar{\rho}(1 + \beta \lambda), \quad \bar{p} = \bar{p} + \bar{\rho} \varepsilon \lambda, \end{aligned} \quad (12)$$

где $\bar{\rho}$, \bar{p} , $\bar{\varphi}$ - константы, характеризующие невозмущенное состояние, λ , v_i , σ_i , ξ , β , ε - амплитуды малых возмущений. Если выражения (12) подставить в уравнения (1)-(11) и пренебречь произведениями малых возмущений, то мы приходим к системе линеаризованных уравнений:

$$\begin{aligned} \beta \omega + i k_i (v_i + \sigma_i) &= 0, \quad 4\pi G \bar{\rho} \beta + k^2 \xi = 0, \quad \omega (v_i + \sigma_i) + i k_i (\varepsilon + \xi) = 0, \\ \sigma_i &= -\alpha l b \left[\frac{\omega v_i + i k_i \xi}{\eta v_s^2} + i k_i \beta \right], \quad \varepsilon = \frac{\beta \kappa v_s^2}{\gamma}. \end{aligned} \quad (13)$$

Рассмотрим сначала продольные возмущения, для которых $k \parallel \bar{v}$. Для них из (13) следует, что

$$\omega^2 + k^2 v_s^2 \left(1 - \frac{4\pi G \bar{\rho} \gamma}{\kappa k_0^2 v_s^2} \right) = 0. \quad (14)$$

Из полученного дисперсионного соотношения (14) вытекает, что

продольные возмущения растут ($\Re\omega \geq 0$), если

$$k_0^2 \leq \frac{4\pi G \bar{\rho} \gamma}{\kappa v_s^2}. \quad (15)$$

Для вихревых возмущений $k_1 \perp \bar{v}$. Тогда из (13) мы находим соответствующее дисперсионное соотношение:

$$\omega + \alpha b k_1^2 \left(1 - \frac{4\pi G \bar{\rho}}{\eta k_1^2 v_s^2} \right) = 0. \quad (16)$$

Вихревые возмущения станут расти, если

$$k_1^2 \leq \frac{4\pi G \bar{\rho}}{\eta v_s^2}. \quad (17)$$

Полученные нами неравенства (15) и (17) являются условиями гравитационной неустойчивости турбулентного идеального газа, заменяющие собою условия Джинса.

3. *О природе вращения во Вселенной.* Рассмотрим малые адиабатические возмущения одноатомного газа, для которого $\kappa = \gamma = 5/3$. Тогда из (11) следует, что $\eta = \gamma$. В таком случае (15) сводится к известному условию Джинса возникновения гравитационной неустойчивости в однородном и изотропном газе. Объединяя (15) и (17), получим соотношение для критических значений волновых чисел (помеченных знаком "^^"):

$$\hat{k}_0^2 = \frac{4\pi G \bar{\rho}}{v_s^2} = \frac{5}{3} \hat{k}_1^2. \quad (18)$$

Из условий (15) и (18) вытекает, что в случае, если $k^2 > \hat{k}_0^2$, то возмущения будут устойчивыми. В интервале $\hat{k}_1^2 \leq k^2 \leq \hat{k}_0^2$ гравитационно-неустойчивыми оказываются только продольные возмущения. Если же $k^2 < \hat{k}_0^2$, то газ становится гравитационно-неустойчивым как для продольных, так и для вихревых возмущений. Из (16) также вытекает, что скорость роста вихревых возмущений пропорциональна масштабу турбулентности и скорости турбулентных флуктуаций.

Мы приходим к выводу о том, что рост вихревых возмущений во Вселенной связан с турбулентным потоком вещества. Участвуя в аккреции, этот поток, с одной стороны, поддерживает гравитационную неустойчивость, а с другой стороны, связанная с этим потоком турбулентная сила инерции передает энергию и угловой момент от мелкомасштабных возмущений к упорядоченному вращению, что и приводит к раскручиванию галактик. Рассмотренный эффект развивает, полученный ранее, вывод о неустойчивости вращения газовой компоненты как в ядре галактики, так и за его пределами [23,24].

Данная работа выполнялась при постоянном внимании и поддержке В.Г.Горбацкого.

Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург, Россия, e-mail: amkrigel@gmail.com

ON THE ORIGIN OF ROTATION IN THE UNIVERSE

A.M.KRIGEL

The evolution of small perturbations in an ideal gas generated by gravitational instability within the framework of the Newtonian approach is considered. Effects associated with turbulent flow of matter are taken into account. In contrast to the classical theory, it is shown that for sufficiently small wave number, growth is possible both longitudinal and vortex disturbances that explains the origin of galaxies rotation in the primary homogeneous isotropic and irrotational universe.

Key words: *Cosmology: Gravitational instability*

ЛИТЕРАТУРА

1. Я.Б.Зельдович, И.Д.Новиков, Строение и эволюция Вселенной, М., Наука, 1975.
2. В.Г.Горбацкий, Введение в физику галактик и скоплений галактик, М., Наука, 1986.
3. J.H.Jeans, Phil. Trans. Roy. Soc. London A, **199**, 1, 1902.
4. J.H.Jeans, Astronomy and cosmogony, Cambridge University Press, Cambridge, 1928.
5. G.Gatow, Phys. Rev., Ser. 2, **86**, 251, 1952.
6. C.F. von Waizsacker, Astrophys. J., **114**, 165, 1951.
7. F.Hoyle, "Symposium on the motion of gaseous masses of cosmical dimensions. Paris, 1949", 195, 1951.
8. P.J.E.Peebles, Astrophys. J., **155**, 393, 1969.
9. K.Tomita, Research institute for theoretical physics. Hiroshima University, **14**, 1, 1972.
10. А.Д.Чернин, Письма в ЖЭТФ, **11**, 317, 1970.
11. A.D.Chernin, Nature, **226**, 317, 1970.

12. *А.Д.Чернин*, *Астрофизика*, **13**, 69, 1977, (*Astrophysics*, **13**, 35, 1977).
13. *Л.Э.Гуревич, А.Д.Чернин*, *Введение в космогонию*, М., Наука, 1978.
14. *E.R.Harrison*, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **154**, 167, 1971.
15. *B.J.T.Jones*, *Rev. Mod. Phys.*, **48**, 107, 1976.
16. *А.А.Фридман*, *Опыт гидромеханики сжимаемой жидкости*, Л.-М., ОНТИ, 1934.
17. *А.М.Кригель*, *Письма в ЖЭТФ*, **7**, 1300, 1981.
18. *А.М.Krigel*, *Geophys., Astrophys. Fluid Dynamics*, **24**, 213, 1983.
19. *А.М.Krigel*, *Geophys., Astrophys. Fluid Dynamics*, **16**, 1, 1980.
20. *А.С.Монин, А.М.Яглом*, *Статистическая гидромеханика. Часть 1*, М., Наука, 1965.
21. *А.М.Кригель*, *ЖТФ*, **53**, 2282, 1983.
22. *А.М.Кригель*, *ЖТФ*, **84**, 141, 2014.
23. *А.М.Кригель*, *Астрономический ж.*, **60**, 242, 1983.
24. *А.М.Кригель*, *Астрофизика*, **35**, 85, 1991, (*Astrophysics*, **35**, 297, 1991).

ТРУДНОСТИ В ОЦЕНКАХ ФИЗИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ КОМПАКТНЫХ РАДИОИСТОЧНИКОВ В АЯГ

В.С.АРТЮХ

Поступила 8 июня 2016

Принята к печати 24 августа 2016

Проведен анализ различных факторов, влияющих на оценки физических параметров компактных радиоисточников, находящихся в активных ядрах галактик (АЯГ), полученных с помощью методики, основанной на однородной модели источника синхротронного излучения. Установлено, что форма зависимости плотности энергии релятивистских электронов от плотности энергии магнитного поля ($E_e - E_B$) в радиоисточниках определяется формой энергетического спектра электронов. Показано, что наблюдаемые очень большие отклонения оценок энергий поля и релятивистских частиц от равномерного распределения обусловлены неоднородностью радиоисточников. Для получения корректных оценок физических параметров неоднородных радиоисточников необходимо знать их угловые размеры на низких частотах (в области непрозрачности) и их доплер-факторы.

Ключевые слова: *активные ядра галактик; радиоджеты; магнитные поля*

1. *Введение.* В настоящее время общепринятым механизмом радиоизлучения радиогалактик и квазаров является синхротронный механизм. При этом возникает вопрос, какие магнитные поля и какие плотности релятивистской плазмы имеются в космических объектах, которые являются источниками нетеплового радиоизлучения. Первые оценки напряженностей магнитных полей и плотности релятивистских электронов в радиоисточниках были получены, исходя из предположения о равномерном распределении энергий магнитного поля и релятивистских частиц. Физическая система, состоящая из магнитного поля и релятивистских частиц, как любая физическая система, стремится со временем занять состояние с минимальной энергией, при этом энергия частиц равна энергии поля (равномерное распределение энергий). Естественно ожидать, что в старых протяженных радиоисточниках состояние с минимальной энергией уже установилось и предположение о равномерном распределении энергий в них, скорее всего, выполняется. Однако в очень компактных радиоисточниках, которые представляют собой молодые радиоджеты (на парсековых масштабах), выброшенные центральной машиной, со скоростями близкими к скорости света, состояние равномерного распределения энергий возможно еще не достигнуто.

Для того, чтобы выяснить, какова реальная ситуация, необходимо иметь методики оценки физических параметров радиоисточников независимые от требования равномерного распределения энергий. На существование такой возможности указал Слыш [1]. Он предложил использовать наблюдения эффекта самопоглощения синхротронного излучения для получения информации о компактных радиоисточниках. Эта идея заложена в основе методик оценки физических параметров радиоисточников (индукции магнитного поля - B , плотности релятивистских электронов - n_e , энергии магнитного поля - E_H , энергии релятивистских электронов - E_e), разработанных в [2,3]. В [2], для получения информации, используется максимум спектра радиоисточника, а в [3] - низкочастотная и высокочастотная асимптотики спектра. С помощью этих методик были получены оценки физических параметров для ряда радиоисточников, находящихся в активных ядрах галактик. На рис. 1 представлены результаты исследований соотношения между энергиями поля и частиц, выполненных по методике [3], в объектах разных классов. На рис. 1а, взятом из [4], представлены результаты исследования очень компактных радиоисточников с доминирующей ядерной компонентой из выборки [5].

Если бы во всех радиоисточниках выполнялось условие равномерного распределения энергий, то экспериментальные точки (оценки E_H и E_e , полученные из наблюдений) радиоисточников с разными интенсивностями излучения должны были расположиться вдоль биссектрисы прямого угла. На рис. 1а и б вдоль

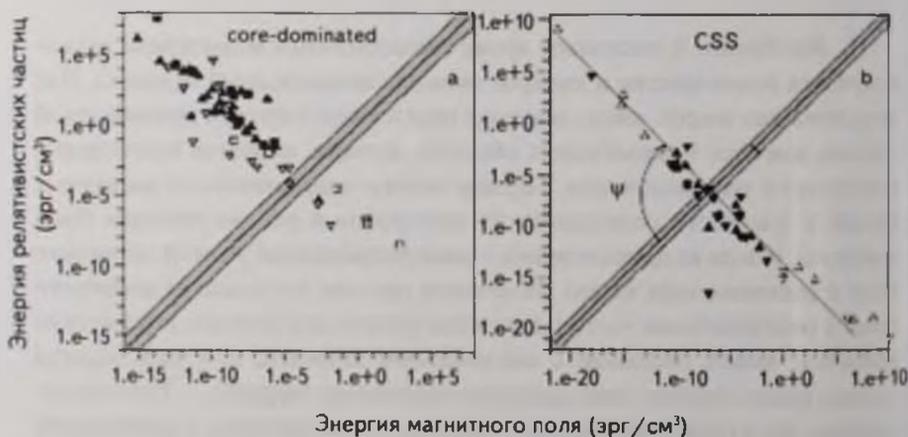


Рис. 1. а - зависимость между плотностью энергии магнитного поля и релятивистских электронов (E_H - E_e) для компактных радиоисточников в АЯГ с доминирующей ядерной компонентой из [4]. Черные треугольники представляют собой данные для ядер квазаров, серые - для джетов в квазарах, черные квадраты - данные для ядер объектов типа BL Lac, пустые квадраты - данные для джетов в объектах типа BL Lac б - та же зависимость для компактных радиоисточников со степенными спектрами (молодыми радиооблаками) из [18]. Треугольники - данные для квазаров, перевернутые треугольники - данные для радиогалактик из [19].

биссектрисы заштрихована полоска ожидаемого случайного разброса оценок энергий. Однако, как видно из рисунка, вопреки ожиданиям, все экспериментально полученные точки расположились в направлении, перпендикулярном этому. Естественно возникает вопрос, чем вызван такой результат? В настоящей работе проведен анализ всех факторов, влияющих на данную зависимость, и выявлены причины, определяющие данный результат.

2. Метод оценки физических параметров радиоисточников

Чтобы понять полученный в [4] результат, нужно обратиться к методике оценки физических параметров [3], которая была использована в этой работе. Данная методика основана на однородной модели источника синхротронного излучения. В этом случае уравнение переноса излучения имеет простое аналитическое решение [6]:

$$I(\nu) = I_\nu = \frac{\epsilon(\nu)}{\mu(\nu)} (1 - e^{-\tau(\nu)}). \quad (1)$$

Здесь $I(\nu)$ - интенсивность излучения, $\epsilon(\nu)$ - коэффициент излучения, $\mu(\nu)$ - коэффициент поглощения, $\tau(\nu)$ - оптическая толщина: $\tau(\nu) = \int_0^L \mu_\nu(x) dx$. Для однородного источника $\tau(\nu) = \mu(\nu)L$, где L - размер источника вдоль луча зрения. Из теории синхротронного излучения для ансамбля релятивистских электронов со степенным энергетическим спектром $N(E) = N_0 E^{-\gamma}$, после усреднения по всем питч-углам, коэффициенты излучения и поглощения принимают вид [6]

$$\epsilon(\nu) = c_5(\gamma) N_0 H_\perp^{(\gamma+1)/2} \left(\frac{\nu}{2C_1} \right)^{(1-\gamma)/2} \quad (2)$$

$$\mu(\nu) = c_6(\gamma) N_0 H_\perp^{(\gamma+2)/2} \left(\frac{\nu}{2C_1} \right)^{-(\gamma+4)/2} \quad (3)$$

Здесь $H_\perp = H \sin \Theta$, где γ - угол между направлением магнитного поля и лучом зрения, $c_5(\gamma)$ и $c_6(\gamma)$ - функции, затабулированные в [6], C_1 - константа, приведенная там же.

Когда частоты настолько низки, что $\tau > 1$ (область непрозрачности), то из (1) имеем низкочастотную асимптотику интенсивности

$$I(\nu_{НЧ}) \approx \frac{\epsilon(\nu_{НЧ})}{\mu(\nu_{НЧ})} = b(\gamma) H_\perp^{-1/2} \left(\frac{\nu_{НЧ}}{2C_1} \right)^{5/2} \sim \nu^{5/2} \quad (4)$$

Здесь $b(\gamma) = c_5(\gamma)/c_6(\gamma)$.

На высоких частотах, где $\tau < 1$ (область прозрачности), из (1) получаем высокочастотную асимптотику интенсивности:

$$I(\nu_{ВЧ}) = \epsilon(\nu_{ВЧ})L = c_5(\gamma) N_0 H_\perp^{(\gamma+1)/2} \left(\frac{\nu_{ВЧ}}{2C_1} \right)^{(1-\gamma)/2} L \sim \nu^{-\alpha}, \quad (5)$$

где

$$\alpha = \frac{\gamma - 1}{2} \quad (6)$$

Если распределение интенсивности излучения по источнику является константой и его угловые размеры Ω настолько малы, что $\cos\theta \approx 1$ (линейный угловой размер источника $\theta = \sqrt{\Omega}$), то, измеряя плотность потока радиоисточника $S_{\text{нч}}$ на низкой частоте $\nu_{\text{нч}}$ (в области непрозрачности) и измеряя его угловой размер $\Omega_{\text{нч}}$ на той же частоте, из (4) получаем оценку индукции магнитного поля

$$B_{\perp} = b^2(\gamma) \frac{\left(\frac{\nu_{\text{нч}}}{2C_1}\right)^5 \Omega_{\text{нч}}^2}{S_{\text{нч}}} \quad (7)$$

Следует отметить, что из наблюдений мы получаем магнитную индукцию B (в системе CGSM в Гауссах), а в теории обычно используют напряженность магнитного поля - H (в эрстедах). Эти величины связаны между собой: $B = \mu H$, где μ - магнитная проницаемость среды. Поскольку для межзвездного пространства $\mu \approx 1$, то количественно $H \approx B$ и в радиоастрономической литературе иногда не делают различия между этими величинами.

Измеряя плотность потока радиоисточника $S_{\text{вч}}$ и его угловой размер $\Omega_{\text{вч}}$ на высокой частоте $\nu_{\text{вч}}$ (в области прозрачности) и используя ранее полученную оценку B_{\perp} , из (5) получаем оценку параметра N_0 :

$$N_0 = \frac{1}{c_5(\gamma)} \frac{S_{\text{вч}}}{\Omega_{\text{вч}} B_{\perp}^{(\gamma+1)/2} \left(\frac{\nu_{\text{вч}}}{C_1}\right)^{(1-\gamma)/2} L} \quad (8)$$

Выражения (7) и (8) позволяют получить оценки физических параметров источника из наблюдательных параметров. Незвестный размер источника вдоль луча зрения L обычно принимают равным $L = D\sqrt{\Omega_{\text{нч}}}$, где D - расстояние до радиоисточника.

Необходимо подчеркнуть, что в данной методике оценки физических параметров нигде не используется требование равномерного распределения энергий. Ниже рассмотрим влияние различных факторов на оценки физических параметров.

3. Влияние энергетического спектра релятивистских электронов
С учетом равенства $B_{\perp} \approx H_{\perp}$, запишем соотношение (5) следующим образом

$$I(\nu_{\text{вч}}) \approx c_5(\gamma) \left(\frac{\nu_{\text{вч}}}{2C_1}\right)^{(1-\gamma)/2} L N_0 H_{\perp}^{(\gamma+1)/2} = A_1 N_0 H_{\perp}^{(\gamma+1)/2} \quad (9)$$

Здесь мы приняли, что параметры источника γ , L и частота высоко-

частотных наблюдений $\nu_{\text{вч}}$ фиксированы, тогда $A_1 = \text{const}$.

Плотность энергии магнитного поля равна $E_H = H^2/8\pi$, а плотность энергии частиц равна

$$E_c = \int_0^{\infty} EN(E) dE \quad (10)$$

Отметим, что в общем случае энергии поля и частиц являются независимыми величинами. Если релятивистские электроны имеют степенной спектр $N(E) = N_0 E^{-\gamma}$, в интервале энергий от E_1 до E_2 , то из (10) имеем

$$E_c = N_0 \int_{E_1}^{E_2} E^{1-\gamma} dE = aN_0 \quad (11)$$

Выбор пределов интегрирования в (11) на практике представляет отдельную проблему, на которой здесь мы не будем останавливаться. Для нас важно, что если такие пределы существуют, то энергию частиц можно записать как $E_c = aN_0$, где a - некоторая константа. Далее, примем $\gamma = 3$ и перепишем (9) в следующем виде

$$I(\nu_{\text{вч}}) = A_1 \frac{8\pi}{a} aN_0 \frac{H^2}{8\pi} = A_2 E_c E_H \quad (12)$$

Из (12) следует, что при фиксированном значении интенсивности излучения радиоисточника, отклонения от равномерного распределения энергий в радиоисточнике не могут быть произвольными. Энергии поля и частиц становятся связанными между собой. Любое увеличение (уменьшение) плотности энергии частиц должно быть скомпенсировано точно таким же уменьшением (увеличением) плотности энергии поля. Таким образом, все радиоисточники при заданной интенсивности излучения должны иметь отклонения энергий поля и частиц от равномерно распределенных (экспериментальные точки на рис. 1) расположенными на перпендикуляре к биссектрисе прямого угла (на рис. 1b угол ψ должен быть равен 90°). При этом не важно, по какой причине энергии поля и частиц отклоняются от равномерно распределенных: являются ли они реальным отклонением энергий от равномерного распределения или вызваны погрешностями оценок энергий. Как видно из (9), в общем случае угол ψ равен

$$\psi = 45^\circ + \arctg \frac{\gamma+1}{4} \quad (13)$$

Тем самым, угол ψ зависит от показателя энергетического спектра электронов γ , хотя следует отметить, что довольно сильное изменение γ (от 1 до 3) дает незначительное изменение угла ψ (от $71^\circ.6$ до 90°). Из наблюдений известно, что функция распределения радиоисточников по спектральным индексам является довольно узкой со средним спектральным индексом $\alpha \approx 0.9$ [7], что соответствует $\gamma \approx 2.8$, т.е. близко к 3 и реальные

изменения γ практически не дадут отклонений от перпендикуляра к заштрихованной биссектрисе (для $\gamma = 2.8$ угол $\psi = 88^\circ 5$).

Таким образом, направление, вдоль которого располагаются экспериментальные точки на плоскости $E_H - E_r$, определяется энергетическим спектром электронов.

4. *Влияние угловых размеров радиоисточников и погрешностей плотностей потока.* В (7) и (8) входят угловые размеры радиоисточника на низких и высоких частотах. Если радиоисточник представляет собой цилиндр или параллелепипед, ось которого направлена вдоль луча зрения (такая модель принята и в пионерской работе [1], и в [2], и в [3]), то в этих случаях видимые угловые размеры однородного источника совпадают с его истинными размерами и являются одинаковыми на всех частотах. Однако наблюдения показывают, что многие компактные радиоисточники в ядрах галактик имеют уплощенные спектры, что указывает на их неоднородную структуру. Видимые угловые размеры таких источников меняются с изменением частоты.

Как показали модельные расчеты [8] с уменьшением частоты линейные угловые размеры радиоисточников θ увеличиваются и на самых низких частотах (в области непрозрачности) достигают истинных угловых размеров источников. К сожалению, угловые размеры радиоисточников, как правило, измерены только на высоких частотах (в области прозрачности), где работают РСДБ системы. В метровом диапазоне волн (в области непрозрачности) РСДБ систем не существует, а методом межпланетных мерцаний можно измерить угловые размеры только небольшого числа самых сильных мерцающих радиоисточников. Не имея информации о $\Omega_{\text{HЧ}}$, мы вынуждены подставлять в (7) величину $\Omega_{\text{ВЧ}}$, что конечно нарушает саму методику оценки параметров.

Для количественной оценки искажений получаемых параметров источников удобно задавать перепад линейных угловых размеров коэффициентом k ($k = \theta_{\text{HЧ}} / \theta_{\text{ВЧ}}$). Тогда, подставляя $\Omega_{\text{ВЧ}}$ в (7) вместо $\Omega_{\text{HЧ}}$, мы занижаем оценку индукции магнитного поля B_{\perp} в $(k)^4$ раз и, соответственно, плотности энергии поля в $(k)^8$ раз. Последующая подстановка заниженного значения B_{\perp} в (8) приводит к завышению оценки N_0 и, соответственно, величины энергии частиц в $(k)^{2(2\gamma-2)}$ раз. Экспериментальная точка на рис. 1 при этом сместится вверх (относительно заштрихованной биссектрисы) под углом ψ в соответствие с (12).

Конечно, если источник близок к однородному ($k \approx 1$), то эти искажения будут невелики, и мы будем получать мало искаженные оценки параметров радиоисточников. Однако из модельных расчетов [8] следует, что для сильно неоднородных моделей источников коэффициент k может составлять порядок величины и более. В этом случае отмеченное нарушение методики

приводит к очень большим ошибкам в оценках физических параметров. Например, если $k=10$, то экспериментальная точка на рис. 1а, б отклонится от биссектрисы прямого угла на одиннадцать порядков (!) и будет располагаться над биссектрисой. Таким образом, влияние неоднородности источника на оценку его физических параметров является очень сильным, и для получения правильных оценок необходимо знать угловые размеры радиоисточников на низких частотах (в области непрозрачности).

Отметим, что если не нарушать методику, то (как показано в [9]) мы будем получать оценки величин магнитной индукции и плотности релятивистских электронов, усредненных по объему неоднородного радиоисточника.

Как было отмечено выше, большинство компактных радиоисточников в АЯГ являются неоднородными, т.е. не соответствуют однородной модели источника синхротронного излучения. Поэтому в [9] была создана новая методика оценки физических параметров радиоисточников, основанная на неоднородной модели источника синхротронного излучения. Применение этой методики к исследованию горячих пятен в Лебеде А и GPS радиогалактик СТА 21 и OF+247 (объекты, у которых скорости движения не являются релятивистскими) показало, что отклонения от равномерного распределения действительно имеются, но они не превосходят порядка величины и к тому же в них энергия поля превышает энергию частиц [10,11]. Исходя из этого, можно заключить, что наблюдаемые на рис. 1а, б очень большие отклонения энергий от равномерного распределения, скорее всего, являются чисто методическими и связаны с нарушением методики [3] при исследовании неоднородных радиоисточников. Все вышесказанное относится и к оценкам физических параметров радиоисточников, полученным по методике [2].

Выражения (7) и (8) позволяют получать физические параметры радиоисточников из наблюдательных параметров, которые мы всегда измеряем с некоторыми погрешностями. Погрешности измерений угловых размеров и плотностей потоков радиоисточников естественно приводят к погрешностям в оценках параметров B_{\perp} и N_{\perp} . Однако обычно эти погрешности малы. Действительно, точность измерения плотностей потоков радиоисточников в метровом диапазоне составляет ~20% при хорошем отношении сигнал/шум (> 10), а на высоких частотах, например в дециметровом диапазоне, вообще несколько процентов. Погрешности измерений угловых размеров источников на высоких частотах составляют ~10% - 20% [12]. Частота, на которой мы проводим наблюдения, известна нам с точностью более одного процента. Столь малые ошибки наблюдений никак не могут изменить порядка величины оценок параметров B_{\perp} и N_{\perp} . Поэтому, наблюдаемые на рис. 1а, б большие отклонения энергий от

равнораспределения не могут быть вызваны погрешностями наблюдений, они определяются только неоднородностью радиоисточников.

5. *Влияние движения радиоисточника.* Соотношения (7) и (8) выражают значения физических параметров источника через наблюдаемые параметры для неподвижного источника. Но радиоизлучающее вещество, выброшенное из галактических ядер, находится в движении. Причем, наблюдения сверхсветовых разлетов компактных радиоисточников в ядрах некоторых галактик позволяют говорить об очень высоких скоростях движения радиоизлучающих объектов. Как показано в работе [13], сверхсветовые разлеты источников излучения представляют собой чисто геометрический эффект, который становится заметным, когда источник движется на наблюдателя почти вдоль луча зрения со скоростью близкой к скорости света. В таких, релятивистских радиоджетах эффект Доплера должен быть релятивистским.

Если источник излучения движется относительно наблюдателя, то в специальной теории относительности связь между частотой излучения в системе отсчета K' , где источник покоится и частотой излучения, принимаемого наблюдателем в системе отсчета K , дается хорошо известным соотношением

$$\nu = \nu' \cdot \delta, \quad (14)$$

где ν - частота излучения, принимаемого наблюдателем, ν' - частота излучения в системе K' , где источник неподвижен, δ - доплер-фактор

$$\delta = \frac{\left(1 - \frac{V^2}{c^2}\right)^{1/2}}{1 - \frac{V}{c} \cos \theta}. \quad (15)$$

Здесь c - скорость света, V - скорость движения источника относительно наблюдателя, θ - угол между направлением излучения (направление на наблюдателя) и вектором скорости движения источника в системе отсчета наблюдателя.

Интенсивности излучения в системе наблюдателя I и в системе отсчета, где источник покоится I' , связаны между собой [14]

$$I(\nu) = I'(\nu') \delta^3. \quad (16)$$

В формулах фигурирует отношение V/c , где V - скорость движения источника относительно наблюдателя. Однако в астрономии иногда удобно выделять разные составляющие этой скорости. Например, удобно выделить скорость движения родительской галактики с некоторой скоростью V' (ей соответствует доплер-фактор δ') и скорость движения радиоджета V (ей соответствует δ) как это сделано в работе [15]. Если скорость движения

родительской галактики определяется расширением Вселенной и направлена она строго от наблюдателя, то в этом случае $\theta = \pi$ и

$$\delta' = \sqrt{\frac{1 - \frac{V}{c}}{1 + \frac{V}{c}}} = \frac{1}{1+z}, \quad (17)$$

где z - красное смещение галактики.

Поскольку размер источника вдоль луча зрения L нам не известен, то обычно принимают его равным наблюдаемому линейному размеру радиоисточника в картинной плоскости, который определяют через фотометрическое расстояние D_Φ [16]

$$L = \frac{1}{(1+z)^2} \cdot \theta_{\text{ИЧ}} \cdot D_\Phi. \quad (18)$$

Разделяя δ и $(1+z)$ в соответствии с [17], соотношения (7) и (8) запишем в следующем виде

$$B_\perp = b^2(\gamma) \frac{\left(\frac{v_{\text{ИЧ}}}{2C_1}\right)^5 (\theta_{\text{ИЧ}})^4}{S_{\text{ИЧ}}^2} \frac{\delta}{1+z}, \quad (19)$$

$$N_0 = \frac{1}{c_s(\gamma)} \frac{S_{\text{ИЧ}}}{\theta_{\text{ИЧ}}^2 \theta_{\text{ИЧ}}^2 B_\perp^{(\gamma+1)/2} \left(\frac{v_{\text{ИЧ}}}{2C_1}\right)^{1-\gamma}} \frac{(1+z)^{5+\alpha}}{\delta^{3+\alpha}}. \quad (20)$$

Выражения (19) и (20) позволяют получать оценки физических параметров радиоисточников с учетом их движения и неоднородности.

Обычно нам известно красное смещение родительской галактики, а информации о скорости движения радиоисточника и о характере его неоднородности мы не имеем. Поэтому в работе [4] эти факторы не учитывались. Это нарушение методики приводит к искажениям оценок физических параметров. Как видно из (19), не зная величины доплер-фактора, мы получаем оценку видимой магнитной индукции B^{obs} заниженную (если $\delta > 1$), по отношению к реальной в δ раз. Соответственно, оценка плотности магнитной энергии будет занижена в δ^2 раз: $E_H^{\text{obs}} = E_H^{\text{real}} / \delta^2$. Подставляя затем B^{obs} в (20), получим оценку N_0^{obs} завышенную по сравнению с истинным значением N_0 в δ^2 раз. Соответственно будет завышена и оценка плотности энергии релятивистских электронов, а экспериментальная точка на рис. 1 будет сдвинута вверх относительно биссектрисы прямого угла. Таким образом, не зная доплер-фактора радиоисточника, мы не можем получить корректных оценок его физических параметров в принципе. Но, если скорости движения радиоисточников невелики, так что их доплер-факторы близки к

единице, то, исключив влияние неоднородности, мы будем иметь оценки параметров близкие к истинным (см., например, [10,11]).

6. *Заключение.* Проведен анализ различных факторов, влияющих на оценки физических параметров радиоисточников в АЯГ, полученных по методике, основанной на однородной модели источника синхротронного излучения [3]. Показано, что форма зависимости $E_H - E_c$, обнаруженной в [4], определяется видом энергетического спектра релятивистских электронов. Поскольку средний показатель степени энергетического спектра частиц $\gamma \approx 2.8$, то отклонения энергий поля и частиц от равномерного распределения (для фиксированной интенсивности излучения) должны ложиться на прямую, близкую к перпендикуляру к заштрихованной биссектрисе ($\psi = 88^\circ.5$).

Оценки энергий поля и частиц, полученные для неоднородных радиоисточников, также должны быть смещены (относительно истинных значений) вдоль этой прямой. Подчеркнем, что неправильные оценки параметров, полученные для неоднородных радиоисточников (по методике [3]), были следствием нарушения методики, а не некорректностью самой методики. Такие нарушения были вынужденными, так как РСДБ систем, работающих в метровом диапазоне волн, не существует до сих пор, и измерить низкочастотные (в области непрозрачности) угловые размеры компактных радиоисточников в АЯГ невозможно. Это же относится и к методике [2], так как угловые размеры радиоисточников на частоте максимума спектра обязательно больше, чем на высоких частотах (в области прозрачности). Кроме того, не зная доплер-фактора радиоисточника, мы также не можем получить корректной оценки его параметров. На сегодняшний день измерены доплер-факторы только у нескольких десятков радиоисточников, скорости движения которых направлены почти точно на наблюдателя и поэтому у них $\delta > 1$. В то же время подавляющее большинство радиоисточников должны иметь $\delta < 1$, но не известно, как можно измерить такие доплер-факторы.

Таким образом, практически все оценки физических параметров радиоисточников, полученные до сих пор, строго говоря, являются неправильными, поскольку все они получены с тем или другим нарушением методик оценки параметров. Не зная угловых размеров радиоисточников на низких частотах (в области непрозрачности) и их доплер-факторов, получить корректные оценки физических параметров радиоисточников невозможно.

DIFFICULTIES IN THE ESTIMATION OF PHYSICAL PARAMETERS OF COMPACT RADIO SOURCES IN AGNs

V.S.ARTYUKH

An analysis has been carried out of the different factors which influence the estimation of physical parameters of compact radio sources in active galactic nuclei (AGNs), where these estimates have generally been made using a method based on a uniform model of the synchrotron source. It is shown that the form of dependence of the relativistic electron energy density on the magnetic field energy density ($E_e - E_H$) in radio sources depends on the shape of the electron energy spectrum. It is shown that the very large deviations of magnetic field and particle energies from equipartition that have been reported, are mainly caused by the invalid assumption of uniformity of the radio sources. To obtain the correct estimations of physical parameters of non-uniform radio sources it is necessary to know their angular size at low frequencies (in the opaque region) and their Doppler factors.

Key words: *active galactic nuclei; radio jets; magnetic fields*

ЛИТЕРАТУРА

1. V.I.Slisch, Nature, **199**, 682, 1963.
2. A.P.Marscher, Astrophys. J., **264**, 296, 1983.
3. В.С.Артюх, Труды Физ. ин-та им. П.Н.Лебедева, **189**, 223, 1988.
4. S.A.Tyul'bashev, Astron. Astrophys. Trans., **26**, 663, 2007.
5. D.W.Murphy, I.W.A.Browne, R.A.Perley, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **264**, 298, 1993.
6. А.Пахольчик, Радиоастрофизика, М., Мир, 1973.
7. M.McGilchrist, J.E.Baldwin, J.M.Riley et al., Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **246**, 110 1990.
8. В.С.Артюх, П.А.Черников, Астрон. ж., **78**, 1, 2001.
9. В.С.Артюх, П.А.Черников, Астрон. ж., **83**, 224, 2006.
10. В.С.Артюх, С.А.Тюльбашев, П.А.Черников, Астрон. ж., **89**, 754, 2012.
11. В.С.Артюх, С.А.Тюльбашев, П.А.Черников, Астрон. ж., **90**, 466, 2013.
12. A.L.Fey, S.R.Spangler, R.L.Mutel, Astrophys. J., **337**, 730, 1989.
13. M.J.Rees, Nature, **211**, 468, 1966.
14. G.Rybicki, A.Lightman, Radiative Processes in Astrophysics. New York: Wiley, p.147, 1979.

15. *K.R.Lind, R.D.Blandford*, *Astrophys. J.*, **295**, 358, 1985.
16. *К.Ленг*, *Астрофизические формулы*, часть 2, с.319, М., Мир, 1978.
17. *J.Terrell*, *Phys. Rev.*, **116**, 1041, 1960.
18. *С.А.Тюльбашев*, докторская диссертация ФИАН, 2015.
19. *R.V.Phillips, R.L.Mutel*, *Astron. Astrophys.*, **106**, 21, 1982.

HYPERSURFACE HOMOGENEOUS COSMOLOGICAL
MODEL IN MODIFIED THEORY OF GRAVITATIONS.D.KATORE¹, S.P.HATKAR², R.J.BAXI¹

Received 4 June, 2015

Accepted 24 August 2016

We study a hypersurface homogeneous space-time in the framework of the $f(R, T)$ theory of gravitation in a presence of perfect fluid. Exact solutions of field equations are obtained for exponential and power law volumetric expansions. We also solve the field equations by assuming the proportionality relation between the shear scalar (σ) and the expansion scalar (θ). It is observed that in the exponential model, the universe approaches isotropy at large time (late universe). The investigated model is notably accelerating and expanding. The physical and geometrical properties of the investigated model are also discussed.

Key words: *Hypersurface homogeneous: perfect fluid: $f(R, T)$ gravity*

1. *Introduction.* Recent observational data regarding high red shift from the Type Ia supernova and cosmic microwave background anisotropy indicate that the universe is accelerating [1-4]. The explanation of the late time accelerated expansion of the universe as well as the existence of dark energy (DE) and dark matter (DM) have received considerable attention. From past few decades, the general theory of relativity has been modified in several ways to consider natural gravitation as viable alternative to DE [5]. These modified theories are obtained by modifying the Einstein-Hilbert action in the general theory of relativity, because it provides a mean for understanding the problem of DE as well as the possibility for reconstructing the gravitational field theory potentially reproducing late- time acceleration. Among the various modifications the $f(R)$ theory of gravity is most suitable to explain the exact nature of accelerated expansion of the universe. The $f(R)$ theory provides a natural unification of early- time inflation and late -time acceleration [6]. Modified gravity can be categorized into several classes, including $f(G)$ gravity, $f(R, G)$ gravity, $f(T)$ gravity and $f(R, T)$ gravity.

Bertolami et al. [7] proposed a new class of modified theories of gravity by explicitly coupling the arbitrary function of the Ricci scalar (R) with matter Lagrangian density L_m . Herko et al. [8] extended this model by coupling geometry and matter. The $f(R, T)$ gravity is a modification of the $f(R)$

theory, where T dependence is induced by quantum effects or exotic non-ideal matter configurations [9]. The $f(R, T)$ action [8] is given as follows:

$$S = \int \sqrt{-g} \left(\frac{1}{16\pi G} f(R, T) + L_m \right) d^4x, \quad (1)$$

where $f(R, T)$ is an arbitrary function of the (R) and (T) the energy tensor of the matter T_{ij} and L_m represents matter Lagrangian density. Harko et al. [8] derived the field equations of $f(R, T)$ gravity by varying the action S of the gravitational field with respect to the metric tensor components g_{ij} .

In the $f(R, T)$ theory of gravity, the variation of the matter -energy tensor can be considered with respect to the metric. Therefore, reconstructing the Friedman-Robertson-Walker (FRW) cosmologies as an appropriate choice of the function $f(T)$ is possible. Moreover, Azizi [10] studied the wormhole solutions in the framework of $f(R, T)$ gravity. Naidu et al. [11] explored the FRW space time in relation to the $f(R, T)$. Reddy, Kumar [12] considered the LRS Bianchi type II space-time with the perfect fluid in the framework of the $f(R, T)$ gravity. A spherically symmetric fluid cosmological model with an anisotropic stress tensor in general relativity was studied by Pawar et al. [13]. Sharif et al. [14] investigated the energy condition in the $f(R, T)$ gravity for the FRW universe with the perfect fluid. Jamil et al. [15] reconstructed cosmological models in the context of $f(R, T)$ gravity and demonstrated that the dust fluid reproduces the Λ CDM, non-phantom era and phantom cosmology. Houndjo [16] investigated the cosmological models by using the function $f(R, T) = f_1(R) + f_2(T)$ in $f(R, T)$ gravity. Myrzakulov [17] studied metric-dependent torsion with the $f(R, T)$ theory of gravity and derived a model from the geometrical viewpoint. Motivated by the aforementioned studies, we studied the hypersurface homogeneous space-time in the $f(R, T)$ theory of gravity.

2. *The $f(R, T)$ theory of gravity and field equations.* The stress energy tensor of the matter is as follows:

$$T_{ij} = -\frac{2}{\sqrt{-g}} \frac{\partial \sqrt{-g}}{\partial g^{ij}} L_m. \quad (2)$$

Hence, we obtain the field equations of the $f(R, T)$ gravity model as follows:

$$\begin{aligned} f_{,R}(R, T) R_{ij} - \frac{1}{2} f(R, T) R_{ij} + (g_{ij} \nabla^k \nabla_k - \nabla_i \nabla_j) f_p(R, T) = \\ = 8\pi T_{ij} - f_T(R, T) T_{ij} - f_T(R, T) \Theta_{ij}, \end{aligned} \quad (3)$$

where $\Theta_{ij} = -2T_{ij} - pR_{ij}$, $f_R = \frac{\partial f(R, T)}{\partial R}$, $f_T = \frac{\partial f(R, T)}{\partial T}$, ∇ is the covariant derivative.

We assume the function $f(R, T)$ is given by

$$f(R, T) = R + 2f_1(T), \tag{4}$$

where the $f_1(T)$ is an arbitrary function of the trace T . Recently, Chaubey, Shukla [18] discussed the Bianchi type I space time in the context of the $f(R, T)$ theory of gravitation using the special form of the average scale factor and obtained a new class of the cosmological models. Ram et al. [19] obtained a new class of exact solutions of the Bianchi type cosmological models in the presence of a perfect fluid for particular choice of the $f(R, T) = R + 2\lambda T$, where λ is a constant.

We consider the hypersurface homogeneous space-time as follows

$$ds^2 = -dt^2 + A^2(t)dx^2 + B^2(t)[dy^2 + S^2(y, k)dz^2], \tag{5}$$

where $S(y, k) = \sin y, y, \sinh y$ for $k = 1, 0, -1$ respectively. $A(t), B(t)$ are the cosmic scale functions. The hypersurface homogeneous space-time is cosmologically crucial. Ram, Verma [20] studied the hypersurface homogeneous space-time with a bulk viscous term and found some exact solutions. Reddy et al. [21] studied the Kantowski- Sachs space-time in the presence of a massless scalar field with a flat potential. Katore [22] investigated the magnetized Kantowski-Sachs inflationary cosmological model in the presence of a mass less scalar field with a flat potential.

The energy momentum tensor for perfect fluid is given as follows:

$$T_{ij} = (\rho + p)u_i u_j + p g_{ij}, \tag{6}$$

where ρ is the energy density of the fluid, P is the pressure. u^i represents the four velocity vector of the fluid, with components $(0, 0, 0, 1)$ satisfying $u_i u^i = -1$. The equation of state of a perfect fluid is $p = \gamma\rho$ with $\gamma \in [0, 1]$. The condition $0 \leq \gamma \leq 1$ is necessary for the existence of local mechanical stability. Here, the matter Lagrangian can be taken as $L_m = -p$. Further, we choose

$$f_1(T) = \mu T. \tag{7}$$

The corresponding field equations for the metric (7) can be written as follows:

$$\frac{2B_{44}}{B} + \frac{B_4^2}{B^2} + \frac{k}{B^2} = (8\pi + 2\mu)p + (5\mu p - \mu\rho), \tag{8}$$

$$\frac{A_{44}}{A} + \frac{B_{44}}{B} + \frac{A_4 B_4}{AB} = (8\pi + 2\mu)p + (5\mu p - \mu\rho), \tag{9}$$

$$\frac{2A_4 B_4}{AB} + \frac{B_4^2}{B^2} + \frac{k}{B^2} = -(8\pi + 2\mu)p + (5\mu p - \mu\rho), \tag{10}$$

where the subscript "4" is used to denote the differentiation with respect to time t .

The volume of the universe is given as follows:

$$V = AB^2. \tag{11}$$

From equations (8), (9) and (10), we obtain

$$\frac{A_4}{A} - \frac{B_4}{B} = \frac{\lambda}{V} + \frac{1}{V^2} \int \left[\frac{k}{B^2} \right] V dt, \quad (12)$$

where λ represents a constant of integration.

The directional Hubble parameter in the direction of the x , y and z axes are H_x , H_y , H_z respectively defined as follows:

$$H_x = \frac{A_4}{A}, \quad H_y = H_z = \frac{B_4}{B} \quad (13)$$

The mean Hubble parameter is given by the following:

$$H = \frac{1}{3} \frac{V_4}{V} = \frac{1}{3} \left(\frac{A_4}{A} + \frac{2B_4}{B} \right) \quad (14)$$

The anisotropy parameter is defined as follows:

$$\Delta = \frac{1}{3} \sum_{i=1}^3 \left(\frac{H_i - H}{H} \right)^2, \quad (15)$$

where H_i ($i=1, 2, 3$) are the directional Hubble parameters in the direction of the x , y and z axes respectively. The expansion scalar (θ) and shear scalar (σ) are defined as follows:

$$\theta = 3H = \left(\frac{A_4}{A} + \frac{2B_4}{B} \right), \quad (16)$$

$$\sigma^2 = \frac{3}{2} \Delta H^2 = \frac{1}{3} \left(\frac{A_4}{A} - \frac{B_4}{B} \right)^2 \quad (17)$$

Taking $k=0$, the equation (12) leads to

$$\frac{A_4}{A} - \frac{B_4}{B} = \frac{\lambda}{V} \quad (18)$$

Further, integration of equation (18) gives us

$$B^4 = \frac{V}{c_1} \exp \left(- \int \frac{\lambda}{V} dt \right) \quad (19)$$

Now, we have the three independent equations (8)-(10) in four unknowns P , ρ , A , B . For complete determinacy of the system, we consider two volumetric expansions namely, exponential and power law [25]. Because, the law of variation for the Hubble parameter proposed by Berman yields a constant value of the deceleration parameter. This law is not consistent with our observations. Thus, a new variation of the Hubble parameter is proposed, which led the two volumetric expansions [25]. The volumetric expansions are as follows [23,24]:

$$V = c_2 e^{3lt}, \quad (20)$$

$$V = c_3 t^{3m} \quad (21)$$

where c_2 , c_3 , l and m are arbitrary positive constants. When $0 < m < 1$, the power law model yields the constant deceleration parameter q , whereas when $m > 1$

it yields accelerated expansion. Notably we get an inflationary universe for $q=0$ and $m=1$. The exponential expansion model reveals accelerating volumetric expansion.

3. *Exponential expansion model.* Considering equation (19) for the volumetric exponential expansion from equation (20), we obtain

$$A = (c_2 c_1^2)^{1/3} \exp\left(lt - \frac{2\lambda}{9mc_2} e^{-3lt} \right), \tag{22}$$

$$B = \left(\frac{c_2}{c_1} \right)^{1/3} \exp\left(lt + \frac{\lambda}{9mc_2} e^{-3lt} \right). \tag{23}$$

Clearly from equations (22) and (23), in the early stage of the universe, the values of scale factors of the universe are approximately constant and increased very slowly for $l > 0$. At a specific time, the universe suddenly exploded and expanded to large extent, which is consistent with the Big Bang scenario. A similar result was obtained by Singh and Beesham [24], as well as Katore, Hatkar [26].

Using equation (8) and with the help of equations (22) and (23), the energy density and pressure are as follows:

$$\rho = \frac{15l^2}{16\pi} + \frac{5\lambda^2}{48\pi c_2^2} e^{-6lt}, \tag{24}$$

$$p = \frac{3l^2}{16\pi} + \frac{\lambda^2}{48\pi c_2^2} e^{-6lt}. \tag{25}$$

From equations (24) and (25), we observe that $p > 0$, $\rho > 0$ for a specific constant. Notably, the energy density is a decreasing function of time (see

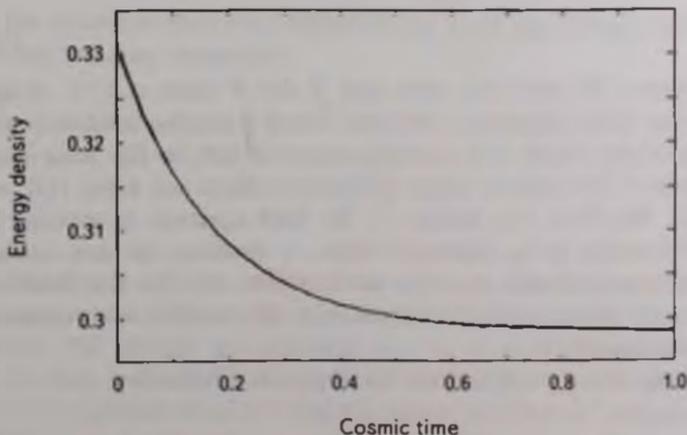


Fig.1. Plot of energy density for $l = c_2 = \lambda = 1$.

Fig.1). The model behaves like a steady - state model of the universe at large time. This is analogous to the findings of Das, Sarma [27]. In literature, the stability of the model was investigated using the sign of the ratio $dP/d\rho$. Stability occurs when the ratio $dP/d\rho$ is positive. Here, the ratio is $dP/d\rho = 1/5 > 0$; therefore, model is stable.

The expansion scalar (θ), shear scalar (σ), deceleration parameter (q) are obtained as follows:

$$\theta = 3t, \quad (26)$$

$$\sigma^2 = \frac{\lambda}{\sqrt{3}c_2} e^{-3t} \quad (27)$$

$$q = -1. \quad (28)$$

The deceleration parameter from equation (28) indicates that the universe is accelerating. The value of the expansion scalar is constant; that is the rate of expansion of the universe is constant. At the early stages of the evolution of the universe the ratio of the shear scalar to the expansion scalar was non-zero and as the time increases, it tended to be zero, which means the universe was initially anisotropic whereas at a late time, it approached isotropy. The condition of homogeneity and isotropy that is $\lim_{t \rightarrow \infty} \frac{\sigma}{\theta} = 0$ formulated by Collins, Hawkins [28], is satisfied by the present model. The results are similar to those of Singh and Beesham [24], Katore and Hatkar [26], and Adhav [29].

4. *Power Law model* By considering equation (19) for power law volumetric expansion in equation (21), we obtain the following:

$$A = \left(c_3 c_1^2 \right)^{1/3} t^m e^{-\frac{\lambda}{3(1-3m)c_1} t^{3+m}} \quad (29)$$

$$B = \left(\frac{c_3}{c_1} \right)^{1/3} t^m e^{-\frac{\lambda}{3(1-3m)c_1} t^{3+m}} \quad (30)$$

The expressions (29) and (30), show that A and B vanish at $t=0$. Hence, the model has initial singularity. Afterward, A and B increase indefinitely with the passage of time, which is in complete agreement with the Big- Bang model of the universe. The model is similar to those of Akarsu and Kilinc [23], and Adhav [19]. Moreover, the solution of the field equations is obtained for $\gamma = 0.2$. Depending on its numerical values, γ describes the dust universe ($\gamma = 0$), radiation universe ($\gamma = 1/3$), hard universe ($\gamma \in (1/3, 1)$), Zeldovich universe or stiff fluid ($\gamma = 1$) [30]. Therefore, in this model, $\gamma = 0.2$ represents the inflationary universe.

The energy density and pressure are obtained as follows:

$$\rho = \frac{s(\lambda^2 - 1)}{3(8\pi + 2\mu)t^2}, \quad (31)$$

$$p = \frac{(\lambda^2 - 1)}{2(8\pi + 2\mu)N^2} \tag{32}$$

Clearly, from equations (31) and (32), $p > 0$, $\rho > 0$ the energy density is a decreasing function of time. The energy density was very large at the early stages of the evolution of the universe and as the time increases, it tends to zero. Thus, the universe may be empty in the far future. A similar result was obtained by Singh [25]. In the present model, the ratio is $dP/d\rho = 1/5 > 0$, therefore the model is stable. The behavior of energy density is depicted for the appropriate choice of physical parameters and integration constants in Fig.2.

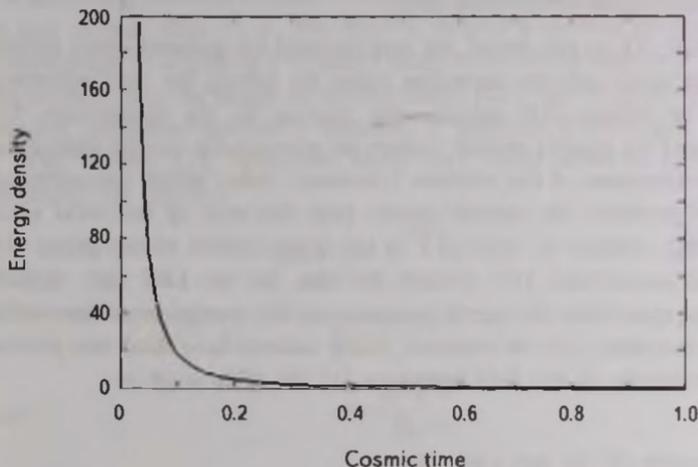


Fig.2. Plot of energy density for $\lambda = 2$, $\mu = 1$.

The expansion scalar (θ), shear scalar (σ), and deceleration parameter (q) have the following expressions

$$\theta = \frac{3m}{t} \tag{33}$$

$$\sigma = \sqrt{\frac{\lambda}{3c_3t}} \tag{34}$$

$$q = 2. \tag{35}$$

The ratio of the shear scalar to the expansion scalar indicates that at the early epoch, the universe was anisotropic and as time passes, it approaches isotropy. The universe has singularity at $t=0$. It starts with an infinite rate of expansion and an infinite measure of anisotropy. For large time, that is as $t \rightarrow \infty$, the shear becomes insignificant. The condition of homogeneity and isotropy that is $\lim_{t \rightarrow \infty} (\sigma/\theta) = 0$, formulated by Collins and Hawkins [28] is

satisfied in the present model. The observations by the differential radiometers on the NASA's Cosmic Background Explorer registered anisotropy in various angle scales. These anisotropies are believed to contain the entire history of cosmic evolution, including the recombination, and are considered indicative of the geometry and the material composing the universe. The theoretical arguments [31] and modern experimental data support the existence of an anisotropic phase, which is transformed into an isotropic one [32]. Our investigations indicate that the deceleration parameter is positive; that is, the universe was decelerating at the time of inflation; this is in accordance with modern cosmological observations [1-2].

5. *Model III*. In this model, we have assumed the proportionality relation of the shear scalar and the expansion scalar for solving the field equations. The work of Thorne [33] explains the reasons for the assumption. The observations of the velocity redshift relation for extragalactic sources suggest that the Hubble expansion of the universe is isotropic today within approximately 30%. More precisely, the redshift studies limit the ratio of the shear scalar to the Hubble constant to $\sigma/H \leq 0.3$ in the neighborhood of our galaxy [34-36]. In this connection, [37] pointed out that for the LRS type spatially homogeneous space-time, the normal congruence to the homogeneous hypersurface satisfy the condition σ/θ as constant. Many authors have used this relation to obtain solutions of the field equations [27,38]. This leads to

$$A = B^n \quad (36)$$

Using equations (8),(9) and (36), we get

$$2B_{44} + 2(n+1)\frac{B_4^2}{B} = \frac{2k}{(n-1)B} \quad (37)$$

Equation (37) further reduces to

$$B_4^2 = \frac{k}{n^2-1} + CB^{-2n-2}, \quad (38)$$

where C is a constant of integration.

Subcase I. $C = 0$.

From Eq. (38) for $C = 0$, we yield

$$A = \left(\frac{k}{n^2-1} \right)^{n/2} t^n, \quad (39)$$

$$B = \left(\frac{k}{n^2-1} \right)^{1/2} t. \quad (40)$$

From equations (39) and (40), for $n \neq \pm 1$, A, B vanish at $t = 0$, thereafter, they start evolving as time increases and finally, they diverge at large time. The results are similar to those of Akarsu and Kilinc [23], and Adhav [29]

Moreover, the values of the scalar factors also vanish for $k=0$. Thus, this model does not admit solution for $k=0$.

The energy density of the model is calculated as follows:

$$\rho = \left(\frac{n^2}{8\pi\gamma + 7\mu\gamma - \mu} \right) \frac{1}{t^2}, \quad (41)$$

where $n = \frac{\mu - 8\pi\gamma + 7\mu\gamma}{2\gamma(4\pi + \mu)}$,

The expression of energy density obtained in equation (41) shows that it is a decreasing function of time. The energy condition, that is $\rho > 0$ is satisfied. In case of dust fluid $\gamma = 0$, the value of density is positive infinite for $\mu < 0$. Furthermore, it is large at $t = \theta$ and it tends to be zero at large time. Therefore, the universe may be empty in the far future [25]. The behavior for a suitable physical parameter and other constant, is depicted in the Fig.3.

The volume (V), expansion scalar (θ), shear scalar (σ), deceleration parameter (q) become

$$V = \left(\frac{k}{n^2 - 1} \right)^{(n+2)/2} t^{n+2}, \quad (42)$$

$$\theta = \frac{3(n+2)}{t}, \quad (43)$$

$$\sigma = \frac{(n-1)}{\sqrt{3}t}, \quad (44)$$

$$q = \frac{1}{n+2} - 1. \quad (45)$$

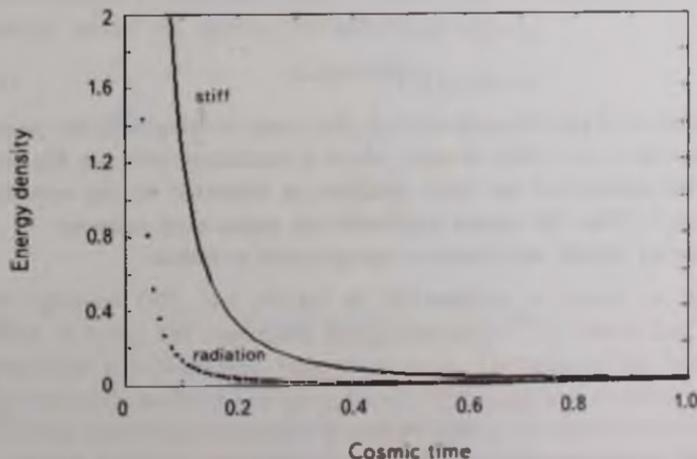


Fig.3. Plot of energy density for $\gamma = 1$, $1/3$, $\mu = 1$.

The volume of the universe is clearly an increasing function of time t . The universe evolves with an infinite rate of expansion and anisotropy. Thus, the model represents the early era of the evolution of the universe. This is consistent with the Big Bang model of the universe. The shear scalar becomes insignificant as $t \rightarrow \infty$. Furthermore, the anisotropy is maintained throughout the evolution of the universe. From Fig 4, the sign of the deceleration parameter is negative and positive for the value of $n < -2$, $-1 < n$ and $-2 < n < -1$ respectively.

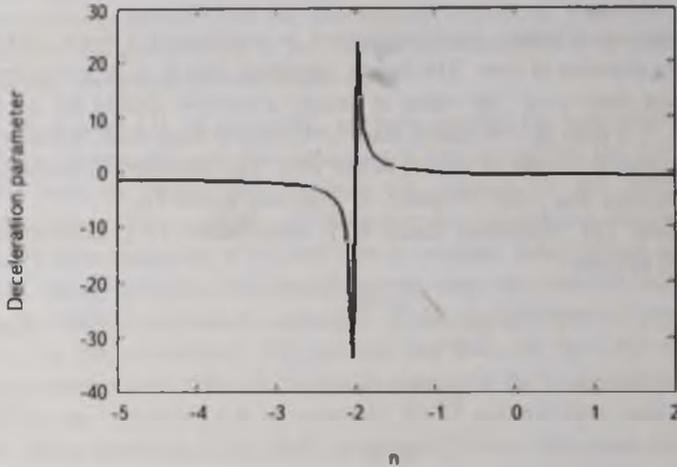


Fig.4. Plot of deceleration parameter.

Subcase II $C \neq 0$.

From equation (38) for $C \neq 0$, we obtain

$$A = ((n+2)C)^{n/(n+2)} t^{n/(n+2)}, \quad (46)$$

$$B = ((n+2)C)^{1/(n+2)} t^{1/(n+2)}. \quad (47)$$

The value of A and B vanish at $t=0$, they start evolving with the passage of time and as $t \rightarrow \infty$, they diverge, which is consistent with the Big Bang model. This solution of the field equations is subjected to the condition $k=0$, $\gamma=0.2$. Thus, the model represents the inflationary universe.

The energy density and pressure are obtained as follows

$$\rho = \left(\frac{10n+5}{50-8\pi} \right) \frac{1}{(n+2)^2} \frac{1}{t^2}, \quad (48)$$

$$p = \left(\frac{2n+1}{50-8\pi} \right) \frac{1}{(n+2)^2} \frac{1}{t^2} \quad (49)$$

For an appropriate choice of physical parameters and other integration

constant, the energy density should be a decreasing function of time (see Fig 5). The energy conditions $p > 0$, $\rho > 0$ are satisfied. The energy density at the early epoch was large and as time increases, it gradually decreases, approaching a constant value. Thus, the universe may be in a steady state in the far future. In that case, we obtain the same result as that obtained in the study by Das and Sarma [27]. In this model, the ratio is $dP/d\rho = 1/5 > 0$; that is the model is stable.

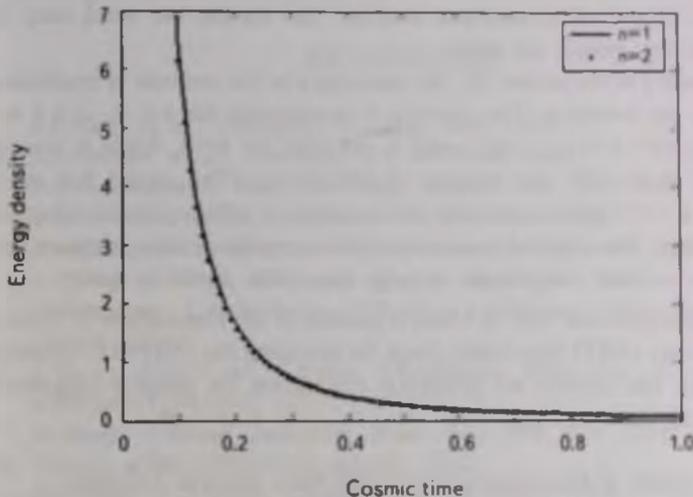


Fig.5. Plot of energy density

The volume V , expansion scalar θ , shear scalar σ , deceleration parameter q for this model are obtained as follows;

$$V = (n+2)Ct, \tag{50}$$

$$\theta = \frac{1}{t}, \tag{51}$$

$$\sigma = \frac{(n-2)}{\sqrt{3(n+2)}t}, \tag{52}$$

$$q = 2 \tag{53}$$

From equation (50), the volume of the universe is clearly an increasing function of time. The expansion scalar in equation (51) shows that the rate of expansion is a decreasing function of time. The ratio of the shear scalar to the expansion scalar is non zero; therefore, the universe is anisotropic. The value of the deceleration parameter is positive; that is the universe is decelerating. The present model is consistent with recent observational data [1,33,39].

6. *Conclusion.* In the present paper, we investigated perfect fluid cosmological

model in the $f(R, T)$ theory of gravitation framework for the hypersurface homogeneous space-time. Under some specific choices of the parameters, in the exponential expansion model, the rate of expansion of the universe is constant. The universe is accelerating. The universe approaches isotropy at large time. In the power law model, we obtained inflationary decelerating universe. The present models are consistent with the Big Bang model. The condition of homogeneity and isotropization formulated by Collins and Hawkins [28], is satisfied by the aforementioned models. The models are valid only for $k=0$. Both the models are stable.

In subcase I of the model III, the anisotropy of the universe is maintained throughout the evolution. The universe is accelerating for $n < -2$, $-1 < n$ and decelerating for $-2 < n < -1$. The model is not valid for $k=0$. While in the sub case II of model III, the universe is inflationary. The model has initial singularity at $t=0$ and the universe evolves with an infinite rate of expansion and anisotropy. The physical parameters such as energy density, pressure, and shear scalar become insignificant at large time. The model is stable.

Acknowledgments. Ms. R.J.Baxi is grateful to the Department of Science and Technology (DST) New Delhi, India for providing the INSPIRE fellowship (IF 140404). The authors are grateful to the referee for valuable suggestions for improving the manuscript.

¹ Department of Mathematics, Sant Gadge Baba Amravati University, India, e-mail: katoresd@rediffmail.com rasrjb@gmail.com

² Department of Mathematics, A.E.S.Arts, Commerce and Science College, India, e-mail: schnhatkar@gmail.com

ГИПЕРПОВЕРХНОСТНАЯ ОДНОРОДНАЯ КОСМОЛОГИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ В МОДИФИЦИРОВАННОЙ ТЕОРИИ ГРАВИТАЦИИ

С.Д.КАТОРЕ¹, С.П.АТКАР², Р.Дж.БАКСИ¹

Рассматривается гиперповерхностное однородное пространство-время в рамках $f(R, T)$ теории гравитации при наличии идеальной жидкости. Получены точные решения уравнений поля при экспоненциальном и степенном законах объемных разложений. Уравнения поля решены также в предположении о пропорциональности между скаляром сдвига σ и скаляром разложения θ . В экспоненциальной модели Вселенная при больших временах (поздняя Вселенная) стремится стать изотропной. В рассматриваемой

модели Вселенная заметно ускоряется и расширяется. Обсуждаются также физические и геометрические свойства предлагаемой модели.

Ключевые слова: *однородные гиперповерхности; идеальная жидкость; $f(R, T)$ гравитация*

REFERENCES

1. *A.G.Riess et al.*, *Astrophys. J.*, **116**, 1009, 1998.
2. *S.Perlmutter et al.*, *Astrophys. J.*, **517**, 565, 1999.
3. *R.G.Vishwakarma*, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **331**, 776, 2002.
4. *C.B.Netterfield et al.*, *Astrophys. J.*, **571**, 604, 2002.
5. *D.R.K.Reddy, R.Santikumar, R.L.Naidu*, *Astrophys. Space Sci.*, **342**, 249, 2012.
6. *C.P.Singh, V.Singh*, *Gen. Rel. Gravit.*, **46**, 1696, 2014.
7. *O.Bertolami, C.G.Bochmer, T.Harko, F.S.N.Lobo*, *Phys. Rev. D.*, **75**, 104016, 2007.
8. *T.Harko, F.S.N.Lobo, S.Nojiri, S.D.Odintsov*, *Phys. Rev. D.*, **84**, 024020, arXiv:gr-qc/1104.2669, 2011.
9. *M.Sharif, Z.Yousaf*, *Astrophys. Space Sci.*, **354**, 471, 2014.
10. *T.Azizi*, arXiv.1205.6957v1 [gr-qc], 2012,
11. *R.L.Naidu, K.D.Naidu, T.Ramprasad, D.R.K.Reddy*, *Glob. J. Sci. front. Res. Phys. and Space Sci.*, **13**, 3, 1.0, 2013.
12. *D.R.K.Reddy, R.S.Kumar*, *Glob. J. Sci. front. Res. Phys. and Space Sci.*, **13**, 3, 1.0, 2013.
13. *D.D.Pawar, V.R.Patil, S.N.Bayaskar*, *Math. Phys.*, Id965164, 2012.
14. *M.Sharif, S.Rani, R.Myrzakulov*, arXiv.1210.2714v1 [gr-qc], 2012.
15. *M.Jamil, D.Momeni, M.Raza, R.Myrzakulov*, arXiv.1107.5807v5 [phy.gen.ph], 2012.
16. *M.J.S.Houndjo*, arXiv.1107.3887v4 [astrp-ph.co], 2011.
17. *R.Myrzakulov*, *Eur. Phys. J. C.*, **72**, 2203, 2012.
18. *R.Chaubey, A.K.Shukla*, *Astrophys. Space. Sci.*, **343**, 415, 2013.
19. *S.Ram, Priyanka, M.K.Singh*, *Pramana J. Phys.*, 1-8, DoI10.1007/s12043-13-0547-y, 2013.
20. *S.Ram, M.K.Verma*, *Astrophys. Space Sci.*, **326**, 299, 2010.
21. *D.R.K.Reddy, K.S.Adhav, S.D.Katore, K.S.Wankhade*, *Int. J. Theor. Phys.*, **48**, 2884, 2009.
22. *S.D.Katore*, *Bul. J. Phys.*, **37**, 144, 2010.
23. *O.Akarsu, C.B.Kilinc*, *Gen. Rel. Grav.*, **42**, 763, 2010.
24. *C.P.Singh, A.Beesham*, *Grav. and Cosm.*, **1733**, 284, 2011.
25. *C.P.Singh*, *Pramana J. Phys.*, **72**, 2, 429, 2009.
26. *S.D.Katore, S.P.Hatkar*, *New Astron.*, **34**, 172, 2014.

27. *K.Das, G.Sarma*, The Afri. Rev. Phys., **8**, 0022, 2013.
28. *C.B.Collins, S.W.Hawkings*, Astrophys. J., **180**, 317, 1973.
29. *K.S.Adhav*, Elect. J. Theor. Phys., 2012.
30. *K.C.Jacobs*, Astrophys. J., **153**, 661, 1968.
31. *C.W.Misner*, Astrophys. J., **151**, 431, 1968.
32. *B.Saha*, Phys. Part. Nucl., **40**, 5, 2009.
33. *K.S.Thorne*, Astrophys. J., **148**, 51, 1967.
34. *R.Kantowski, R.K.Sachs*, J. Math. Phys., **7**, 443, 1966 *J.Kristian, R.K.Sachs*, Astrophys. J., **143**, 379, 1966.
35. *A.K.Yadav, F.Rahaman, S.Ray, G.K.Goswami*, arXiv.1204.022v3 [phys.gen.ph], 2012.
36. *C.B.Collins, E.N.Glass, D.A.Wilkinson*, Gen. Rel. Grav., **12**, 805, 1980.
37. *R.Bali, R.D.Upadhaya*, Astrophys. Space Sci., 287, 2003.
38. *P.M.Garnavich et al.*, Astrophys. J., **493**, L53, 1998.

WHITE DWARF STARS AS POLYTROPIC GAS SPHERES

M.I.NOUH^{1,2}, A.S.SAAD^{2,3}, W.H.ELSANHOURY^{2,4}, A.A.SHAKER²,
B.KORANY^{2,3}, T.M.KAMEL²

Received 28 March 2016

Accepted 24 August 2016

We expect that relativistic effects have an important role in compact stars, because their electrons are highly degenerate. In this paper, we study properties of the condensed matter in white dwarfs using Newtonian and relativistic polytropic fluid spheres. We propose two polytropic indices ($n = 3$ and $n = 1.5$) to investigate the physical characteristics of the models. We numerically solve the Lane-Emden equations, and demonstrate that the relativistic effect is small in white dwarf stars.

Key words: *Compact stars: White dwarfs: Polytropes: Relativistic effects*

1. *Introduction.* The theoretical and observational study of compact stars remains one of the most exciting fields in modern physics. Predictions of the properties of white dwarfs serve to test our understanding on the matter at these high densities, while theories of high-density matter serve as a basis for interpreting observational results regarding these objects. Most excitingly, these objects bring together all four of the fundamental forces of nature and probe regimes not accessible in the terrestrial laboratory [1].

Matter in the interior of compact objects is highly degenerate. Because degenerate electrons are excellent conductors of heat, the interior is nearly isothermal and the core temperature approximately equals the temperature at the core envelope-boundary. Furthermore, since the pressure of the degenerate matter is nearly independent of the temperature, we may use polytropic models.

Polytropic models are vital to two classes of theoretical astrophysics: stellar structure and galactic dynamics. In stellar structures, the Lane-Emden equation governs the physical variables of the configurations [2,3].

Tooper conducted relativistic studies of the polytropic equation of state in 1964 [4], and derived two nonlinear differential equations that are analogues to the non-relativistic Lane-Emden equation. By numerically solving these two equations, they obtained the physical parameters of the polytrope. In [5] and [6], the two first order differential equations obtained by Tooper were solved numerically to investigate the effect of increasing a specific relativistic parameter

of the polytropes (indices $n = 1.5$ and $n = 3$). In [7], the Tolman-Oppenheimer-Volkoff TOV equation was solved analytically for different polytropic indices.

In this paper, we describe our study of the structure of white dwarfs using relativistic polytropic fluid spheres. The paper is organized as follows. In Section 2, we discuss polytropic and TOV equations. Section 3 contains our results and their interpretations. Section 4 contains our conclusions.

2. The Polytropic Gas Sphere The polytropic equation of state has the form

$$p = K \rho^\Gamma, \quad \Gamma = 1 + \frac{1}{n},$$

where n is the polytropic index and K is the pressure constant. $\Gamma = 5/3$ for the non-relativistic case and $\Gamma = 4/3$ for relativistic case.

The equilibrium structure of a self-gravitating object is derived from the hydrostatic equilibrium equations. The simplest case is that of a spherical, non-rotating, static configuration, where, for a given equation of state, all macroscopic properties are parameterized by a single parameter, for example, the central density. Using algebraic manipulations, the structure equations can be combined to derive the Lane-Emden equation

$$\frac{1}{\xi^2} \frac{d}{d\xi} \left(\xi^2 \frac{d\theta}{d\xi} \right) + \theta^n = 0, \quad (1)$$

where θ and ξ are dimensional and given by $\xi = rA$ and $\theta = \rho/\rho_c$. ρ_c is the central density and ρ is the density.

In the case of compact objects, the gravitational fields are sufficiently strong that the calculations must be performed in the context of general relativistic (rather than Newtonian) gravity. The fundamental equation of hydrostatic equilibrium in its general relativistic form has been derived [8,9], and is known as the "TOV" equation. It is written as

$$\xi^2 \frac{d\theta}{d\xi} \frac{1 - 2\sigma(n+1)v/\xi}{1 + \sigma\theta} + v + \sigma\xi\theta \frac{dv}{d\xi} = 0, \quad (2)$$

and

$$\frac{dv}{d\xi} = \xi^2 \theta^n, \quad (3)$$

where

$$v = \frac{A^3 m(r)}{4\pi\rho_c}, \quad A = \left(\frac{4\pi G\rho_c}{\sigma(n+1)c^2} \right)^{1/2}, \quad \sigma = \frac{P_c}{c^2\rho_c}. \quad (4)$$

Here, ξ is the dimensionless radius, v is a dimensional finite stellar mass $m(r)$ at a radius r , A is a constant with a dimension of inverse length, σ is the relativistic parameter (which can be considered as related to the relativistic

corrections), and P_c is the central density. In Eqs. (1)-(3), the Lane-Emden functions θ are the solutions that satisfy the condition $\theta = 1$ at $\xi = 0$ and $\theta = 0$ at $\xi = \xi_1$. We can determine the radius R and the mass M from

$$R = A^{-1} \xi_1, \quad M' = \sigma^{(1-n)/2} v(\xi_1),$$

$$M = \frac{4\pi\rho_c}{A^3} v(\xi_1) = \left[\frac{(n+1)c^2}{4\pi G} \left(\frac{K}{c^2} \right)^n \right]^{1/2} M' \quad (5)$$

3. *Results.* We numerically integrated Equations (2) and (3) using the Runge-Kutta method. A Mathematica routine was used to determine the zeroes of the TOV equation at different polytropic indices n and for different values of the relativistic parameter σ . The integral had initial values $\xi = 0, \theta = 1$ and $v = 0$ proceeded forward using step size $\Delta\xi$. The zero of θ is denoted by ξ_1 , and was determined by integrating until we obtained a negative value of θ . Then, a small step size $\Delta\xi$ was used to give more accurate results.

In the TOV equations (Equations (2) and (3)), the functions $\theta(\xi)$, and $v(\xi)$ depend on two parameters, n and σ . When $\sigma \rightarrow 0$, these reduce to the non-relativistic Lane-Emden equation (Equation (1)).

Fig. 1 contains a plot of the relativistic function $v(\xi_1)$ as a function of n and σ . The curve for $\sigma = 0$ reduces to the non-relativistic Lane-Emden function. The function $v(\xi_1)$ decreases with increasing n because the equation of state softens, and with increasing σ , because general relativity, becomes more important.

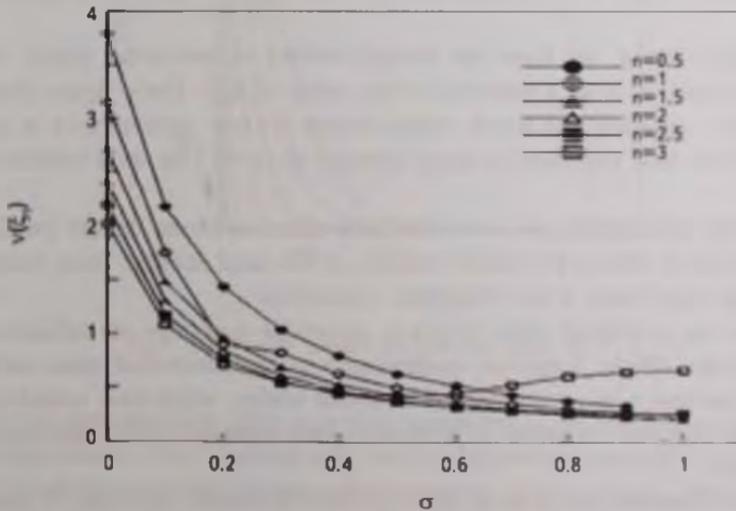


Fig. 1 Variation of the relativistic function $v(\xi_1)$ with respect to polytropic index n and the relativistic parameter.

Fig.2 contains a plot of M' , which determines the stellar mass. For $n < 3$, M' increases with σ up to a certain maximum value, which is the critical value σ_{CR} and represents the onset of instability. For $n=3$, M' has two minima, $\sigma=0.4$ ($M'=0.4516$) and $\sigma=0.5$ ($M'=0.4214$), and two maxima at $\sigma \rightarrow 0$ and $\sigma_{CR} \approx 0.42$.

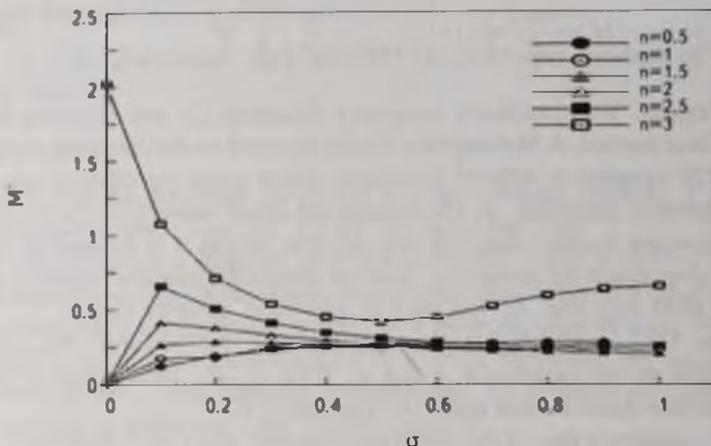


Fig.2. Effect of σ on the stellar mass function M' .

The matter in compact stars is highly degenerate, so we expect that the relativistic effect has a very important role on the physical properties of these stars.

In Fig.3 and 4, we show the density profiles of the stellar matter for different values of σ as a function of the radius $R(R_{\odot})$. These figures show that when σ increases, the stellar matter density is more concentrated in the center of the star. The effect is much stronger for $n=3$ (the ultra-relativistic case).

For the mass profile, we found the same effect as in the density profiles because the star mass is the volume integral of the mass density. These results reflect the importance of the relativistic corrections.

Next, we considered white dwarfs to determine how they are influenced by relativistic effects. Empirical confirmation of the theoretical mass-radius relation has been a prime objective of numerous studies, which have considered individual stars and ensembles of stars with good mass and radius determinations [10].

Recent observational projects have provided the masses and radii of many white dwarf stars, so we can establish the inverse problem for white dwarfs. That is, if in the relativistic case, M , R and n are considered given quantities,

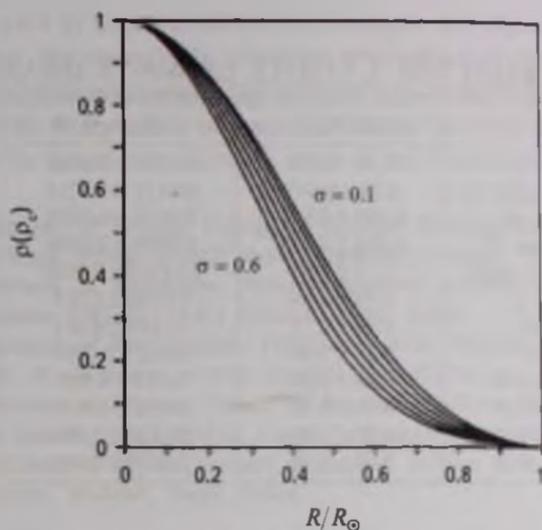


Fig.3. Star density profiles for different values of σ at $n = 1.5$.

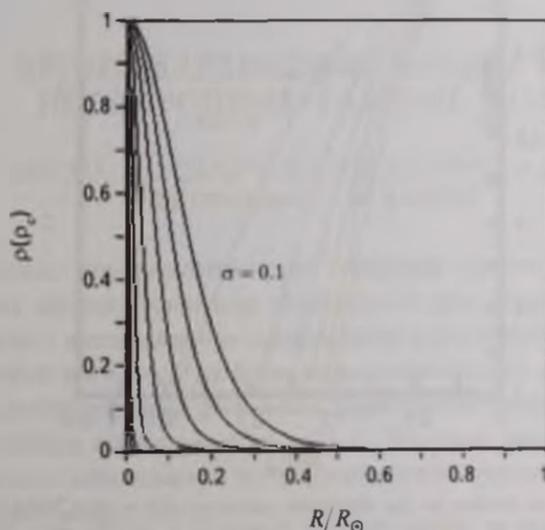


Fig.4. Star density profiles for different values of σ at $n = 3$.

then the determination of the relativistic parameter σ (or range of σ) becomes a characteristic value problem and can be determined graphically [4].

To do this, we use the observed mass-radius relation in [11], based on the parallax of 10 white dwarfs observed by HIPPARCOS. The masses and radii are listed in Table 1.

Fig.5 illustrates the positions of the white dwarfs selected from Table 1 with

Table 1

MASS AND RADII FOR A SAMPLE OF WHITE DWARFS [11]

Name	$M(M_{\odot})$	$R(R_{\odot})$
Sirius B	1.0 ± 0.016	0.0084 ± 0.0002
Stein 2051 B	0.48 ± 0.045	0.0111 ± 0.0015
40 Eri B	0.501 ± 0.011	0.0136 ± 0.0002
Procyon B	0.604 ± 0.018	0.0096 ± 0.0004
CD-38 10980	0.74 ± 0.04	0.01245 ± 0.0004
W485 A	0.59 ± 0.04	0.0150 ± 0.001
L268-92	0.70 ± 0.12	0.0149 ± 0.001
L481-60	0.53 ± 0.05	0.012 ± 0.0004
G154-B5B	0.46 ± 0.08	0.011 ± 0.001
G181-B5B	0.50 ± 0.05	0.011 ± 0.001
G156-64	0.59 ± 0.001	0.0110 ± 0.001
G154-B5B	0.46 ± 0.08	0.0130 ± 0.002

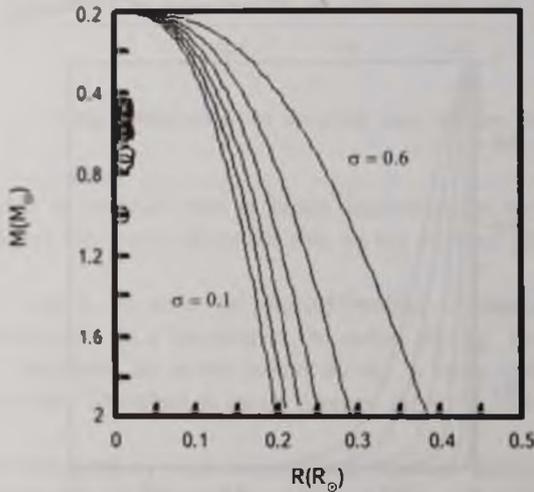


Fig.5. Mass radius relation for the relativistic polytrope with $n = 1.5$. Solid lines represent the mass radius relation for different relativistic parameters σ and the open circles represent the mass and radius from [11].

the polytropic mass-radius relations calculated for polytropic index $n = 1.5$ and for different values of the relativistic parameter σ . Most of the objects tend to have small σ , except for two that had σ values between 0.1 and 0.3.

4. *Conclusions.* In this paper, we studied properties of the condensed matter in white dwarfs using a polytropic fluid sphere. Two polytropic indices

($n=3$ and $n=1.5$) were considered to investigate the physical characteristics of the models. We numerically solved the relativistic fluid sphere equations for different relativistic parameters. The deduced mass-radius relation at $n=1.5$ was compared with observations of a selected sample of white dwarfs. The result shows that the relativistic effect on most of the selected sample was small.

¹ Department of Physics, College of Science, Northern Border University, Arar, Saudi Arabia, e-mail: abdo_nouh@hotmail.com

² Department of Astronomy, National Research Institute of Astronomy and Geophysics NRIAG, 11421 Helwan, Cairo, Egypt

³ Department of Mathematics, Preparatory Year, Qassim University, Qassim, Saudi Arabia, e-mail: saad6511@gmail.com

⁴ Department of Physics, Faculty of Science, Northern Border University, Rafha Branch, Saudi Arabia, e-mail: welsanhoury@gmail.com

⁵ Department of Physics, Faculty of Applied Science, Umm AL-Qura University, Makaha, Saudi Arabia

БЕЛЫЕ КАРЛИКОВЫЕ ЗВЕЗДЫ КАК ПОЛИТРОПНЫЕ ГАЗОВЫЕ ШАРЫ

М.И.НОУХ^{1,2}, А.С.СААД^{2,3}, В.Г.ЭЛСАНОРИ^{2,4}, А.А.ШАКЕР²,
Б.КОРАНИ^{2,5}, Т.М.КАМЕЛ²

Ожидается, что релятивистские эффекты играют важную роль в компактных звездах, поскольку электроны в них сильно вырождены. В данной работе с использованием ньютоновских и релятивистских политропных жидких шаров изучаются свойства конденсированного вещества в белых карликах. Для исследования физических характеристик моделей мы предлагаем два политропных индекса ($n=3$ и $n=1.5$). Численно решаются уравнения Ланс-Эмдена и показывается, что релятивистские эффекты в белых карликовых звездах малы.

Ключевые слова: компактные звезды; белые карлики; политропы; релятивистские эффекты

REFERENCES

1. *N Glendening*, Compact Stars: Nuclear Physics, Particle Physics and General Relativity (Springer-Verlage, New York), 1996.
2. *S.Chandraseckhar*, *Astrophys. J.*, **74**, 81, 1931.
3. *R.Kippenhahn* and *A.Weigert*, *Stellar Structure and Evolution*, XVI, 468 pp. 192 figs., Springer-Verlag Berlin Heidelberg New York. Also *Astronomy and Astrophysics Library*, 1990.
4. *R.Tooper*, *Astrophys. J.*, **140**, 434, 1964.
5. *L.Ferrari*, *A.Estrela*, *M.Malherio*, *IJMPE*, **16**, 2834, 2007.
6. *L.P.M.Linares*, *M.S.Ray*, *Int. J. Mod. Phys. D*, **13**, 1355, 2004.
7. *M.I.Nouh*, *A.S.Saad*, *International Review of Physics*, **7**, 1, 2013.
8. *R.C.Tolman*, *Relativity Thermodynamics and Cosmology*, Oxford, Clarendon Press, 1939.
9. *J.R.Oppenheimer*, *G.M.Volkoff*, *Phys. Rev.*, **55**, 374, 1939.
10. *J.B.Holberg*, *T.D.Oswalt*, *M.A.Barstow*, *Astron. J.*, **143**, 68, 2012.
11. *J.L.Provencal*, *H.L.Shipman*, *E.Hog*, *P.Thejll*, *Astrophys. J.*, **494**, 759, 1998.

ОБЗОРЫ

МЕЖЗВЕЗДНОЕ ПОГЛОЩЕНИЕ

Г. А. ГОНЧАРОВ

Поступила 13 мая 2016

Принята к печати 24 августа 2016

Обзор описывает современные представления о межзвездном поглощении. Они существенно отличаются от представлений XX в. Благодаря инфракрасным обзорам сотен миллионов звезд по всему небу, таких, как 2MASS, SPITZER-IRAC, WISE, мы заглянули в самые плотные и самые разреженные области межзвездной среды на расстоянии несколько кпк от Солнца. Кроме того, наблюдения в инфракрасном и микроволновом диапазонах, где, видимо, поглощает и излучает основная масса пыли, приблизили нас к пониманию распределения пылинок по свойствам в масштабе Галактики и Вселенной. Мы переживаем разгар научной революции в представлениях о межзвездной среде и пыли. Итоги и даже ключевые результаты этой революции пока трудно предсказать. Тем не менее, уже а) построена физически обоснованная модель пространственного распределения поглощающей материи в ближайшем килопарсеке, учитывающая пояс Гулда, как контейнер пыли, и дающая точную оценку поглощения для любого объекта только по его галактическим координатам. Ясно также, что б) в галактических окрестностях Солнечной системы межзвездная среда содержит примерно половину всей массы материи (другая половина включает звезды, их остатки и темную материю); в) межзвездная среда, и, в частности, пыль, существенно различается в разных районах космоса, и нельзя судить о далеком космосе, исследуя только близкий.

Ключевые слова: межзвездное поглощение; покраснение; межзвездные пылевые частицы; характеристики и свойства Галактики Млечный путь

1. Изменение представлений о межзвездном поглощении.

Представления, что в пространстве между звездами есть некая среда, поглощающая звездный свет, развивались со времен Вильяма Гершеля. Исторический обзор этих представлений дан Ли (2005). Однако до конца XX в. межзвездная среда и поглощение рассматривались лишь как помеха в изучении звезд. Впрочем, помеха столь незначительная, что даже для разрешения фотометрического парадокса Ольберса ("если число звезд во Вселенной бесконечно, то все небо должно сиять как Солнце") поглощение привлекалось, разве что, самим Ольберсом. Оно считалось существенным только около галактической плоскости, где плотность межзвездной среды

достаточна для формирования из нее звезд. Оценка межзвездного поглощения в слое около галактической плоскости почти не изменилась за последние 170 лет: от 1^m на клк у Струве (1847) до $1^m.2$ на клк у Гончарова (2012б). Впрочем, долгое время считалось, что даже около галактической плоскости основная часть вещества заключена в звездах. Например, Куликовский (1985, с.146) отмечал, что межзвездная материя составляет не более 10% массы материи в спиральных ветвях Галактики.

Изменение этих представлений в XXI в. является одной из основ текущей астрономической революции. В наиболее популярной до сих пор, но устаревшей (Гончаров 2012г) Безансонской модели Галактики (Робин и др., 2003) межзвездной среде в галактических окрестностях Солнца отведено уже 28%, остальной барионной материи (звездам, коричневым карликам, белым карликам, нейтронным звездам и планетам) 59% и темной материи – 13%. В новой версии той же модели Жеках и др. (2014) вслед за Бинни и Тремэн (2008) приняли для окрестностей Солнца пространственную массовую плотность межзвездной среды 0.05 (47%), остальной барионной материи $0.043-0.049$ (около 44%) и темной материи $0.01 M_{\odot}/\text{пк}^3$ (9%). МакКи и др. (2015) детально проанализировали пространственную плотность материи в окрестностях Солнца и получили плотность межзвездной среды 0.041 (42.3%), остальной барионной материи 0.043 (44.3%) и темной материи $0.013 M_{\odot}/\text{пк}^3$ (13.4%). Но они отметили, что вдали от галактической плоскости обнаружен водород, который из-за сферического пространственного распределения относительно центра Галактики объединяется в моделях с темной материей. С учетом этого видим, что по современным оценкам межзвездная среда содержит примерно половину массы материи в околосолнечной части Галактики. Это разумно, если принять, что звезды образуются из среды в диске Галактики в наше время. С учетом общепринятого соотношения массы газа к массе пыли пространственную массовую плотность пыли можно оценить как $5 \cdot 10^{-4} M_{\odot}/\text{пк}^3$, или в $\text{г}/\text{см}^3$:

$$3.5 \cdot 10^{-26}. \quad (1)$$

В XX в. астрономам был наиболее доступен диапазон длин волн 0.4-1 мкм, где поглощение примерно обратно пропорционально длине волны:

$$A_{\lambda} \sim 1/\lambda. \quad (2)$$

Кроме того, исследования были ограничены преимущественно областью пространства рядом с Солнцем, где коэффициент пропорциональности R_V между покраснением звезды $E_{(B-V)}$ и поглощением A_V является постоянной, единой, универсальной характеристикой пылевой среды для всего пространства и для всего диапазона длин волн (Куликовский 1985, с.151):

$$A_V = R_V \cdot E_{(B-V)}. \quad (3)$$

Но в XXI в. наблюдения в других диапазонах и на больших расстояниях

от Солнца обнаружили огромное разнообразие характеристик космических пылинок (обзор, Дрэйн (2003)). Во многих диапазонах излучения и районах Галактики соотношение (2) не выполняется, а отношение полного поглощения к селективному R_v является лишь одной из характеристик пылевой среды и меняется как в пространстве, так и в зависимости от длины волны (Вошинников, 2012). Это заставляет ученых разрабатывать новый раздел науки, физику космической пыли. В ее рамках, как показано в обзоре Вошинникова (2012), наблюдаемое поглощение, покраснение, коэффициент R_v , весьма разнообразные для разных направлений, расстояний, диапазонов и источников излучения, в последние годы довольно успешно описываются теоретическими моделями с различным распределением пылинок по размеру, химическому составу, форме и другим свойствам.

2. *Карта SFD98*. Поглощенное излучение переизлучается пылинкой как излучение с большей длиной волны. И по этому излучению можно судить и о поглощении, и о свойствах пыли.

В 1998г. Шлегель и др. (1998) (далее - SFD98) опубликовали карту для всего неба, позволяющую судить о покраснении и поглощении, хотя и косвенно. Это карта ИК излучения пыли на $\lambda = 100$ мкм в зависимости от галактической долготы l и широты b . С учетом температуры пыли и принятых калибровок, после исключения зодиакального света и ярких точечных источников излучение пыли должно соответствовать покраснению излучения звезд при прохождении света сквозь толщу всего галактического вещества на заданном луче зрения. Исходным материалом для составления карты послужили результаты космических проектов COBE/DIRBE и IRAS/ISSA. SFD98 сочетает точность COBE/DIRBE (16%) и угловое разрешение IRAS/ISSA (около бугл. мин.). Благодаря этому, карта SFD98 использована в более, чем 9000 исследований. А при оценке покраснения и поглощения внегалактических объектов она является эталоном. Но все-таки это карта излучения, а не покраснения или поглощения, как ее часто ошибочно именуют (обычно ее данные используются с $R_v = 3.1$). И эта карта имеет систематические ошибки, особенно важные для внегалактической астрономии и космологии.

1. Арче и Гудман (1999) показали, что разрешение карты температуры пыли, сопутствующей карте SFD98, составляет всего $1''.4$ (разрешение COBE/DIRBE), а не $6''$, как основной карты, и это должно приводить к ошибкам SFD98 при большом градиенте температуры. Эти ошибки обнаружены, например, Гончаровым (2012б) при сравнении SFD98 с картой Гончарова (2010) в густых облаках пояса Гулда. Аналогичные ошибки SFD98 найдены Шлафли и др. (2014а) в окрестностях тонких волокнистых структур среды при использовании многоцветной фотометрии Pan-STARRS1 для более 500 миллионов звезд.

2. Бэрри и др. (2012) по данным каталога SDSS (Абазаджан и др. 2009) для миллионов звезд нашли ошибки SFD98, которые могут быть вызваны неполным учетом зодиакального света и точечных источников ИК излучения.

3. Арче и Гудман (1999) отметили, что излучение с $\lambda = 100$ мкм авторы SFD98 пересчитали в привычное для пользователей покраснение $E_{(B-V)}$, используя многоцветную фотометрию и спектроскопию нескольких сотен эллиптических галактик с малым покраснением ($E_{(B-V)} < 0^m.3$), так как в областях неба с большим покраснением, т.е. около галактического экватора галактики не видны. В результате эта калибровка SFD98 при больших покраснениях ошибочна: покраснение SFD98 завышено. Это подтверждено многими авторами (ссылки даны Камбрези и др. 2005). Шлафли и др. (2014a) подтвердили это, используя фотометрию Pan-STARRS1 для более 500 миллионов звезд и рассмотрев общие проблемы пересчета карт эмиссии в карты покраснения и поглощения.

4. Яхата и др. (2007) сравнили подсчеты числа галактик из SDSS в 69 площадках вокруг северного полюса Галактики с картой SFD98. Для большого покраснения найдена естественная убыль числа галактик с ростом покраснения, но для малых покраснений найден неожиданный рост числа галактик с покраснением. Кроме того, при малом покраснении, чем оно меньше, тем галактика в среднем краснее. Но этот эффект ослабляется с ростом красного смещения. Моделируя ошибки SFD98, Яхата и др. (2007) показали, что систематические ошибки калибровки SFD98 при минимальном покраснении на уровне всего $0^m.02$, превращаются в итоговую ошибку минимального поглощения $\sigma(A_V) = 0^m.1$. Кроме того, авторы предположили, что в SFD98 недооценка малого покраснения вызвана наблюдаемой, но неучтенной эмиссией скоплений галактик в далеком ИК диапазоне (видимо, из-за межгалактической пыли). Вольф (2014) сравнил с SFD98 полное (включая "серое") поглощение в высоких галактических широтах по наблюдениям примерно 50000 квазаров. Он подтвердил, что SFD98 завышает большое и занижает малое покраснение и не учитывает около- и межгалактическую эмиссию в далеком ИК диапазоне.

В качестве иллюстрации на рис. 1 сопоставлены покраснения $E_{(B-V)G}$ по карте Гончарова (2010) для звезд на расстоянии 1.0 - 1.6 кпк и $E_{(B-V)SFD98}$ (SFD98, сквозь всю Галактику) для площадок неба $10^\circ \times 10^\circ$ по данным Гончарова (2012б). Черные точки и аппроксимирующая сплошная кривая - данные для $|b| > 15^\circ$ вне облаков пояса Гулда. Большие заполненные ромбы и птрих-пунктир - данные для 9 областей с $|b| > 15^\circ$, содержащих облака пояса Гулда. Квадраты и пунктир - данные для $|b| < 15^\circ$ вдали от направления на центр Галактики. Большие пустые ромбы - данные для области вокруг центра Галактики ($-30^\circ < l < +30^\circ$, $|b| < 15^\circ$). Для всех данных показана

точность. Видно, что около галактического экватора, как и ожидалось, покраснение сквозь всю Галактику заметно превосходит локальное покраснение. Но всюду при $|b| > 15^\circ$ разности карт соответствуют их заявленным высоким точностям. Кроме того, видно, что штрих-пунктир примерно вдвое выше сплошной кривой и даже выше пунктира. То есть покраснение в поясе Гулда примерно вдвое больше, чем вне его на тех же широтах, и чем покраснение около галактической плоскости вне направления на центр Галактики.

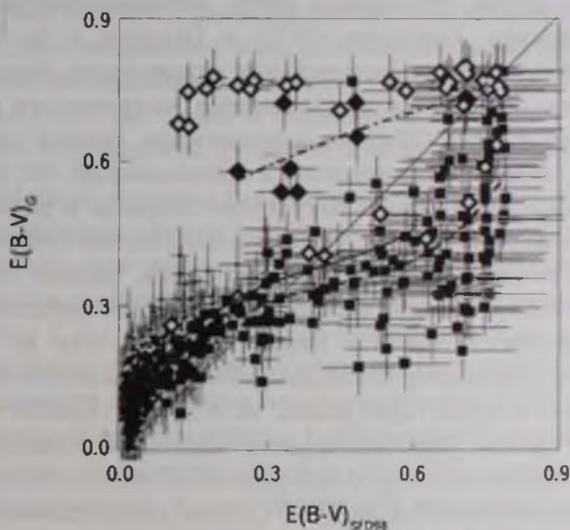


Рис.1. Корреляция между $E_{(B-V)G}$ Гончарова (2010) и $E_{(B-V)SFD98}$ для площадок неба $10^\circ \times 10^\circ$ по данным Гончарова (20126). Черные точки - данные для $|b| > 15^\circ$ вне облаков пояса Гулда, аппроксимированные сплошной кривой. Большие заполненные ромбы - данные для 9 областей с $|b| > 15^\circ$, содержащих облака пояса Гулда, аппроксимированные штрих-пунктиром. Квадраты - данные для $|b| < 15^\circ$ вдали от направления на центр Галактики, аппроксимированные пунктиром. Большие пустые ромбы - данные для области вокруг центра Галактики ($-30^\circ < l < +30^\circ$, $|b| < 15^\circ$), показывающие насыщение обеих карт при $E_{(B-V)} > 0^m.8$. Для всех данных показана точность.

Аналогичные результаты показывает сравнение SFD98 и карты Джонса и др. (2011) для высоких широт в радиусе 2 кпк от Солнца с использованием спектров более 9000 карликов класса M из SDSS (Гончаров, 20126). В частности, в высоких широтах - среднее покраснение и поглощение $E_{(B-V)} \approx 0^m.06$ и $A_V \approx 0^m.2$ в отличие от SFD98, дающей $E_{(B-V)} \approx 0^m.03$ и $A_V \approx 0^m.1$.

Недооценка малого и переоценка большого покраснения картой SFD98 подтверждено Гончаровым (20126) при сравнении SFD98 с картами Гончарова (2010) и Джонса и др. (2011) с точностью, позволяющей выразить систематическую ошибку SFD98 в аналитической форме. Показанный на рис.1 сплошной кривой проведенный методом наименьших квадратов полином

$$y = 3x^3 - 3.7x^2 + 1.8x + 0.06, \quad (4)$$

где $y = E_{(B-V)}$ - истинное покраснение, $x = E_{(B-V)}$ - покраснение по SFD98, стоит добавить как поправку во все вычисления с использованием SFD98.

Использование SFD98 для оценки покраснения/поглощения в пределах Галактики затруднено тем, что не известны расстояния до структур, отраженных на карте, т.е. эта карта двухмерная.

В отличие от SFD98, трехмерные карты излучения/покраснения/поглощения, например, Гончарова (2010) и Шлафли и др. (2014б) показывают пространственное расположение межзвездных облаков. Их расстояния в целом согласуются с расстояниями, полученными Дэйм и др. (1987) и Дутра и Бика (2002) из сопоставления лучевой скорости облака с моделью галактического вращения в предположении, что скорость определяется только вращением, а пекулярные скорости и радиальные движения отсутствуют. Но заметим, что это предположение сомнительно, соответствующие результаты имеют низкую точность, видимо, не выше ± 500 пк (Гомез, 2006), расстояние определяется только до переднего края облака, а протяженность облака и другие облака за ним не видны. Трехмерные карты определяют положения облаков гораздо точнее, и не только до переднего и заднего края облака, но и до всех скрытых облаков на том же луче зрения. Они подтвердили найденное Бочкаревым и Ситник (1985) и Страйжисом и др. (1999) радиальное относительно центра пояса Гудда (расположенного недалеко от Солнца) распределение поглощающей материи ближайшего килопарсека. В частности, подтверждено, что облачный комплекс *Sagittarius gift* протянулся на расстояние от 500 до 2000 пк, имеет вытянутую форму с соотношением размеров 1:5 и радиален относительно центра пояса Гудда. Следовательно, стоит обратить внимание на высказанное в этих же работах предположение, что радиальная относительно Солнца ориентация пылевых частиц и целых гигантских облаков может быть вызвана особым положением Солнца недалеко от эпицентра процессов, недавно образовавших Местный пузырь и пояс Гудда. А рентгеновское излучение, возникшее в этих процессах, могло повлиять на химический состав и поглощающие свойства пылевых частиц, а также на галактическое магнитное поле, ориентирующее частицы.

Несмотря на недостатки, карта SFD98 показывает основные особенности распределения поглощающей материи в Галактике. При этом в высоких и средних широтах SFD98 отражает покраснение/поглощение вблизи Солнца, так как почти вся поглощающая материя при $|b| > 15^\circ$ (более 70% неба) находится на расстоянии меньше 600 пк от Солнца, а для широт $10^\circ < |b| < 15^\circ$ (еще 10% неба) - ближе 1300 пк (Гончаров, 2012б). Отметим, что это придает большое значение исследованиям покраснения и поглощения именно в ближайшем килопарсеке. Особенно, если учесть, что именно на

средних и высоких широтах наблюдается большинство внегалактических объектов. Вольф (2014) показал, что неопределенность поглощения внутри Галактики является одним из основных источников неопределенности космологических параметров, полученных по сверхновым типа Ia.

На карте SFD98 видно, что минимум излучения/покраснения/поглощения не приходится на галактические полюса. В каждом галактическом полушарии минимум покраснения двойной: одна пара минимумов ($b \approx +55^\circ$, $l \approx 160^\circ$ и $b \approx -55^\circ$, $l \approx 340^\circ$) вызвана ориентацией пояса Гулда (содержащего пыль, как показано далее), другая - глобальным наклоном поглощающего слоя ($b \approx +50^\circ$, $l \approx 90^\circ$ и $b \approx -50^\circ$, $l \approx 250^\circ$). Второй наклон дает большее покраснение в первом и втором квадранте в южном полушарии и третьем и четвертом - в северном.

3. *Модель поглощения Арену и др. (1992)*. С середины XX в. предпринимались попытки представить поглощение в виде более или менее простой двух- или трехмерной модели или функции (единой для неба или меняющейся от области к области), например, в зависимости от галактических координат l , b и (желательно) расстояния r . Отличие модели от карты в том, что вторая дает средние наблюдаемые поглощения в ячейках, а модель аппроксимирует эти значения некой зависимостью. В 1992-2009гг. наилучшей аналитической трехмерной моделью межзвездного поглощения в ближайшем килопарсеке была модель Арену и др. (1992), которая аппроксимирует среднее поглощение A_V для 199 областей неба параболлами в зависимости от расстояния: $A_V = k_1 r + k_2 r^2$, где k_1 и k_2 - набор коэффициентов для области неба. Эта модель адекватно воспроизводит наблюдения в ближайшем килопарсеке. Ее недостатком является отсутствие какого-либо физического обоснования закономерностей в наблюдаемых вариациях A_V . В качестве примера на рис.2а показана вычисленная по модели Арену и др. (1992) зависимость A_V от l для $r=500$ пк и полос $+15^\circ < b < +30^\circ$, $+5^\circ < b < +15^\circ$, $-5^\circ < b < +5^\circ$, $-15^\circ < b < -5^\circ$, $-30^\circ < b < -15^\circ$. Вертикальные линии показывают декларированную авторами точность модели. Общая, примерно синусоидальная зависимость A_V от l показана на рис.2а для $-5^\circ < b < +5^\circ$ пунктиром как $0.8 + 0.5 \sin(l + 20^\circ)$. Модель Арену и др. (1992) отражает, но не объясняет эту зависимость, а также - особенности поглощения вдали от галактической плоскости: на рис.2а видно, что при $+5^\circ < b < +30^\circ$ поглощение больше на долготах центра Галактики, а при $-30^\circ < b < -5^\circ$ - антицентра.

Точность любой модели ограничена колебаниями поглощения от звезды к звезде в одной и той же области пространства: например, для двух соседних звезд, находящихся от нас на расстоянии 500 пк, вполне возможен разброс поглощения $\sigma(A_V) \approx 0^m.3$ при типичной величине поглощения $A_V = 0^m.6$. Эти оценки получены Грином и др. (2014) при вычислении

расстояний, абсолютных величин и поглощений для примерно миллиарда звезд по высокоточной многоцветной фотометрии из каталога RAp-STARRS1. Аналитическая модель поглощения в ближайшем килопарсеке более точная, чем модель Арену и др. (1992), но возможны модели, более обоснованные физически.

Как показывает карта SFD98 и другие, для ближайших к Солнцу килопарсеков основной особенностью распределения поглощающего вещества

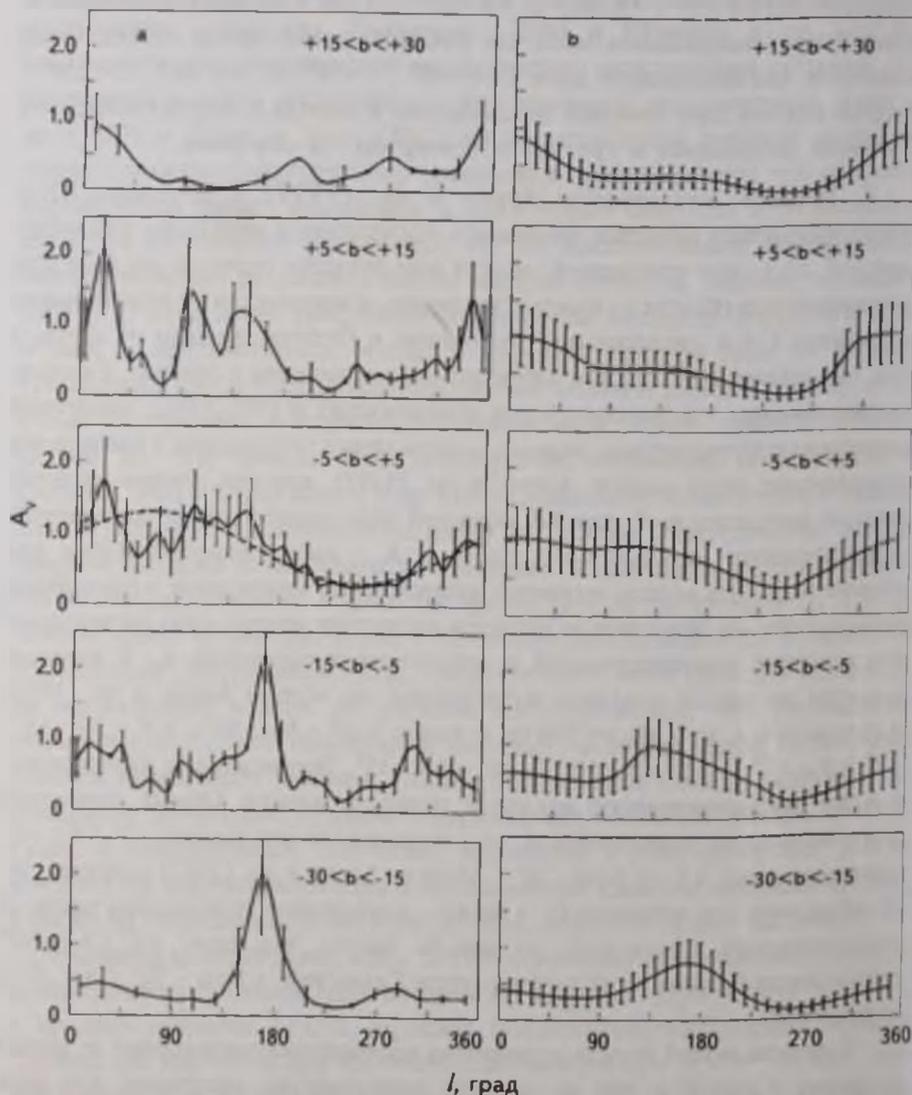


Рис.2. Зависимость A_V от l для $r = 500$ пк для разных широт: (а) согласно модели Арену и др. (1992), (б) согласно модели Гончарова (2009). Пунктиром для $-5^\circ < b < +5^\circ$ показана зависимость $0.8 + 0.5 \sin(l + 20^\circ)$. Вертикальные линии показывают точность моделей.

является его концентрация к плоскости Галактики. Второй важной особенностью является наличие областей со сравнительно большим поглощением вдали от галактической плоскости, преимущественно в поясе Гулда. Его описание дано Гончаровым (2009), Перриманом (2009, с.324-328), Гончаровым (2012б) и Бобылевым (2014). Пояс Гулда содержит молодые звезды и их ассоциации. Звезды образуются здесь и в наше время. Сопутствующие межзвездные облака могут служить причиной поглощения. Тэйлор и др. (1996) впервые отметили пояс Гулда как источник пыли, вторгающейся в Солнечную систему, а Вергели и др. (1998) впервые отметили межзвездное поглощение в поясе Гулда.

4. Новая модель поглощения с учетом пыли в поясе Гулда

На рис.3 представлено предполагаемое в окрестностях Солнечной системы взаиморасположение двух слоев поглощающей материи - слоя с полутолщиной Z_A около экваториальной плоскости Галактики (далее - экваториального слоя) и слоя в поясе Гулда с полутолщиной ζ_A и радиусом $r' = 600$ пк вокруг Солнца. Наклон пояса Гулда к галактической плоскости обозначим γ . Рабочая система координат определяется наблюдаемыми галактическими координатами звезд: l, b . Солнце находится в центре рабочей системы координат. Смещение главной плоскости экваториального слоя относительно Солнца - Z_0 и аналогичное смещение

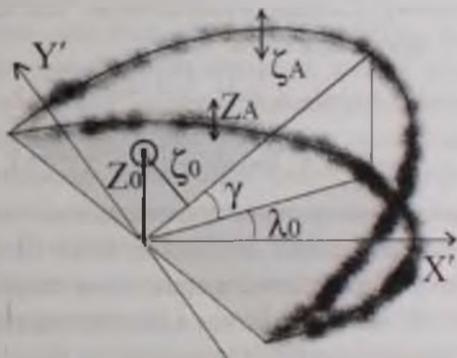


Рис.3. Взаиморасположение двух слоев пыли в модели Гончарова (2009).

для поглощающего слоя пояса Гулда - ζ_0 . Для сопоставления со стандартной галактической системой координат на рис.3 показаны X' и Y' - оси прямоугольной системы координат, лежащие в экваториальном слое. Ось X' параллельна направлению на центр Галактики, Y' - направлению галактического вращения. Как λ_0 обозначим разворот наивысшей точки пояса Гулда относительно оси X' , он же - угол между осью Y' и линией пересечения слоев.

Долгота λ и широта β звезды относительно главной плоскости пояса

Гулда вычисляются по галактическим координатам звезды:

$$\sin(\beta) = \cos(\gamma)\sin(b) - \sin(\gamma)\cos(b)\cos(l), \quad (5)$$

$$\operatorname{tg}(\lambda - \lambda_0) = \cos(b)\sin(l)/(\sin(\gamma)\sin(b) + \cos(\gamma)\cos(b)\cos(l)). \quad (6)$$

Наблюдаемое поглощение A_V аппроксимируется суммой двух функций:

$$A_V = A_V(r, l, b) + A_V(r, \lambda, \beta), \quad (7)$$

каждая из которых представляется барометрическим законом (Паренаго, 1954, с.265). Поглощение в экваториальном слое:

$$A_V(r, l, b) = (A_0 + A_1 \sin(l + A_2)) Z_A \left(1 - e^{-r \sin(b)/Z_A}\right) / \sin(b), \quad (8)$$

где A_0 , A_1 , A_2 - свободный член, амплитуда и фаза поглощения в синусоидальной зависимости от l , и поглощение в поясе Гулда:

$$A_V(r, \lambda, \beta) = (\Lambda_0 + \Lambda_1 \sin(2\lambda + \Lambda_2)) \zeta_A \left(1 - e^{-r \sin(\beta)/\zeta_A}\right) / \sin(\beta), \quad (9)$$

где Λ_0 , Λ_1 , Λ_2 - свободный член, амплитуда и фаза поглощения в синусоидальной зависимости от 2λ . Предположение о том, что поглощение в поясе Гулда имеет два максимума в зависимости от долготы λ , подтвердилось. Максимумы поглощения в поясе Гулда наблюдаются около направлений, где удаление пояса от галактической плоскости максимально, т.е., примерно на долготах центра и антицентра Галактики.

С учетом смещения Солнца относительно поглощающих слоев уравнения (8) и (9) преобразуются в

$$A_V(r, l, Z) = (A_0 + A_1 \sin(l + A_2)) r \left(1 - e^{-|Z - Z_0|/Z_A}\right) Z_A / |Z - Z_0|, \quad (10)$$

$$A_V(r, \lambda, \zeta) = (\Lambda_0 + \Lambda_1 \sin(2\lambda + \Lambda_2)) \min(r', r) \left(1 - e^{-|\zeta - \zeta_0|/\zeta_A}\right) \zeta_A / |\zeta - \zeta_0|, \quad (11)$$

где $r' = 600$ пк - ограничение радиуса поглощающего слоя в поясе Гулда (поглощение за пределами пояса не должно быть больше, чем на его краю), ζ - аналог расстояния Z (вдоль координаты в направлении северного полюса Галактики), т.е. смещение звезды в системе координат пояса Гулда перпендикулярно главной плоскости пояса.

В результате имеем систему уравнений (7), по уравнению на каждую звезду или ячейку пространства. В левых частях стоит наблюдаемое поглощение A_V , в правых - функция трех наблюдаемых величин r , l и b . Решение дает значения 12 неизвестных: γ , λ_0 , Z_A , ζ_A , Z_0 , ζ_0 , A_0 , A_1 , A_2 , Λ_0 , Λ_1 , Λ_2 , которые подбираются так, чтобы минимизировать сумму квадратов невязок левых и правых частей уравнений (7).

Решения получены с использованием различных данных о поглощении и представлены Гончаровым (2009) и Гончаровым (2012б). Наиболее точное решение для поглощения в экваториальном слое и в поясе Гулда соответственно:

$$(1.2 + 0.3 \sin(l + 55^\circ)) r (1 - e^{-|Z - 0.01|/0.07}) 0.07 / |Z + 0.01|, \quad (12)$$

$$(1.2 + 1.1 \sin(2\lambda + 130^\circ)) \min(0.6, r) (1 - e^{-|z|/0.05}) 0.05 / |z|, \quad (13)$$

где угловые величины выражены в градусах, а расстояния - в кпк.

Физическая обоснованность новой модели видна в реалистичности полученных оценок: наклон пояса Гудда к плоскости Галактики - около 19° ; полутолщина слоев пыли - 70 и 50 пк для экваториального и пояса Гудда, соответственно; смещение Солнца перпендикулярно слоям - 10 и 0 пк, соответственно и т.д.

Другие преимущества новой модели перед моделью Арены и др. (1992) - простота и непрерывность: вместо 199 площадок неба с индивидуальными формулами имеем одну формулу, а поглощение в зависимости от координат меняется плавно, а не скачками от площадки к площадке.

Эта модель - на сегодня лучший способ вычислить поглощение A_V для светила, если известны только его галактические координаты. Около галактического экватора ($|b| < 15^\circ$) эта модель работоспособна, по крайней мере, до соседних спиральных рукавов, т.е. до 2 кпк. В средних и высоких широтах ($|b| > 15^\circ$) - работоспособна до расстояний в мегаларсеки, учитывая, что, как указано ранее, почти вся поглощающая материя на этих широтах находится в пределах $r < 600$ пк.

Следовательно, для всех объектов с $r > 600$ пк и $|b| > 15^\circ$, включая и большинство внегалактических объектов, данная модель поглощения не только является лучшей оценкой поглощения, если известны только координаты объекта, но, более того, дает приемлемый результат, если расстояние до объекта неизвестно (тогда в формуле (13) $r = 600$ пк). Например, для галактики Андромеды данная модель дает $A_V = 0^m.458$ при $r = 600$ пк и $A_V = 0^m.459$ при $r = 750000$ пк. В любом случае значение по новой модели значительно превосходит значения A_V , обычно принимаемые для галактики Андромеды: $E_{(B-V)} = 0^m.058$ из SFD98 и $A_V = 0^m.18$ с учетом $R_V = 3.1$. Но, исправив значение из SFD98 в соответствии с уравнением (4), получим $E_{(B-V)} = 0^m.153$ и $A_V = 0.473$, что хорошо согласуется с указанной оценкой по новой модели поглощения. Причина довольно большого поглощения для галактики Андромеды в том, что на нее проецируется область неба около экваториальной плоскости пояса Гудда. Он дает половину суммарного поглощения ($A_V = 0^m.23$). Очевидно, до сих пор этот вклад недооценивался. В связи с открытием роли пояса Гудда, как контейнера поглощающего вещества, необходима переоценка поглощений до внегалактических объектов, особенно тех, на которые проецируется пояс.

Важно, что данная модель поглощения оценивает только поглощение в полосе *V*. Поглощение в иных полосах она не даст из-за пространственных

вариаций закона поглощения.

5. *Трехмерные карты поглощения.* Работа Страйжиса (1977) является и сводкой представлений о покраснении/поглощении к 1977г., и указателем к текущей научной революции, где впервые строго сформулированы требования и подходы, позволяющие при использовании многоцветной фотометрии формировать выборки звезд со схожим распределением энергии в спектре. На основе этих выборок можно исследовать пространственные вариации покраснения, поглощения и закона поглощения. Расцвет таких исследований наступил в XXI в. с появлением каталогов с точной (на уровне $0^m.01$) фотометрией миллионов звезд по всему небу в разных диапазонах излучения. В 2000г. вышел каталог Tycho-2 (Хег и др., 2000), в 2006 - 2MASS (Скрутские и др., 2006), в 2013 - последняя версия каталога WISE (Райт и др., 2010) и т.д.

Сменилась эпоха, на протяжении десятилетий поглощение вычислялось по покраснению (уравнение (3)) в предположении $R_V = 3.1$, а покраснение, в свою очередь, вычислялось как избыток цвета между наблюдаемым показателем цвета звезды и нормальным цветом непокрашенной звезды того же спектрального класса и класса светимости:

$$E_{(B-V)} = (B-V) - (B-V)_0. \quad (14)$$

Но спектральный класс и класс светимости не являются однозначным набором характеристик распределения энергии в спектре звезды. А именно это распределение нас и интересует. Однозначный набор: масса, металличность и возраст. С небольшой потерей точности они переводятся, например, в базе теоретических эволюционных треков и изохрон PARSEC (Брессан и др., 2012) в температуру и светимость или абсолютную величину и показатель цвета. Но вычисление по ним спектрального класса и класса светимости не является однозначной задачей. Цитируя Страйжиса (1977, с. 104): "Спектральный класс и класс светимости являются лишь грубой дискретной мерой температуры и абсолютной величины. В действительности наблюдается плавный переход от одного спектрального класса к другому и от одной светимости к другой. Поэтому для более точного определения нормальных индексов данной звезды необходимо знать ее температуру и абсолютную величину или ускорение силы тяжести g ". Даже формально сортировка звезд по показателю цвета плодотворнее, чем по спектральному классу. Подклассы от O5 до M9 при разных классах светимости - это не более 200 градаций. И это все, что спектральная классификация может сказать о звезде. В то же время, типичная звезда $V = 10^m$ имеет точную (точность порядка $0^m.02$) фотометрию из каталогов Tycho-2, 2MASS, WISE и других. Обычно в сумме это не менее 10 фотометрических полос, т.е. 45 независимых показателей цвета. И по каждому из них звезды имеют

сотни градаций. Например, по показателю цвета ($u - W2$) с использованием полосы u из каталога SDSS и $W2$ из каталога WISE звезды занимают диапазон $1^m.5 < (u - W2) < 12^m.0$ с точностью $0^m.02$, т.е. имеют 525 градаций. Таким образом, многоцветная фотометрия дает на порядок больший объем информации о звезде, чем спектральная классификация.

Создание трехмерной карты покраснения/поглощения на основе многоцветной фотометрии предполагает определение для каждой звезды ее расстояния и приближенного распределения энергии в спектре, а значит - и ключевых астрофизических характеристик. Все эти величины должны вычисляться согласованно, обычно при решении системы (Гончаров, 2012в):

$$\begin{cases} r = 10^{(m - A - M - 5)/5} \\ M = f1((m1 - m2)_0) \\ (m1 - m2)_0 = (m1 - m2) - E_{(m1 - m2)} \\ E_{(m1 - m2)} = A/R \\ A = f2(r, l, b) \\ R = f3(r, l, b), \end{cases} \quad (15)$$

где $f1$, $f2$ и $f3$ - некие функции, $m1$ и $m2$ - величины одной звезды в двух полосах, M - абсолютная величина, r - расстояние, A - поглощение, R - коэффициент поглощения, E - покраснение.

Распространены и модификации метода. Для близких к Солнцу звезд каждого класса можно принять $E_{(m1 - m2)} = 0$ и $(m1 - m2) = (m1 - m2)_0$. Тогда в каждой далекой ячейке пространства $E_{(m1 - m2)} = (m1 - m2) - (m1 - m2)_0$. Кроме того, если из анализа спектров звезд определены эффективная температура, металличность и ускорение силы тяжести (как например, в проекте SDSS), то перед решением системы (15) по ним вычисляются $(m1 - m2)_0$ и M .

Примеры такого подхода. Дутра и др. (2003) на основе фотометрии 2MASS отобрали гиганты ветви и построили трехмерную карту в направлении центра Галактики. Джонс и др. (2011) построили трехмерную карту для высоких широт в радиусе 2 кпк от Солнца с использованием спектров более 9000 карликов класса M из SDSS. При этом поглощение определено для каждой звезды из аппроксимации ее спектра в диапазоне $0.57 < \lambda < 0.92$ мкм кривой поглощения, зависящей от λ (найжены и вариации R_p , но с точностью лишь 0.4). Бэрри и др. (2012) построили карту на основе фотометрии SDSS и 2MASS для миллионов звезд. Чен и др. (2014) - с использованием 2MASS и WISE для 13 миллионов звезд в направлении на антицентр Галактики. Грин и др. (2014) - с использованием PanSTARRS1 для примерно миллиарда звезд. Произведение трехмерной карты покраснения

Гончарова (2010) и трехмерной карты вариаций закона поглощения (коэффициента R_v) Гончарова (2012а), составленных этим методом, позволило Гончарову (2012б) построить трехмерную карту поглощения A_v в ближайшем килопарсеке с разрешением 50 пк и точностью $\sigma(A_v) \approx 0^m 2$.

Неодиночные и пекулярные звезды, попадая в выборку, искажают результаты. Обычно это происходит, если двойственность или пекулярность звезды изменяет ее распределение энергии в спектре только в некоторых полосах, а выборка формируется по одному набору показателей цвета, в то время, как поглощение и другие характеристики выборки вычисляются по другому набору. Примеры: околозвездная пылевая оболочка поглощает коротковолновое излучение звезды и переизлучает его как длинноволновое; на поверхности звезды есть области, создающие коротковолновое излучение. Обычное решение этой проблемы - анализировать распределение энергии в спектре по как можно большему набору фотометрических полос, исключая звезды с иным распределением энергии хотя бы в одной полосе. При этом в каждой рассматриваемой ячейке пространства стоит контролировать все средние показатели цвета, исправленные за покраснение, и их стандартные отклонения. Они должны соответствовать теоретическим величинам, например, из базы данных PARSEC. Здесь возможны итерации: по "грязной" выборке вычисляются покраснения, по ним вычисляются нормальные цвета, отбрасываются посторонние звезды, и покраснения вычисляются по более "чистой" выборке. Такой подход применен, например, Гончаровым (2012а). Стоит также осреднять характеристики большого числа звезд в каждой ячейке пространства. Например, Гончаровым (2012а) ячейки пространства подбирались так, чтобы в каждой было не менее 25 звезд ОВ. Спектральная классификация для исключения пекулярных звезд обычно не эффективна, так как содержит много ошибок.

При составлении карт часто для упрощения принимается $R_v = 3.1$. Но сравнение таких карт, полученных по фотометрии на существенно разных длинах волн, показывает их большие разногласия. Их величина, видимо, коррелирует с температурой пыли (Дутра и др., 2003; Пик и Грэйвс, 2010). Применение закона поглощения с $R_v = 3.1$ в областях, где он не выполняется, приводит к большим ошибкам при вычислении поглощений, расстояний, абсолютных величин и других характеристик звезд. При этом систематические вариации R_v вызывают систематические же ошибки расстояний и других величин. Согласно Райс и Корради (2008), при вариациях $R_v \pm 1.5$ от среднего значения вычисляемые фотометрические расстояния ошибочны на 10%. Это не позволяет далее игнорировать пространственные вариации свойств пыли и, следовательно, закона поглощения. Определение закона поглощения (или множества коэффициентов, аналогичных R_v в разных диапазонах излучения) является одной из главных задач современной

астрономии при изучении пылевой межзвездной среды, покраснения и поглощения. Коэффициент R_v и другие характеристики закона поглощения достигают экстремальных значений, показывают большие вариации и определяются с худшей точностью вдали от галактической плоскости и вне видимого диапазона излучения.

В результате построения трехмерных карт стало ясно, что малое поглощение и покраснение в высоких широтах ни в коей мере не противоречит большим значениям R_v там же. Кроме того, теперь находят объяснение многочисленные имеющиеся в литературе противоречивые данные о корреляции или антикорреляции покраснения и коэффициента R_v и, соответственно, покраснения и поглощения. Они коррелируют в тонком слое ($|Z| < 100$ пк) около галактического экватора, так как здесь в направлении центра Галактики растет и покраснение, и R_v и поглощение. Вне этого слоя они антикоррелируют: в высоких и средних широтах меньшему покраснению соответствуют большие значения R_v . В обширном исследовании закона поглощения около галактической плоскости Шлафли и др. (2016) нашли сильную корреляцию между R_v и эмиссией в далеком ИК. Это объясняется, если закон поглощения зависит, прежде всего, от размера пылинок. Тогда упомянутая антикорреляция показывает, что там, где пылинок много, преобладает мелкая пыль, а там, где их мало - крупная. Таким образом, видимо, в некоторой степени сохраняется средняя пространственная плотность пыли в больших объемах пространства, несмотря на вариации размера пылинок.

6. Вариации закона поглощения. В качестве стандартного закона поглощения, согласующегося с наблюдениями в некоторой части Галактики (но не везде), можно принять закон Вайнгаргнера и Дрэйна (2001), далее WD2001. При $0.4 < \lambda < 1.2$ мкм и $R_v = 3.1$ он согласуется с законом Дрэйна (2003), Индебетова и др. (2005), законом, принятым в базе PARSEC на основе Карделли и др. (1989) и другими. Закон WD2001 показан на рис.8 при $R_v = 3.1$ и $R_s = 5.5$, соответственно, нижним и верхним серыми пунктирами.

Многоцветная фотометрия может использоваться для определения закона поглощения. Действительно, соотношение двух или нескольких показателей цвета звезды является характеристикой распределения энергии в ее спектре. Для группы звезд с примерно одинаковым исходным распределением энергии в спектре большое изменение распределения энергии из-за поглощения при малом покраснении соответствует большим значениям R_v и наоборот. Соответствующий метод определения закона поглощения Страйжис (1977, с.39-40) назвал методом экстраполяции закона экстинкции (поглощения), Бердников и др. (1996) - методом цветовых разностей, Засовски и др. (2009) - методом соотношения показателей цвета, Маевский и др. (2011) - методом избытка цвета Рэлея-Джинса. При этом многие исследователи

слегка модифицируют этот метод. Видимо, впервые его применили Джонсон и Боргман (1963). Они обнаружили не только большие отклонения R_V от значения 3.1 для некоторых звезд, но и меньшую по амплитуде плавную зависимость R_V от долготы с минимумом около $l \approx 110^\circ$ (большие отклонения R_V от значения 3.1 обнаружены и в классической работе Джонсона (1965)).

Как показал Вегнер (2003), в настоящее время это единственный прямой метод определения пространственных вариаций закона поглощения с использованием фотометрии отдельных звезд, а не, скажем, скоплений. Предпринимаются попытки найти альтернативу - корреляции коэффициента R_V с другими величинами, например, с длиной волны максимальной поляризации излучения звезд или с характеристиками локального максимума поглощения около длины волны 0.2175 мкм. Но, как показал Вошинников (2012), это дает сомнительные результаты.

Как показал Гончаров (2012a), для использования метода экстраполяции закона поглощения нужна полная выборка звезд высокой светимости с примерно одинаковым распределением энергии в спектре, однородно распределенных в большой области пространства. При этом их покраснение должно быть существенным в каждой рассматриваемой ячейке пространства. Точнее, среднее покраснение в ячейке должно быть больше естественного разброса показателей цвета непокрашенных звезд и, кроме того, больше ошибки показателя цвета из-за ошибок исходной фотометрии. Фактически метод плодотворен при точности фотометрии на уровне не хуже $0^m.01$.

Гончаровым (2012a) составлена трехмерная карта вариаций закона поглощения (коэффициента R_V) в радиусе 700 пк от Солнца с точностью $\sigma(R_V) = 0.2$ и разрешением 100 пк. В качестве примера на рис.4 показаны контурные карты R_V в зависимости от координат (а) X и Z для слоя

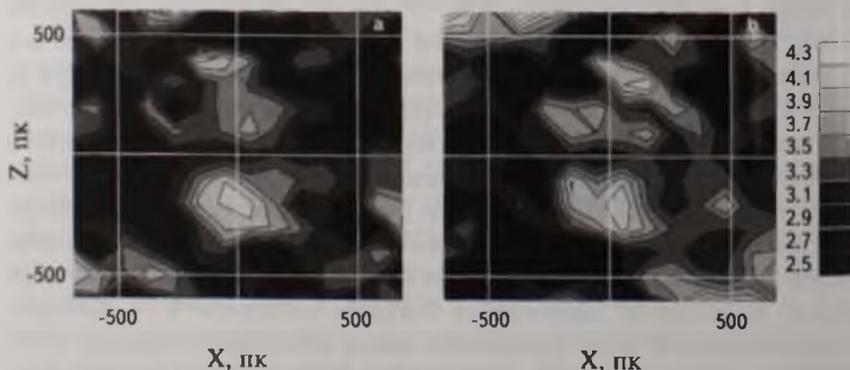


Рис 4 Контурные карты R_V в зависимости от (а) X и Z для слоя $-150 < Y < +150$ пк, (б) Y и Z для слоя $-150 < X < +150$ пк по данным Гончарова (2012a). Справа дана цветовая шкала значений R_V . Белые линии координатной сетки нанесены с шагом 500 пк. Солнце - в центрах графиков.

$-150 < Y < +150$ пк, (6) Y и Z для слоя $-150 < X < +150$ пк. Справа дана цветовая шкала значений R_V . Белые линии координатной сетки нанесены с шагом 500 пк. Солнце - в центрах графиков. Видны две области экстремально высоких значений R_V севернее и южнее Солнца. Северная имеет "изъём" во втором квадранте - область более низких значений R_V , ранее отмеченная Фицпатрик и Масса (2007). Также видно, что пространственные вариации R_V в значительной степени радиальны по отношению к центру пояса Гулда. Например, уменьшение R_V при $|X| \approx 500$ пк примерно соответствует положению краев пояса Гулда. Кроме того, в плоскости XZ центральный слой наклонен к галактическому экватору примерно на 19° , т.е. так же, как пояс Гулда. Наклон этого слоя говорит в пользу того, что обнаруженная во всем рассмотренном пространстве в целом сферическая структура вариаций R_V не является гелиоцентрическим артефактом.

Для составления этой карты использованы две выборки: 11990 звезд OB и 30671 гигантов ветви класса KIII. Во всех рассмотренных пространственных ячейках значения R_V согласуются для двух рассматриваемых выборок в пределах $\Delta R_V < 0.2$. Поэтому окончательная трехмерная карта получена осреднением результатов по выборкам. Обнаруженная согласованность вариаций R_V для красных гигантов и звезд OB подтверждает найденное Бердниковым и др. (1996) сходство R_V для голубых и красных звезд. Видимо, зависимости R_V от покраснения, поглощения, спектрального класса и других характеристик, найденные разными исследователями (см. Страйжис, 1977), в некоторой степени могут быть артефактами, возникшими из-за неучтенных корреляций между характеристиками звезд и вариациями R_V . Видимо, решающую роль при этом играет селекция звезд по расстоянию в каталогах, ограниченных по звездной величине: звезды разного цвета наблюдаются на разных средних расстояниях и поэтому демонстрируют разные средние R_V .

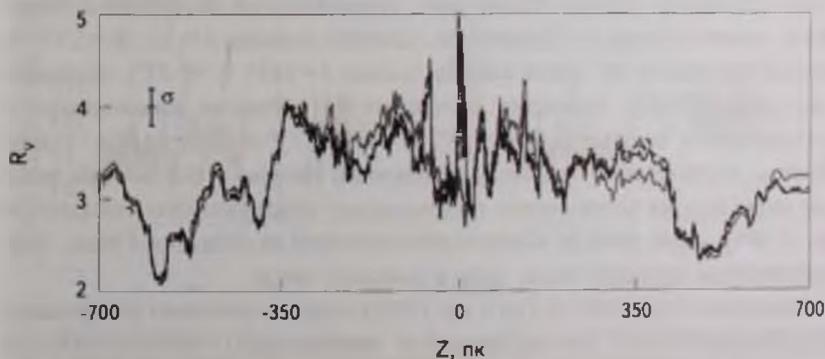


Рис.5. Вариации величин $1.12 E_{(B_r, R_r)} / E_{(B_r, V_r)}$ (серая кривая), $1.07 E_{(V_r, W_r)} / E_{(B_r, V_r)}$ (черный пунктир) и $1.02 E_{(V_r, W_r)} / E_{(B_r, V_r)}$ (черная сплошная кривая) в зависимости от $|Z|$ по данным Гончарова (2016). Отрезком показана точность.

На рис.5 серой кривой, черным пунктиром и черной сплошной кривой показаны вариации аппроксимаций коэффициента R_V величин, соответственно, $R_V = 1.12 E_{(V_T - K_S)} / E_{(B_T - V_T)}$, $R_V = 1.07 E_{(V_T - W_3)} / E_{(B_T - V_T)}$ и $R_V = 1.02 E_{(V_T - W_4)} / E_{(B_T - V_T)}$. Они получены Гончаровым (2016) на основе фотометрии 1355 гигантов ветви класса КIII из Tycho-2, 2MASS и WISE в пространственном цилиндре вдоль оси Z радиусом 150 пк вокруг Солнца. В рассматриваемых величинах коэффициент 1.12 получен из теории, а коэффициенты 1.07 и 1.02 подобраны так, чтобы три рассматриваемых величины давали одно и то же среднее значение ($R_V = 3.38$) в рассматриваемом диапазоне $|Z| < 700$ пк. Коэффициенты 1.07 и 1.02 согласуются с аналогичными, следующими из закона поглощения WD2001: 1.09 и 1.02. Соответствующее поглощение $A_{W_3} = 0.074 A_V$ и $A_{W_4} = 0.027 A_V$ (при $\lambda = 11$ и 22 мкм) вызвано силикатами (Ли, 2005; Бочкарев, 2009).

Кривые на рис.5 заметно расходятся только при $-200 < Z < -50$, $-2 < Z < 14$, $100 < Z < 125$ и $280 < Z < 400$ пк. Видимо, в этих областях пространственная массовая плотность крупных пылинок отличается от средней. Взлет черных кривых при $-2 < Z < 14$ пк, видимо, отражает повышенное содержание крупных пылинок в ближайших галактических окрестностях Солнечной системы, преимущественно к северу от галактической плоскости. Этот результат согласуется с результатами Крюгера и др. (2015) и Штруба и др. (2015), которые по данным детектора пыли на борту космического аппарата Ulysses обнаружили повышенную концентрацию крупных пылинок в потоке межзвездной пыли, вторгающемся в Солнечную систему именно из северного галактического полушария вместе с потоком нейтрального водорода и гелия (в том же направлении и примерно с той же скоростью относительно Солнца, около 20 км/с движется и множество самых молодых звезд ОВ, принадлежащих поясу Гулда (Гончаров, 2012в)). Более того, галактические координаты точки входа этого потока в Солнечную систему (около $l = 3^\circ$, $b = 21^\circ$) и противоположной ей точки выхода (около $l = 183^\circ$, $b = -21^\circ$), согласно Гончарову (2012б), примерно соответствуют областям максимального поглощения в поясе Гулда ($l = 15^\circ$, $b = 19^\circ$ и $l = 195^\circ$, $b = -19^\circ$). Таким образом, исследование пылинок в Солнечной системе и фотометрия звезд в ее окрестностях согласованно подтверждают обнаруженную Тейлором и др. (1996) связь между Солнечной системой и поясом Гулда, как контейнером крупной пыли, газа и молодых звезд.

Засовски и др. (2009) и Гао и др. (2009) впервые уверенно обнаружили крупномасштабные (на протяжении многих кпк) систематические пространственные вариации закона поглощения в диффузной среде Галактики. В этих исследованиях, кроме прочего, применена полностью сформулированная чуть позже очень перспективная модификация Маевским

и др. (2011) метода экстраполяции закона поглощения с использованием фотометрии только в ближнем и среднем ИК диапазоне. Во внутренней, относительно Солнца, части диска Засовски и др. (2009) и Гао и др. (2009) нашли, что с удалением от центра Галактики отношение поглощения в ИК к поглощению в видимом диапазоне падает (т.е. менее плотной среде соответствует меньшее ИК поглощение и более крутая кривая поглощения в зависимости от длины волны). Если закон поглощения в основном определяется размером пылинок, то меньшему поглощению в ИК диапазоне соответствует более мелкая пыль. Но теми же авторами найден более плоский (т.е. велико отношение поглощения в ИК к поглощению в видимом диапазоне) закон поглощения в межрукавном пространстве, чем в рукавах. Это значит, что для самой разреженной среды ИК поглощение растет с уменьшением плотности среды. Берлинд и др. (1997) нашли ту же зависимость, определив закон поглощения в видимом и ближнем ИК диапазоне (0.3 - 2 мкм) по фотометрии галактики IC2163, частично затмеваемой галактикой NGC2207. Они обнаружили менее плоский закон в спиральных рукавах при $A_V \approx 1^m$ и более плоский - в межрукавном пространстве при $A_V \approx 0^m.5$.

Гончаров (2013а) и Шультхайс и др. (2015), используя иные фотометрические данные, подтвердили результаты Засовски и др. (2009) и Гао и др. (2009) для внутренней, относительно Солнца, части диска Галактики, но нашли противоположную закономерность в его внешней части. Здесь

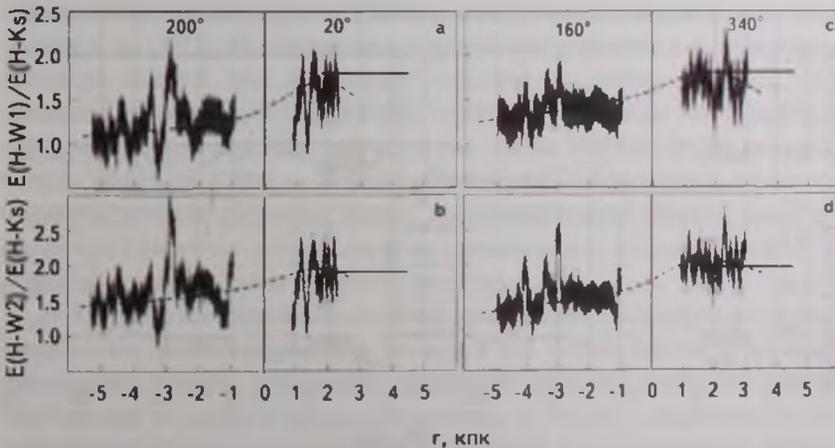


Рис.6. Величины $E_{(H-W1)}/E_{(H-Ks)}$ и $E_{(H-W2)}/E_{(H-Ks)}$ в зависимости от расстояния до Солнца для долгот 200° (отрицательные r) и 20° (положительные r) ((a)-(b)), 160° (отрицательные r) и 340° (положительные r) ((c)-(d)): результаты Гончарова (2013а) - черные кривые с серыми полосами ошибок. Горизонтальными прямыми показаны аналогичные результаты Засовски и др. (2009). Штриховыми линиями показан примерный систематический ход характеристик.

с удалением от центра Галактики на протяжении многих кпк отношение поглощения в ИК к поглощению в видимом диапазоне растет. Итак, обнаруженные на сегодня пространственные вариации закона поглощения в диске Галактики это, прежде всего, немонотонные вариации в зависимости от галактоцентрического расстояния. Следовательно, на некотором галактоцентрическом расстоянии, чуть ближе к центру Галактики, чем располагается Солнце, поглощение в ИК минимально, кривая поглощения в зависимости от длины волны наиболее крутая, размер пылинок минимален. Это видно на рис.6, где показаны вариации характеристик закона поглощения $E_{(H-W1)}/E_{(H-Ks)}$ и $E_{(H-W2)}/E_{(H-Ks)}$ в зависимости от расстояния до Солнца для галактических долгот 200° , 20° , 160° и 340° , т.е. около направлений на центр и антицентр Галактики: кривые показывают результат Гончарова (2013а), а горизонтальные прямые - результат Засовски и др. (2009), осредненный авторами для соответствующей долготы.

Те же закономерности Хаттон и др. (2015) нашли для галактики М82 (R_v с удалением от центра галактики сначала падает, затем растет на протяжении многих кпк).

Гончаров (2012а; 2013б; 2016) проанализировал закон поглощения в пространственных конусах, высотой 25 кпк, направленных от Солнца к галактическим полюсам. Для этого использована фотометрия 9769 гигантов сгущения (в радиусе 8° вокруг полюсов) и 1221 гигантов ветви (в радиусе 20° вокруг полюсов) из Tycho-2, 2MASS и WISE. Оказалось, что вне галактической плоскости, на расстояниях $100 < |Z| < 25000$ пк от нее (Z - координата в направлении северного полюса Галактики) всюду, кроме тонких

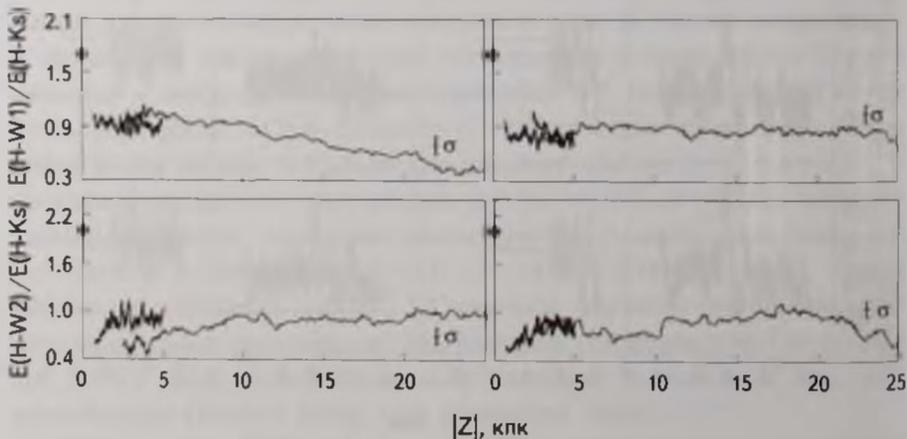


Рис.7. Вариации $E_{(H-W1)}/E_{(H-Ks)}$ и $E_{(H-W2)}/E_{(H-Ks)}$ в направлении северного (слева) и южного (справа) галактических полюсов по данным Гончарова (2013б; 2016) для гигантов ветви (серые кривые) и гигантов сгущения (черные кривые). Кружки показывают характеристики, полученные Засовски и др. (2009) и Гончаровым (2013а) около галактической плоскости, осредненные по всем долготам вдали от направлений на центр и антицентр Галактики. Их разброс ± 0.4 показан вертикальными линиями.

слоев на $Z \approx -600$ пк и $Z \approx -500$ пк, закон поглощения более плоский, чем около плоскости Галактики. На рис.7 показаны вариации величин $E_{(H-W1)}/E_{(H-K_s)}$ и $E_{(H-W2)}/E_{(H-K_s)}$ в зависимости от $|Z|$ в направлении северного (слева) и южного (справа) галактических полюсов по данным для гигантов ветви (серые кривые) и гигантов сгущения (черные кривые). Видно хорошее согласие соответствующих черных и серых кривых в общем диапазоне расстояний. В среднем для двух полюсов $E_{(H-W1)}/E_{(H-K_s)} \approx 0.8$, $E_{(H-W2)}/E_{(H-K_s)} \approx 0.85$ при пространственных вариациях этих величин ± 0.2 . Для сравнения те же характеристики, полученные Засовски и др. (2009) и Гончаровым (2013а) около галактической плоскости, осредненные по всем долготам вдали от направлений на центр и антицентр Галактики - $E_{(H-W1)}/E_{(H-K_s)} \approx 1.7$, $E_{(H-W2)}/E_{(H-K_s)} \approx 2.0$ при пространственных вариациях ± 0.4 . Эти величины показаны на рис.7 кружками, а диапазон вариаций - вертикальными линиями. Модель WD2001 при $R_V = 3.1$ дает для этих характеристик значения $E_{(H-W1)}/E_{(H-K_s)} = 1.92$, $E_{(H-W2)}/E_{(H-K_s)} = 2.37$, которые в пределах вариаций согласуются с наблюдаемыми около плоскости Галактики, но не вдали от нее. Другими словами, около плоскости Галактики почти всюду $E_{(H-W1)}/E_{(H-K_s)} > 1.1$ и $E_{(H-W2)}/E_{(H-K_s)} > 1.1$ (т.е. пыль сравнительно мелкая), а вдали от нее - почти всюду $E_{(H-W1)}/E_{(H-K_s)} < 1.1$ и $E_{(H-W2)}/E_{(H-K_s)} < 1.1$ (пыль более крупная). Таким образом, нигде вдали от галактической плоскости вплоть до гало Галактики закон поглощения в ИК диапазоне не похож на закон около плоскости.

Закон поглощения в ИК диапазоне исследован многими авторами. Обзор наблюдений дан Вангом и др. (2014), а обзор соответствующих моделей - Вангом и др. (2015). Их сопоставление предполагает наличие в среде крупных пылинкок. Видимо они же создают эмиссию на длинах волн до 2 мм, найденную телескопами COBE/DIRBE, COBE/FIRAS и Planck. Среди моделей, наиболее соответствующих наблюдениям, кроме WD2001 стоит отметить модель Зубко и др. (2004) со сложными пылинками, включающими аморфные и кристаллические силикаты, графит, аморфный углерод (сажу) и оболочку из органики (включая полициклические ароматические углеводороды (ПАУ)) и водяного льда, а также полости (пустоты).

В ИК диапазоне крупномасштабные пространственные вариации закона поглощения наиболее заметны, так как в ИК можно заглянуть в самые запыленные уголки Галактики. Например, большие вариации закона поглощения и свойств среды обнаружены в балдже Галактики, т.е. в центральной области радиусом 2 кпк. Необычный закон поглощения найден в балдже еще Поповски (2000) и Суми (2004). Но только в результате многих исследований, например, Натафа и др. (2013), формируется полная картина. С удалением от центра Галактики в пределах балджа средний размер пылинки сначала растет, затем уменьшается, и на периферии

балджа переходит в упомянутые ранее вариации, найденные для диска Галактики Засовски и др. (2009).

До сих пор почти все наблюдения закона поглощения в ИК диапазоне относятся к плотным облакам около галактической плоскости или к центру Галактики. Здесь совпадающие в пределах ошибок результаты получили Луц (1999), Индебетов и др. (2005), Джианг и др. (2006), Флаэрти и др. (2007), Нишияма и др. (2009), Фриц и др. (2011), Чен и др. (2013), Гао и др. (2009). Средний по ним закон поглощения в зависимости от $1/\lambda$ для полос W4, W3, Spitzer/IRAC 8 мкм, Spitzer/IRAC 5.8 мкм, W2 (или Spitzer/IRAC 4.5 мкм), W1 (или Spitzer/IRAC 3.6 мкм), Ks, H показан кружками на рис.8. Для сравнения законы WD2001 при $R_V = 3.1$ и $R_V = 5.5$ показаны, соответственно, нижней и верхней пунктирными кривыми. Видно, что наблюдения хорошо ложатся на закон WD2001 при $R_V = 5.5$. Тот же закон поглощения в ИК, но с пиком на 4.5 мкм, получили Ванг и др. (2013) в облаке Угольный мешок и Гао и др. (2013) в плотной среде Большого Магелланова облака. Эти пики поглощения на 4.5 мкм (W2) показаны на рис 8, соответственно, серым и черным треугольниками. Ли и др. (2016) в обзоре свойств пыли и поглощения в Местной группе галактик отметили, что все наблюдения в диапазоне 2-6 мкм дают плоский закон поглощения и для плотной, и для диффузной среды.

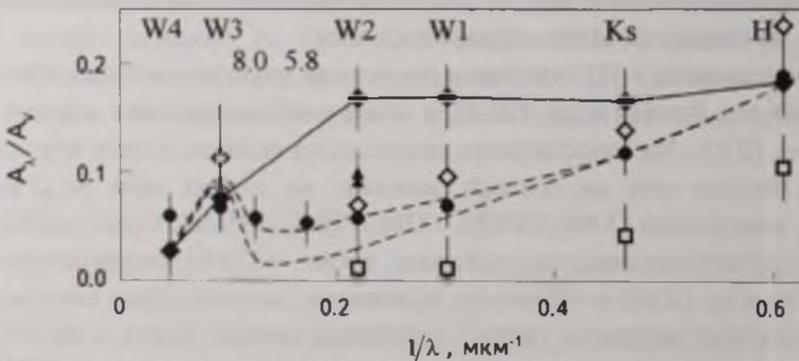


Рис.8. Зависимость отношения A_s / A_V от величины $1/\lambda$. Закон поглощения WD2001 при $R_V = 3.1$ и $R_V = 5.5$ показан серыми пунктирами, соответственно, нижним и верхним. Осредненные результаты указанных в тексте исследований показаны кружками. Серым и черным треугольниками отмечены пики поглощения на 4.5 мкм, найденные Вангом и др. (2013) и Гао и др. (2013). Результаты Давенпорта и др. (2014) для $b > 50^\circ$ показаны открытыми ромбами, а для $b < 25^\circ$ - открытыми квадратами. Закон поглощения, найденный Гончаровым (2013б; 2016) для гало Галактики ($5 < |Z| < 25$ кпк), показан ромбами и черными кривыми. Вверху подписаны спектральные полосы.

Все рассматриваемые законы поглощения являются относительными. Причем нуль-пункт, т.е. поглощение в некой полосе, принятое за истину, в каждом исследовании свой. Для сопоставления результатов, учитывая, что большинство из них в ИК диапазоне согласуются с законом поглощения

WD2001 при $R_V = 5.5$, здесь он принят в качестве нуль-пункта. В настоящее время неопределенность нуль-пункта закона поглощения является главной проблемой во всех исследованиях. Она может быть решена в будущем только при использовании однородной и высокоточной спектрофотометрии в очень широком диапазоне от ультрафиолета, до далекого ИК.

При том же нуль-пункте результаты Гончарова (2013б; 2016) вдали от галактической плоскости соответствуют $A_H = 0.18 A_V$, $A_{K_s} = 0.17 A_V$, $A_{W1} = 0.16 A_V$, $A_{W2} = 0.16 A_V$, $A_{W3} = 0.074 A_V$, $A_{W4} = 0.027 A_V$. Точность этих оценок - $0.03 A_V$. Эти величины показаны на рис.8 заполненными ромбами и сплошными ломаными линиями. Таким образом, видим совершенно плоский закон поглощения в полосах с H по $W2$, т.е. в диапазоне от 1.4 до 5.4 мкм.

Как видно из рис.8, в полосах $W1$ и $W2$ найденное Гончаровым (2013б; 2016) поглощение в гало Галактики превосходит остальные упомянутые результаты более, чем на величину декларированных ошибок. Однако результаты Гончарова (2013б; 2016) получены на гораздо большем удалении от галактической плоскости, где почти нет других исследований для сравнения.

Обзор наблюдений "серого" поглощения в разных районах Галактики и вне ее дан Горбиковым и Брошем (2010). К пространству вдали от галактической плоскости относится лишь один результат: в направлении трех высокоширотных облаков на расстоянии 0.5 - 1 кпк от галактической плоскости, используя SDSS, они нашли "серое" поглощение величиной $0^m.2 - 0^m.4$, согласующееся с результатом Гончарова (2013б; 2016).

С тех пор лишь Давенпорт и др. (2014) проанализировали закон поглощения в ИК диапазоне в диффузной среде вдали от галактической плоскости (на Z порядка 1 кпк) и сравнили его с законом около плоскости. При этом использована 10-полосная фотометрия более миллиона звезд из SDSS, 2MASS и WISE. Их результат для $b > 50^\circ$ показан на рис.8 открытыми ромбами, а для $b < 25^\circ$ - открытыми квадратами. Близость на рис.8 кружков и открытых ромбов предполагает сходство межзвездной среды в плотных облаках около галактической плоскости и в разреженной среде вдали от нее.

Отмечу, что на широтах $25^\circ < b < 50^\circ$ Давенпорт и др. (2014) нашли особенно сильный прирост поглощения (относительно A_V) в полосах H и K_s . На широтах $50^\circ < b < 90^\circ$ относительное поглощение в H и K_s уменьшается, зато сильно растет поглощение в $W1$ и $W2$. То же показал и Гончаров (2013б; 2016). Это выглядит как постепенное увеличение среднего размера пылинки с удалением от галактической плоскости. Данные Давенпорта и др. (2014) - материал для дальнейшего более подробного анализа.

Шлафли и др. (2016) отметили, что во многих исследованиях, якобы.

рассматривающих крупномасштабные вариации закона поглощения в высоких широтах, на самом деле используется один узкий диапазон длин волн и/или небольшое число звезд ОВ, естественно, располагающихся в узком слое около галактической плоскости и, следовательно, анализируются лишь некоторые свойства конкретных звезд и среды в ничтожно малой части Галактики. Примером служит активно цитируемая (более 70 ссылок) работа Фицпатрика и Массы (2009), анализирующая всего 14 ОВ звезд в пределах $|Z| < 100$ пк. Как источник путаницы стоит привести исследование Ларсона и Виттета (2005), которые исследуют закон поглощения в высоких галактических широтах, но в пределах 100 пк от Солнца. Очевидно, их результаты относятся к экваториальному слою пыли с обычным законом поглощения.

Рассмотренные здесь вариации закона поглощения, особенно в ИК диапазоне, интерпретируются Вангом и др. (2013) как наличие в Галактике трех видов среды: плотные облака диска и балджа с крупной пылью и большим поглощением в ИК, диффузная среда спиральных рукавов с мелкой пылью и малым поглощением в ИК и наиболее разреженная (translucent) среда между рукавами и вдали от галактической плоскости с законом поглощения как у плотных облаков. Ванг и др. (2013) подчеркивают сходство первой и третьей среды: температура очень низкая, газ молекулярный, заряженных частиц мало. Видимо, в плотных облаках объединение пылинок преобладает над дроблением, в спиральных рукавах из-за высокой температуры дробление преобладает над объединением, а в самой разреженной среде нет процессов, дробящих пылинки. В подтверждение этого Мивиль-Дэшенз и др. (2002) показали, что в типичном довольно разреженном высокоширотном облаке относительные скорости пылинок радиусом порядка 0.1 мкм близки к критической скорости около 1 км/с (при более низкой скорости пылинки, встречаясь, объединяются, при более высокой - дробятся). Эта гипотеза о трех типах среды в Галактике нуждается в дальнейшей проверке.

7. Крупная пыль вне диска Галактики. Итак, видимо, на периферии нашей и других галактик и, возможно, в межгалактической среде доля крупной пыли больше, чем в дисках галактик. Видимо, именно эта крупная пыль создает давно известный избыток излучения некоторых внегалактических объектов в далеком ИК диапазоне при $\lambda \approx 500$ мкм. Эта эмиссия обнаружена и по наблюдениям космических телескопов Herschel и Planck (Галлиано и др., 2011; Планк, 2011б). Этот избыток сразу после открытия в 1990-х годах пытались интерпретировать как повышенную пространственную массовую плотность холодной (с температурой 4-7 К) пыли (Рич и др., 1995). Но столь большая пространственная плотность, да еще и крупных пылинок, вдали от галактической плоскости считалась невозможной. Современная многоцветная ИК фотометрия показывает, что это возможно, видимо, прежде всего, за счет укрупнения пылинок. При

постоянной пространственной массовой плотности увеличение радиуса частицы на порядок (например, с 0.1 до 1 мкм) ведет к уменьшению числа частиц в единице объема на 3 порядка и к такому же увеличению среднего расстояния между пылинками. Это резко повышает прозрачность среды и снижает взаимодействие вещества с излучением. Укрупнение пылинок ведет и к росту излучения ими в далеком ИК диапазоне. На сегодня это является единственным объяснением антикорреляции между ИК излучением и плотностью среды в Большом Магеллановом облаке, которая обнаружена Галлиано и др. (2011) в результатах телескопа *Herschel*.

Отметим, что упомянутая ранее эмиссия в среднем ИК диапазоне, найденная Яхата и др. (2007) и Вольфом (2014) при сравнении фотометрии галактик и квазаров с картой SFD98, возможно, является проявлением неучтенных до сих пор пылинок среднего размера. А неожиданно обнаруженное ракетным экспериментом *Cosmic Infrared Background ExpeRiment (CIBER)* мощное излучение в ближнем ИК диапазоне с периферий галактик и из межгалактического пространства (Земцов и др., 2014), видимо, является проявлением неучтенной мелкой пыли. Таким образом, возможно, до сих пор недооценивалась пространственная массовая плотность не только крупной, но и всей пыли.

Большую долю именно крупной пыли в среде подтверждают наблюдения вызванных этой пылью гало вокруг рентгеновских источников. Витт и др. (2001) обнаружили созданное крупными (радиусом не менее 2 мкм) межзвездными пылинками гало вокруг рентгеновского источника Новой *Sagittarius 1992*. Корралес и Пэрельс (2012) обнаружили рентгеновское гало вокруг источника *Sagittarius X-3*, вероятно, созданное крупными пылинками в межзвездной среде ассоциации *Sagittarius OB2* на фоне источника.

Согласно результатам проекта *Планк* (2011b), до 90.7% всей массы пыли на периферии Галактики содержится в крупных пылинках. Увеличению размера и массы твердых частиц здесь способствует не только постоянная низкая температура (порядка 10 К согласно *Планк* (2011a)) и близость кинетических энергий объектов, но и рост роли сил Ван-дер-Ваальса по сравнению с гравитацией, накопление на поверхности пылинок ледяных оболочек, а также - высокая способность таких частиц впитывать газ (Сандфорд и Алламандола, 1993), превращая атомарный водород в молекулярный (Дизли и др., 1994; Перец и др., 2005). Скорость этого превращения на поверхности частиц растет с уменьшением температуры и увеличением размера частиц (Липштат и Бихам, 2005 и ссылки в этой работе). Накопление на тугоплавких пылинках ледяных оболочек и возникновение слоеных пылинок также способствуют повышенному поглощению в ближнем ИК диапазоне (Фрид и др., 2011; Вошинников 2012).

Впервые еще Гринберг (1974) отметил, что межзвездная среда хорошо

описывается только моделями, содержащими крупную (более 0.1 мкм) пыль. В XXI в. это подтверждается. Обзор предложенных разными авторами распределений пылинок по размерам дан Вошинниковым (2012). Например, модель WD2001, как мы видели, лучше всего соответствует наблюдениям в диапазоне 2–8 мкм, если в ней принять $R_V = 5.5$. Но тогда она включает значительную долю углеродных пылинок радиусом порядка 0.5 мкм, а в некоторых вариантах и до 7.3 мкм. Впрочем, модель WD2001 по признанию авторов ни при каких параметрах не может объяснить очень большую долю крупных (радиусом порядка 0.5 мкм) межзвездных пылинок, зарегистрированных аппаратами *Ulysses* и *Galileo* в Солнечной системе по данным WD2001. Фриш и др. (1999) отметили необходимость дальнейших наблюдений проявлений крупной пыли внутри и вне Солнечной системы. Такие наблюдения выполнены и обсуждаются в следующем разделе.

По современным представлениям пыль формируется в оболочках красных гигантов, сверхгигантов, новых и сверхновых звезд, и из них выносятся в межзвездную среду (Бочкарев, 2009). Но долгое время результаты наблюдений производимой массы пыли на несколько порядков расходились с теоретическими оценками (Вессон и др., 2015). В последние годы, благодаря наблюдениям этих звезд в микроволновом диапазоне, оценки существенно пересмотрены.

Впервые большая масса пыли (порядка $0.5 M_\odot$) была обнаружена в выбросе сверхновой SN1987A Мацурой и др. (2011) по наблюдениям в далеком ИК диапазоне космической обсерваторией *Herschel*. Вессон и др. (2015) по наблюдениям *Herschel* обнаружили вокруг сверхновой SN1987A через 25 лет после взрыва пыль общей массой 0.6–0.8 M_\odot . При этом для соответствия наблюдаемому распределению энергии в спектре нужна заметная доля пылинок радиусом больше 2 мкм. Авторы делают вывод об интенсивном росте пылинок в определенный период. Вслед за ними также по наблюдениям *Herschel* Мацура и др. (2015) объясняют наблюдаемое распределение энергии в спектре сверхновой SN1987A наличием образованной после взрыва пыли массой, 0.5 и 0.3 M_\odot , соответственно, для силикатных и аморфных углеродных пылинок (всего пыли – около 0.8 M_\odot). Индебетов и др. (2014) проанализировали холодную пылевую оболочку (остаток ядра взорвавшейся звезды), наблюдаемую вокруг сверхновой SN1987A телескопом ALMA (*Atacama Large Millimeter/Submillimeter Array*) с лучшим разрешением, нежели у *Herschel*, и нашли очень эффективную конденсацию в пыль всего углерода, произведенного звездой. Они заключили, что за первые 25 лет эта сверхновая произвела пыль общей массой порядка 0.2 M_\odot , и, видимо, основная часть этой пыли (преимущественно крупные пылинки) должна перейти в межзвездную среду. Опираясь на результаты Двек и др. (2007), авторы делают вывод,

что в таком случае сверхновые с коллапсирующим ядром являются доминирующими поставщиками пыли в среду галактик при любом красном смещении. Галл и др. (2014) проанализировали свойства плотной среды вокруг сверхновой SN 2010j через несколько сотен дней после взрыва. Они заключили, что в этой среде возникли пылинки радиусом от 0.001 до 4.2 мкм, но в основном крупнее 1 мкм (80% массы пыли содержится в пылинках радиусом больше 0.1 мкм). Распределение этих пылинок по размерам - степенное с показателем 3.6. Оно показано на рис.9 и обсуждается далее. По данным Галл и др. (2014) примерно те же характеристики пыли показали сверхновые SN 1995N, SN 1998S, SN 2005ip и SN2006jd. Крупную пыль нашли также Шиклуна и др. (2015) с помощью инструмента SPHERE на телескопе VLT при анализе газопылевой оболочки, теряемую сверхгигантом VY Canis Majoris. Масса потерь - $0.0001 M_{\odot}$ в год. Средний радиус пылинки - 0.5 мкм. Большое давление света должно изгонять такие крупные пылинки в межзвездную среду без потерь и разрушения.

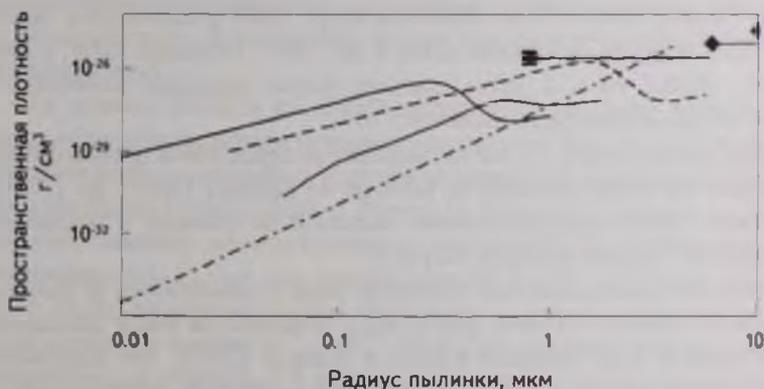


Рис.9. Распределение пространственной плотности пыли в зависимости от радиуса пылинки в оболочке сверхновой - штрих-пунктир, в межзвездной среде с углеродной и силикатной пылью - черная сплошная кривая, в межзвездной среде с ледяной пылью (иная нормировка) - черный пунктир, внутри Солнечной системы по данным аппарата Ulysses - серая сплошная кривая, по данным аппарата New Horizons - квадрат с указателем неопределенности, по данным аппаратов Pioneer - ромбы с указателем неопределенности.

Ли и др. (2011) оценили для Галактики среднюю частоту сверхновых с коллапсирующим ядром: 2.3 в век. Если в среднем сверхновая производит пыль массой $0.5 M_{\odot}$, то среда обогащается пылью со скоростью $0.011 M_{\odot}$ в год (аналогичные расчеты для Большого Магелланова облака даны Мацурой и др. (2011)). С другой стороны, при темпе звездообразования в Галактике порядка $1.6 M_{\odot}$ в год (Ликуя и Ньюман, 2015) и соотношении массы газа к массе пыли 100, видим, что звездообразование забирает из среды порядка $0.016 M_{\odot}$ в год. Таким образом, производство пыли (и

крупной, в том числе) сверхновыми (даже без учета гигантов и сверхгигантов) теперь представляется достаточным для поддержания постоянной средней пространственной плотности межзвездной среды, несмотря на постоянный расход среды на образование звезд и планет.

8. *Пыль внутри и вне Солнечной системы.* В последние годы появились результаты, позволяющие сопоставить распределение пылинок по размеру и общую массу пыли 1) в местах производства пыли, 2) в межзвездной среде, 3) на краю и 4) внутри Солнечной системы.

Поглощение/излучение позволяет оценить размер пылинок, а удары по космическим аппаратам позволяют оценить массу пылинок. Для сопоставления этих результатов надо знать среднюю физическую плотность пылинки. На сегодня единственные, непосредственно наблюдаемые за орбитой Юпитера, сформировавшиеся там небольшие твердые тела (т.е. наиболее близкие к межзвездным пылинкам по условиям существования), для которых достоверно известна плотность - это регулярные спутники Сатурна (Томас, 2010) и Урана (Якобсон и др., 1992) с плотностью около 1 г/см^3 . Есть и другие основания (Двек и др., 2007; Бочкарев, 2009, с.296) для того, чтобы здесь и далее принять такую среднюю физическую плотность для межзвездных пылинок.

Используем величину (1) для нормировки распределения производимых сверхновой SN 2010j пылинок по размеру по данным Галл и др. (2014). Это можно считать распределением пылинок по размеру в местах их производства - штрих-пунктир на рис.9.

Пространственная массовая плотность пыли в зависимости от радиуса пылинки по модели WD2001 при $R_p = 5.5$ показана на рис.9 сплошной черной кривой. Как показали Касусо и Бекман (2010), это модельное распределение по порядку величины согласуется с наблюдаемыми распределениями для Галактики и Магеллановых облаков. Его можно считать распределением пылинок по размеру в межзвездной среде. В сверхновых и в Солнечной системе найдена большая доля крупной пыли, поэтому для сравнения выбран вариант модели WD2001 с максимальной долей крупной пыли, т.е. с максимальным R_p .

Регистрация ударов межзвездных пылинок детекторами аппаратов Ulysses и Galileo по данным Фриш и др. (1999) и Крюгера и др. (2001) показала, что пылинки массой от 10^{-12} до $2 \cdot 10^{-12}$ г, т.е. радиусом порядка 0.7 мкм дают основной вклад в массу пыли. Крюгером и др. (2015) получена оценка пространственной плотности ($2.1 \cdot 10^{-27} \text{ г/см}^3$) и распределения по размеру межзвездных пылинок, проникших в Солнечную систему (характеристики этого потока обсуждались ранее). Эта оценка получена по 16-летним данным детектора пыли космического аппарата Ulysses вдали от эклиптики на гелиоцентрическом расстоянии около 5а.е., и она примерно

на порядок меньше величины (1) для межзвездного пространства. Это распределение показано на рис.9 сплошной серой кривой и является оценкой пыли внутри Солнечной системы. Отметим, что аппарат *Ulysses* определял только массу пылинки. Здесь ее радиус вычислен, исходя из физической плотности 1 г/см^3 . Крюгером и др. (2015) отмечено, что данные аппарата *Ulysses* согласуются с данными аппаратов *Galileo* (регистрировавшим пыль в основном на гелиоцентрических расстояниях около 5 а.е.), *Cassini* (1-9.5 а.е.) и *Helios* (0.3-1 а.е.).

Отметим, что Солнечная система насыщена потоками межпланетной пыли местного происхождения, в том числе, и крупной (в результате разрушения астероидов и комет, выброса вещества кривовулканами и т.п.). Например, Бауэр и др. (2008) показали, что 90% массы пыли, потерянной кентавром Эхеклом, содержится в пылинках размером порядка 30 мкм. И эта потеря пыли не является результатом удара извне (хотя механизм потери не ясен), иначе доля крупной пыли была бы еще больше. Но в данных упомянутых аппаратов межзвездные пылинки уверенно отделяются от межпланетных. В настоящем обзоре курсивом отмечено, какая пыль имеется в виду.

По данным Попп и др. (2010) датчик пыли на борту аппарата *New Horizons* на гелиоцентрических расстояниях от 2.6 а.е. до 15.5 а.е. показал пространственную плотность крупной межзвездной пыли того же порядка, что и аппараты *Ulysses*, *Galileo*, *Pioneer 10*, *Pioneer 11*, *Voyager 1* и *Voyager 2* на сопоставимых гелиоцентрических расстояниях. На гелиоцентрических расстояниях 6.8 - 15.5 а.е. для пылинок массой $2 \cdot 10^{-12} - 10^{-9} \text{ г}$ (т.е. радиусом 0.8 - 6.2 мкм) пространственная плотность по данным аппарата *New Horizons* в среднем составила $2.6 \cdot 10^{-26} \text{ г/см}^3$. Это значение отмечено на рис.9 квадратом для радиуса 0.8 мкм и отходящей от него горизонтальной линией, указывающей неопределенность радиуса. Это можно считать оценкой пыли на краю Солнечной системы. Вертикальный сдвиг на рис.9 между черным квадратом и серой кривой - отмеченный Попп и др. (2010) в данных аппарата *New Horizons*, указывает на нарастание потока межзвездной пыли за орбитой Юпитера с удалением от Солнца. Для сравнения Попп и др. (2010) приводят пространственную плотность всей (межпланетной и межзвездной) пыли за орбитой Юпитера по данным аппаратов *Pioneer*: $8.6 \cdot 10^{-26} \text{ г/см}^3$ для пылинок массивнее $8.3 \cdot 10^{-10} \text{ г}$, т.е. радиусом больше 6 мкм и $2.5 \cdot 10^{-25} \text{ г/см}^3$ для пылинок массивнее $6 \cdot 10^{-11} \text{ г}$, т.е. радиусом больше 11.2 мкм. Эти значения отмечены двумя ромбами на рис.9 (отходящая вправо от левого ромба горизонтальная линия указывает на неопределенность радиуса). При этом аппарат *New Horizons* столь крупной пыли вообще не зафиксировал. Причина, как показали лабораторные тесты Попп и др. (2010) - в технических ограничениях

детектора пыли аппарата New Horizons. Крюгером и др. (2015) отмечены технические ограничения детектора пыли аппарата Ulysses, которые не позволили ему зафиксировать столкновения с пылинками массой больше $3 \cdot 10^{-11}$ г, т.е. радиусом больше 2 мкм. Видимо, в Солнечной системе основная масса пыли содержится в пылинках радиусом больше 0.5 мкм. Насколько это неожиданный результат, видно по тому, что создатели почти всех детекторов пыли космических аппаратов не рассчитывали зарегистрировать столь крупную пыль.

Черная и серая сплошные кривые на рис.9 очень похожи на аналогичные кривые на рис.24 из статьи WD2001, где модель WD2001 сравнивается с прежними результатами космических аппаратов для Солнечной системы Фриша и др. (1999). Таким образом, на первый взгляд, обоснован вывод WD2001 о том, что распределения пылинок по массе в межзвездной среде и в Солнечной системе различаются радикально (как черная и серая сплошные кривые на рис.9). Однако WD2001 оперируют массой пылинок, в то время, как измеряемой величиной является длина волны излучения/поглощения. При калибровке WD2001 исходят из средней плотности пылинок около 3 г/см^3 в предположении, что мелкие состоят из силикатов (3.5 г/см^3), а крупные - из графита (2.24 г/см^3). При $R_V = 5.5$ максимум распределения WD2001 $3 \cdot 10^{-27} \text{ г/см}^3$ приходится на пылинки массой $2 \cdot 10^{-13}$ г, т.е. радиусом 0.25 мкм. Углеродные пылинки такого размера вызывают максимальное поглощение на длине волны 1.5 мкм (Борен и Хафмен, 1986; Бочкарев, 2009). Но если пылинки состоят преимущественно из водяного льда и имеют среднюю плотность 1 г/см^3 , то при той же длине волны максимального поглощения распределение пылинок по размеру иное. Его расчет приведен далее.

Ослабление излучения космических светил, которое мы по традиции называем поглощением, на самом деле включает рассеяние и собственно поглощение (хотя их разделение не всегда важно). Они описываются, соответственно, действительной n' и мнимой n'' частью комплексного показателя преломления $n = n' - i \cdot n''$. Величины n' и n'' могут быть сложными функциями λ , зависящими от химического состава и других характеристик пылинок (Бочкарев, 2009). Как показано ранее, основная масса межзвездной пыли, видимо, заключена в пылинках, вызывающих поглощение в диапазоне от 0.6 до 5 мкм (для модели WD2001 при $R_V = 5.5$ - на 1.5 мкм). В этом диапазоне $n' \approx 1$ (Бочкарев, 2009). А n'' варьируется в широких пределах, например, от $n'' \ll 1$ для водяного льда до $n'' \approx 1$ для углерода (Борен и Хафмен, 1986). Это вызывает неопределенность при вычислении размера пылинок, если известна длина волны, на которой поглощение максимально. Но для приближенной оценки можно считать, что отношение этой длины волны к радиусу пылинки варьируется

от примерно 1 для ледяных пылинок до примерно 6 для углеродных (Борен и Хафмен, 1986; Бочкарев, 2009). Тогда максимальное поглощение на длине волны 1.5 мкм вместо углеродных пылинок радиусом 0.25 мкм может вызываться ледяными пылинками радиусом 1.5 мкм. При плотности 1 г/см^3 масса такой пылинки $1.4 \cdot 10^{-11} \text{ г}$. Аналогично сместится все распределение: оно показано на рис.9 черным пунктиром. При этом пространственную массовую плотность пыли оценим на основе нормировки (1). Это незначительно смещает пунктир по ординате относительно сплошной черной кривой.

Из рис.9 видно, что новое распределение (пунктир) гораздо легче сопоставить с остальными результатами, чем исходное (черная сплошная кривая).

1. Сопоставив пыль в окрестности сверхновой (штрих-пунктир) и в межзвездной среде (пунктир), видим, что изначально в среднем довольно крупная пыль, видимо, со временем дробится.

2. Сопоставив пыль в среде (пунктир) и на краю Солнечной системы (квадрат и ромбы), не находим расхождения: максимумы распределений согласуются по порядку величины. Следовательно, видимо, межзвездная пыль почти беспрепятственно проникает во внешние районы Солнечной системы.

3. Сопоставив пыль в межзвездной среде (пунктир) и внутри Солнечной системы (серая кривая), видим, что внутрь проникает малая часть пыли (препятствующие механизмы рассмотрены Крюгером и др. (2015)), хотя распределение пылинок по размеру в некоторой степени сохраняется.

4. Если типичные межзвездные пылинки покрыты ледяными оболочками, которые составляют основную часть их массы, и если в сверхновых и в Солнечной системе до сих пор наблюдалась типичная пыль, то не исключено, что и производятся, и господствуют в среде (возможно, за исключением тонкого экваториального слоя в спиральных рукавах), и вторгаются в Солнечную систему преимущественно (по массе) пылинки радиусом более 0.5 мкм.

9. *Заключение.* По современным представлениям в околосолнечной части Галактики межзвездная среда содержит примерно половину массы материи. Поэтому исследования среды очень важны.

Представления о распределении пыли в слое около галактической плоскости ($|Z| < 100 \text{ пк}$) и соответствующие оценки поглощения в этом слое почти не изменились за последние 170 лет: от 1^m на кпк согласно Струве (1847) до $1^m.2$ на кпк согласно Гончарову (20126) по уравнению (12). Поэтому основные открытия, относящиеся к поглощению и пылевой среде, в XXI в. делаются при изучении областей с $|Z| > 100 \text{ пк}$. В частности, удалось численно охарактеризовать поглощение не только в экваториальном

слое пыли, но и в слое в поясе Гулда. Как видно из сравнения уравнений (12) и (13), на некоторых долготах и широтах поглощение в поясе Гулда даже больше, чем в экваториальном слое. Его учет, например, по модели Гончарова (2009), сумме формул (12) и (13), особенно важен для внегалактических объектов. При этом достаточно знать координаты объекта, а для объектов в средних и высоких широтах и заведомо далее 600 пк не надо знать расстояние.

Наиболее популярный до сих пор источник учета поглощения, карта SFD98 имеет систематические ошибки, главная из которых может быть исправлена по формуле (4).

Одной из главных задач современной астрономии при изучении пылевой среды и поглощения является уточнение закона поглощения, особенно вдали от галактической плоскости и в инфракрасном диапазоне (где среда прозрачнее, а поглощение вызывается пылинками, видимо, содержащими основную массу пыли). Все чаще закон поглощения определяется при решении системы (15) или ее аналогов одновременно с определением ключевых характеристик каждой звезды на основе многоцветной фотометрии или спектрофотометрии миллионов звезд. Такой подход дает на порядок больший объем информации о звезде, чем спектральная классификация.

На сегодня исследования пыли и вызванного ею поглощения/излучения охватывают почти всю Галактику и показывают значительные вариации характеристик пылевой среды и, прежде всего, распределения пылинок по размеру. Многие исследования указывают на неожиданно большую долю крупной пыли при ее производстве сверхновыми и сверхгигантами, в некоторых районах балджа, в межзвездном пространстве, на периферии диска, в гало Галактики, в радиусе 14 пк от Солнца и внутри Солнечной системы. Это нуждается в дальнейшей проверке, особенно, в связи с возникающей неопределенностью космологических параметров.

Благодарю В.П. Гринина и Н.Г. Бочкарева за ценные замечания. Для настоящего обзора интенсивно использованы результаты проектов *Hipparcos-Tycho*, *Two Micron All Sky Survey (2MASS)* и *Wide-field Infrared Survey Explorer (WISE)*, а также - ресурсы Страсбургского центра астрономических данных (*Centre de Données astronomiques de Strasbourg*). Исследование выполнено при финансовой поддержке по программе Президиума РАН П-7, подпрограмме "Переходные и взрывные процессы в астрофизике".

Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН,
Ст.-Петербург, Россия, e-mail: georgegontcharov@yahoo.com

THE INTERSTELLAR EXTINCTION

G.A.GONTCHAROV

The review describes the current understanding of interstellar extinction. It differs significantly from those of the XX century. Thanks to the infrared surveys of hundreds of millions of stars all over the sky, such as 2MASS, SPITZER-IRAC, WISE, we looked at the most dense and most translucent regions of the interstellar medium at the distances of several kpc from the Sun. Furthermore, the observations in the infrared and microwave range, where, apparently, the bulk of the dust absorbs and radiates, brought us closer to an understanding of the distribution of dust particles on the properties on the scale of the Galaxy and the Universe. We are going through the midst of a scientific revolution in the perception of the interstellar medium and dust. The results and even the key ones of this revolution are difficult to predict yet. However it has been already constructed 1) the physically based model of the spatial distribution of the extinction matter in the nearest kiloparsec taking into the account the Gould belt as a dust container and providing the accurate estimation of the extinctions for any object based on only its galactic coordinates. It is also clear that 2) in the vicinity of the Solar system the galactic interstellar medium contains about half mass of all matter (the other half includes the stars, their remnants and dark matter); 3) interstellar medium and, in particular, the dust varies widely from regions of space, and it is impossible to estimate the deep space, exploring only nearby one.

Key words: *interstellar extinction: reddening: interstellar dust particles: characteristics and properties of the Galaxy Milky Way*

ЛИТЕРАТУРА

- Бердников Л.Н., Возякова О.В., Дамбис А.К., Письма в Астрон. ж., 22, 372 (1996).
- Бобылев В.В., *Астрофизика*, 57, 625 (2014), (*Astrophysics*, 57, 583 (2014)).
- Борен К., Хафмен Д., Поглощение и рассеяние света матыми частицами, М., Мир, 26 (1986).
- Бочкарев Н.Г., Основы физики межзвездной среды, М., Книжный дом ЛИБРОКОМ, 2009, с.291-337.
- Гончаров Г.А., Письма в Астрон. ж., 35, 862 (2009), (*Astron. Lett.*, 35, 780 (2009)).

- Гончаров Г.А., Письма в Астрон. ж., **36**, 615 (2010), (Astron. Lett., **36**, 584 (2010)).
- Гончаров Г.А., Письма в Астрон. ж., **38**, 15 (2012a), (Astron. Lett., **38**, 12 (2012a)).
- Гончаров Г.А., Письма в Астрон. ж., **38**, 108 (2012б), (Astron. Lett., **38**, 87 (2012b)).
- Гончаров Г.А., Письма в Астрон. ж., **38**, 776 (2012в), (Astron. Lett., **38**, 694 (2012с)).
- Гончаров Г.А., Письма в Астрон. ж., **38**, 860 (2012г), (Astron. Lett., **38**, 771 (2012d)).
- Гончаров Г.А., Письма в Астрон. ж., **39**, 102 (2013a), (Astron. Lett., **39**, 83 (2013a)).
- Гончаров Г.А., Письма в Астрон. ж., **39**, 620 (2013б), (Astron. Lett., **39**, 550 (2013b)).
- Гончаров Г.А., Письма в Астрон. ж., **42**, 494 (2016), (Astron. Lett., **42**, 445 (2016)).
- Куликовский П.Г., Звездная астрономия, М., Наука, 1985.
- Паренаго П.П., Курс звездной астрономии, М., ГИТТЛ, 1954.
- Страйжис В., Многоцветная фотометрия звезд, Издательство "Мокслас", Вильнюс, 1977.
- Abazajian K.N., Adelman-McCarthy J.K., Agueros M.A. et al., Astrophys. J. Supp. Ser., **182**, 543 (2009).
- Arce H.G., Goodman A.A., Astrophys. J., **512**, L135, (1999).
- Arenou F., Grenon M., Gomez A., Astron. Astrophys., **258**, 104, (1992).
- Bauer J.M., Choi Y.-J., Weissman P.R. et al., Publ. Astron. Soc. Pacif, **120**, 393 (2008).
- Berlind A.A., Quillen A.C., Pogge R.W. et al., Astron. J., **114**, 107 (1997).
- Berry M., Ivezić Z., Sesar B. et al., Astrophys. J., **757**, 166 (2012).
- Binney J., Tremaine S., Galactic Dynamics (Princeton University Press, 2008).
- Bochkarev N.G., Sitnik T.G., Astron. Astrophys. Suppl. Ser., **108**, 237 (1985).
- Bressan A., Marigo P., Girardi L. et al., Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **427**, 127 (2012), <http://stev.oapd.inaf.it/cmd>
- Cambresy L., Jarrett T.H., Beichman C.A., Astron. Astrophys., **435**, 131, (2005).
- Cardelli J.A., Clayton G.C., Mathis J.S., Astrophys. J., **345**, 245 (1989).
- Casuso E., Beckman J.E., Astron. J., **139**, 1406 (2010).
- Chen B.-Q., Schultheis M., Jiang B.W. et al., Astron. Astrophys., **550**, A42 (2013).
- Chen B.-Q., Liu X.-W., Yuan H.-B. et al., Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **443**, 1192 (2014).
- Corrales L., Paerels F., Astrophys. J., **751**, 93 (2012).
- Czekaj M.A., Robin A.C., Figueras F. et al., Astron. Astrophys., **564**, A102 (2014).
- Dame T.M., Ungerechts H., Cohen R.S. et al., Astrophys. J., **322**, 706 (1987).
- Davenport J.R.A., Ivezić Z., Becker A.C. et al., Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **440**, 3430 (2014).
- Dissly R.W., Allen M., Anicich V.G., Astrophys. J., **435**, 685 (1994).
- Draine B.T., Ann. Rev. Astron. Astrophys., **41**, 241 (2003).
- Dutra C.M., Bica E., Astron. Astrophys., **383**, 631 (2002).
- Dutra C.M., Santiago B.X., Bica E.L.D. et al., Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **338**, 253, (2003).

- Dwek E., Galliano F., Jones A.P., *Astrophys. J.*, **662**, 927 (2007).
- Fitzpatrick E.L., Massa D., *Astrophys. J.*, **663**, 320, (2007).
- Fitzpatrick E.L., Massa D., *Astrophys. J.*, **699**, 1209 (2009).
- Flaherty K.M., Pipher J.L., Megeath S.T. et al., *Astrophys. J.*, **663**, 1069 (2007).
- Frisch P.C., Dorschner J.M., Geiss J. et al., *Astrophys. J.*, **525**, 492 (1999).
- Fritz T.K., Gillessen S., Dodds-Eden K. et al., *Astrophys. J.*, **737**, 73 (2011).
- Gall C., Hjorth J., Watson D. et al., *Nature*, **511**, 326 (2014).
- Galliano F., Hony S., Bernard J.-P. et al., *Astron. Astrophys.*, **536**, A88 (2011).
- Gao J., Jiang B.W., Li A., *Astrophys. J.*, **707**, 89 (2009).
- Gao J., Jiang B.W., Li A. et al., *Astrophys. J.*, **776**, 7 (2013).
- Gomez G.C., *Astron. J.*, **132**, 2376 (2006).
- Gorbikov E., Brosch N., *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **401**, 231 (2010).
- Green G.M., Schlafly E.F., Finkbeiner D.P. et al., *Astrophys. J.*, **783**, 114 (2014).
- Greenberg J.M., *Astrophys. J.*, **189**, L81 (1974).
- Høg E., Fabricius C., Makarov V.V. et al., *Astron. Astrophys.*, **355**, L27 (2000).
- Hutton S., Ferreras I., Yershov V., *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **452**, 1412 (2015).
- Indebetouw R., Mathis J.S., Babler B.L. et al., *Astrophys. J.*, **619**, 931 (2005).
- Indebetouw R., Matsuura M., Dwek E. et al., *Astrophys. J.*, **782**, L2 (2014).
- Jacobson R.A., Campbell J.K., Taylor A.H. et al., *Astron. J.*, **103**, 2068 (1992).
- Jiang B.W., Gao J., Omont A. et al., *Astron. Astrophys.*, **446**, 551 (2006).
- Johnson H.L., *Astrophys. J.*, **141**, 923 (1965).
- Johnson H.L., Borgman J., *Bulletin of Astronomical Institute of Netherlands*, **17**, 115 (1963).
- Jones D.O., West A.A., Foster J.B., *Astron. J.*, **142**, 44 (2011).
- Krüger H., Grün E., Landgraf M. et al., *Planetary and Space Sci.*, **49**, 1303 (2001).
- Krüger H., Strub P., Grün E. et al., *Astrophys. J.*, **812**, 139 (2015).
- Larson K.A., Whittef D.C.B., *Astrophys. J.*, **623**, 897 (2005).
- Li A., *J. Phys. Conf. Ser.*, **6**, 229 (2005).
- Li W., Chornock R., Leaman J. et al., *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **412**, 1473 (2011).
- Li A., Wang S., Gao J. et al., *Lessons from the local group*, Eds. K.C. Freeman, et al., Springer, New York, 85 (2016).
- Licquia T.C., Newman J.A., *Astrophys. J.*, **806**, 96 (2015).
- Lipshiat A., Biham O., *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **362**, 666 (2005).
- Lutz D., *The Universe as Seen by ISO*, Eds. P.Cox, M.F.Kessler, 623 (1999).
- Majewski S.R., Zasowski G., Nidever D.L., *Astrophys. J.*, **739**, 25 (2011).
- Matsuura M., Dwek E., Meixner M. et al., *Science*, **333**, 1258 (2011).
- Matsuura M., Dwek E., Barlow M.J. et al., *Astrophys. J.*, **800**, 50 (2015).
- McKee C.F., Parravano A., Hollenbach D.J., *Astrophys. J.*, **814**, 13 (2015).
- Miville-Deschenes M.-A., Boulanger F., Joncas G. et al., *Astron. Astrophys.*, **381**, 209 (2002).
- Nataf D.M., Gould A., Fouque P. et al., *Astrophys. J.*, **769**, 88 (2013).
- Nishiyama S., Tamura M., Hatano H. et al., *Astrophys. J.*, **696**, 1407 (2009).
- Peek J.E.G., Graves G.J., *Astrophys. J.*, **719**, 415, (2010).
- Perets H.B., Biham O., Manico G. et al., *Astrophys. J.*, **627**, 850 (2005).
- Perryman M., *Astronomical Application of Astrometry* (Cambridge Univ. Press, Cambridge, 2009).

- Planck Collaboration, Ade P.A.R., Aghanim et al.*, *Astron. Astrophys.*, **536**, A16 (2011a).
- Planck Collaboration, Ade P.A.R., Aghanim N. et al.*, *Astron. Astrophys.*, **536**, A17 (2011b).
- Planck Collaboration, Ade P.A.R., Aghanim N. et al.*, *Astron. Astrophys.*, **536**, A24 (2011c).
- Popowski P.*, *Astrophys. J.*, **528**, L9, (2000).
- Poppe A., James D., Jacobsmeyer B. et al.*, *Geophysical Research Letters*, **37**, L11101 (2010).
- Reach W.T., Dwek E., Fixsen D.J. et al.*, *Astrophys. J.*, **451**, 188 (1995).
- Reis W., Corradi W.J.B.*, *Astron. Astrophys.*, **486**, 471 (2008).
- Robin A.C., Reyle C., Derriere S. et al.*, *Astron. Astrophys.*, **409**, 523 (2003).
- Sandford S.A., Allamandola L.J.*, *Astrophys. J.*, **409**, L65 (1993).
- Schlafly E.F., Green G., Finkbeiner D.P. et al.*, *Astrophys. J.*, **789**, 15 (2014a).
- Schlafly E.F., Green G., Finkbeiner D.P. et al.*, *Astrophys. J.*, **786**, 29 (2014b).
- Schlafly E.F., Meisner A.M., Stutz A.M. et al.*, *Astrophys. J.*, **821**, 78 (2016).
- Schlegel D.J., Finkbeiner D.P., Davis M.*, *Astrophys. J.*, **500**, 525 (1998).
- Schultheis M., Kordopatis G., Recio-Blanco A. et al.*, *Astron. Astrophys.*, **577**, 77 (2015).
- Scicluna P., Siebenmorgen R., Wesson R. et al.*, *Astron. Astrophys.*, **584**, L10 (2015).
- Skrutskie M.F., Cutri R.M., Stiening R. et al.*, *Astron. J.*, **131**, 1163 (2006).
<http://www.ipac.caltech.edu/2mass/releases/allsky/index.html>
- Straižys V., Corbally C.J., Laugalys V.*, *Baltic astronomy*, **8**, 355 (1999).
- Strub P., Krüger H., Sterken V.J.*, *Astrophys. J.*, **812**, 140 (2015).
- Struve F.G.W.*, *Etudes d'Astronomie Stellaire*, (Pulkovo observatory, 1847).
- Sumi T.*, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **349**, 193, (2004).
- Taylor A.D., Baggaley W.J., Steel D.I. et al.*, *Nature*, **380**, 323 (1996).
- Thomas P.C.*, *Icarus*, **208**, 395 (2010).
- Vergely J.-L., Freire Ferrero R., Egret D., et al.*, *Astron. Astrophys.*, **340**, 543 (1998).
- Voshchinnikov N.V.*, *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer* **113**, 2334 (2012).
- Wang S., Gao J., Jiang B.W., et al.*, *Astrophys. J.*, **773**, 30 (2013).
- Wang S., Li A., Jiang B.W.*, *Planetary and Space Science*, **100**, 32 (2014).
- Wang S., Li A., Jiang B.W.*, *Astrophys. J.*, **811**, 38 (2015).
- Wegner W.*, *Astron. Nachr.*, **324**, 219, (2003).
- Weingartner J.C., Draine B.T.*, *Astrophys. J.*, **548**, 296 (2001).
- Wesson R., Barlow M.J., Matsuura M. et al.*, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **446**, 2089 (2015).
- Witt A.N., Smith R.K., Dwek E.*, *Astrophys. J.*, **550**, L201 (2001).
- Wolf C.*, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **445**, 4252 (2014).
- Wright E.L., Eisenhardt P.R.M., Mainzer A.K. et al.*, *Astron. J.*, **140**, 1868 (2010).
<http://irsa.ipac.caltech.edu/Missions/wise.html>
- Yahata K., Yonehara A., Suto Y. et al.*, *Publ. Astron. Soc. Japan*, **59**, 205 (2007).
- Zasowski G., Majewski S.R., Indebetouw R. et al.*, *Astrophys. J.*, **707**, 510 (2009).
- Zemcov M., Smidt J., Arai T. et al.*, *Science*, **346**, 732 (2014).
- Zubko V., Dwek E., Arendt R.G.*, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, **152**, 211 (2004).

АЛФАВИТНЫЙ УКАЗАТЕЛЬ

журнала "Астрофизика", том 59, 2016 год

<i>Абдел-Салам Е.А., Ноух М.И.</i> Приближенное решение дробного уравнения Лане-Эмдена второго рода	447
<i>Абрамян М.Г.</i> Антициклонический вихрь в протопланетном диске	301
<i>Азатян Н.М., Никогосян Е.Г., Хачатрян К.Г.</i> Поиск компактных звездных групп в окрестностях IRAS источников	379
<i>Айрапетян М.В., Багдасарян Д.С.</i> О гравитационном излучении компактных звезд	93
<i>Аллер М.</i> (см. <i>Донских А.И.</i>)	231
<i>Андреасян А.Р., Андреасян Р.Р., Паронян Г.М.</i> О распределении пульсаров в галактике	65
<i>Андреасян А.Р.</i> (см. <i>Геворкян М.Г.</i>)	395
<i>Андреасян Р.Р.</i> (см. <i>Андреасян А.Р.</i>)	65
<i>Антохина Э.А., Кумсиашвили М.И., Чаргейшвили К.Б.</i> Анализ фотометрических UBV-наблюдений массивной двойной системы раннего типа V729Cyg (Cyg OB2 N5)	79
<i>Артюх В.С.</i> Трудности в оценках физических параметров компактных радиисточников в АЯГ	583
<i>Архаров А.А.</i> (см. <i>Барсунова О.Ю.</i>)	171
<i>Ахметханова А.Э.</i> (см. <i>Бикмаев И.Ф.</i>)	55
<i>Багдасарян Д.С.</i> (см. <i>Айрапетян М.В.</i>)	93
<i>Багдасарян Д.С.</i> Магнитное поле странных карликов	103
<i>Бакси Р.Дж.</i> (см. <i>Каторе С.Д.</i>)	595
<i>Барсунова О.Ю., Гринин В.П., Архаров А.А., Семенов А.О., Сергеев С.Г., Ефимова Н.В.</i> Периодическая модуляция блеска звезды типа Т Тельца V716 Peg по данным оптической и инфракрасной фотометрии	171
<i>Бикмаев И.Ф., Шарипова Л.М., Галеев А.И., Ахметханова А.Э.</i> Спектральные характеристики излучения ядра сейфертовской галактики NGC 125 после эпохи максимума его активности	55
<i>Бисноватый-Коган Г.С., Моисеенко С.Г.</i> Изознтропические "ударные волны" при численном моделировании в астрофизических задачах	5
<i>Бруевич В.В.</i> (см. <i>Бруевич Е.А.</i>)	115
<i>Бруевич Е.А., Бруевич В.В., Шимановская Е.В.</i> Сравнительный анализ циклов активности атмосфер Солнца и звезд солнечного типа	115
<i>Бруевич Е.А., Якунина Г.В.</i> Эффект гистерезиса индексов активности атмосфер Солнца и звезд солнечного типа на фазах подъема и спада циклов	413
<i>Булига С.Д.</i> (см. <i>Пиотрович М.Ю.</i>)	493

<i>Галеев А.И.</i> (см. <i>Бикмаев И.Ф.</i>)	55
<i>Геворкян М.Г., Мовсесян Т.А., Андреасян А.Р., Магакян Т.Ю.</i>	
Детальное исследование эмиссионных структур вокруг LkHa 198	395
<i>Глаголевский Ю.В.</i> Магнитные звезды после фазы Хаяши. I	191
<i>Глаголевский Ю.В.</i> Магнитные звезды после фазы Хаяши. II	359
<i>Гнедин Ю.Н.</i> (см. <i>Пиотрович М.Ю.</i>)	493
<i>Гомес Х.</i> (см. <i>Меликян Н.Д.</i>)	547
<i>Гончаров Г.А.</i> Межзвездное поглощение	617
<i>Гринин В.П.</i> (см. <i>Барсунова В.П.</i>)	171
<i>Гюльбудагян А.Л.</i> Два интересных южных объекта	291
<i>Гюльбудагян А.Л.</i> Объект CLN 138 - двойная область звездообразования	403
<i>Дементьев А.В.</i> Поляризация резонансных линий в случае частично поляризованных первичных источников излучения	263
<i>Демидова Т.В.</i> Моделирование газодинамических процессов в протопланетных дисках методом SPH	505
<i>Джапаридзе Д.</i> (см. <i>Макандарашвили Ш.</i>)	429
<i>Джапаридзе Д.Р., Чаргейшвили Б.Б.</i> Изучение вариаций солнечного дифференциального вращения с помощью компактных магнитных образований и водородных H α волокон	437
<i>Донских А.И., Рябов М.И., Сухарев А.Л., Аллер М.</i> Исследование переменности внегалактических радиоисточников 3C 120 и STA 102 с применением анализа сингулярного спектра и Вейвлет-анализа	231
<i>Донских А.И.</i> (см. <i>Сухарев А.Л.</i>)	245
<i>Ежков М.Ю.</i> (см. <i>Мюльяри А.А.</i>)	35
<i>Ершов В.Н.</i> (см. <i>Мюльяри А.А.</i>)	35
<i>Ефимова Н.В.</i> (см. <i>Барсунова О.Ю.</i>)	171
<i>Камел Т.М.</i> (см. <i>Ноух М.И.</i>)	609
<i>Капанадзе Н.Г.</i> (см. <i>Никогосян А.Г.</i>)	15
<i>Карапетян А.А.</i> (см. <i>Меликян Н.Д.</i>)	547
<i>Като Т.</i> (см. <i>Павленко Е.П.</i>)	341
<i>Каторе С.Д., Паткар С.П., Бакси Р.Дж.</i> Гиперповерхностная однородная космологическая модель в модифицированной теории гравитации	595
<i>Катышева Н.А.</i> (см. <i>Павленко Е.П.</i>)	341
<i>Козырева В.С., Кусакин А.В.</i> Фотометрический анализ затменных двойных звезд GSC 42770586=V0898 Сер и GSC 44810230=V0922 Сер с эксцентричными орбитами	43
<i>Корани Б.</i> (см. <i>Ноух М.И.</i>)	609
<i>Кригель А.М.</i> О возникновении вращения во Вселенной	575
<i>Кумсиашвили М.И.</i> (см. <i>Антохина Э.А.</i>)	79

<i>Кусакин А.В.</i> (см. <i>Козырева В.С.</i>)	43
<i>Ле Т.Д.</i> Строгое ограничение на изменение тонко-структурной постоянной, используя множество линий поглощения в ранней Вселенной	321
<i>Литтлфилд К.</i> (см. <i>Павленко Е.П.</i>)	341
<i>Любимков Л.С.</i> Литий в звездных атмосферах: Наблюдения и теория	459
<i>Любимков Л.С.</i> Отношение N/O в ранних В-звездах Главной последовательности как индикатор их эволюции	519
<i>Магакян Т.Ю.</i> (см. <i>Геворкян М.Г.</i>)	395
<i>Маградзе Д.</i> (см. <i>Макандарашвили Ш.</i>)	429
<i>Макандарашвили Ш., Ограпишвили Н., Джапаридзе Д., Маградзе Д.</i> О связи между некоторыми явлениями солнечного радиоизлучения на волне $\lambda = 1.43$ м и оптическими процессами на Солнце	429
<i>Меликян Н.Д., Карапетян А.А., Гомес Х.</i> Новые эмиссионные звезды в Суг OB7	547
<i>Михайлов А.Г.</i> (см. <i>Пиотрович М.Ю.</i>)	493
<i>Мовсесян Т.А.</i> (см. <i>Геворкян М.Г.</i>)	395
<i>Моисеенко С.Г.</i> (см. <i>Бисноватый-Коган Г.С.</i>)	5
<i>Морченко Е.С.</i> Происхождение голубого континуума в спектрах вспышек dMe звезд	535
<i>Мюлляри А.А., Райков А.А., Орлов В.В., Тараканов П.А., Ершов В.Н., Ежков М.Ю.</i> О фрактальности изотерм космического микроволнового фона на основе данных КА Планк	35
<i>Нацелишвили Т.М.</i> (см. <i>Пиотрович М.Ю.</i>)	493
<i>Никогосян А.Г., Капанадзе Н.Г.</i> Законы сложения для интенсивностей излучения, выходящего из рассеивающих атмосфер, содержащих источники энергии	15
<i>Никогосян Е.Г.</i> (см. <i>Азатян Н.М.</i>)	379
<i>Ноух М.И.</i> (см. <i>Абдел-Салам Е.А.</i>)	447
<i>Ноух М.И., Саад А.С., Элсанори В.Г., Шакер А.А., Корани Б., Камел Т.М.</i> Белые карликовые звезды как политропные газовые шары	609
<i>Ограпишвили Н.</i> (см. <i>Макандарашвили Ш.</i>)	429
<i>Орлов В.В.</i> (см. <i>Мюлляри А.А.</i>)	35
<i>Орлов В.В., Райков А.А.</i> Распределение пекулярных лучевых скоростей в скоплениях галактик в модели с диссипативным красным смещением	329
<i>Павленко Е.П., Сосновский А.А., Катышева Н.А., Като Т., Литтлфилд К.</i> Затменная карликовая новая типа SU UMa 1RXS J003828.7+250920 в "пробеле периодов". I. Мультипериодичность и цветовые особенности в 2011-2012гг.	341
<i>Паронян Г.М.</i> (см. <i>Андреасян А.Р.</i>)	65

<i>Паткар С.П.</i> (см. <i>Каторе С.Д.</i>)	597
<i>Пикичян О.В.</i> Внутреннее поле излучения в нелинейной задаче переноса в одномерной анизотропной среде. I	131
<i>Пикичян О.В.</i> Внутреннее поле излучения в нелинейной задаче переноса в одномерной анизотропной среде. II	309
<i>Пиотрович М.Ю., Булига С.Д., Гнедин Ю.Н., Михайлов А.Г., Нацвлишвили Т.М.</i> Зависимость величины спина сверхмассивной черной дыры от фактора Эддингтона для аккреционного диска в активных ядрах галактик	493
<i>Райков А.А.</i> (см. <i>Мюллеры А.А.</i>)	35
<i>Райков А.А.</i> (см. <i>Орлов В.В.</i>)	329
<i>Розенбуш А.Э.</i> IV-й Большой минимум визуального блеска R CrB. I. UBVR _c фотометрия	213
<i>Розенбуш А.Э.</i> IV-й Большой минимум визуального блеска R CrB. II. Спектральные наблюдения	557
<i>Рябов М.И.</i> (см. <i>Донских А.И.</i>)	231
<i>Рябов М.И.</i> (см. <i>Сухарев А.Л.</i>)	245
<i>Саад А.С.</i> (см. <i>Ноух М.И.</i>)	609
<i>Семенов А.О.</i> (см. <i>Барсунова О.Ю.</i>)	171
<i>Сергеев С.Г.</i> (см. <i>Барсунова О.Ю.</i>)	171
<i>Сосновский А.А.</i> (см. <i>Павленко Е.П.</i>)	341
<i>Сухарев А.Л.</i> (см. <i>Донских А.И.</i>)	231
<i>Сухарев А.Л., Рябов М.И., Донских А.И.</i> Прогнозирование изменений плотности потока радиоизлучения внегалактических источников	245
<i>Тараканов П.А.</i> (см. <i>Мюллеры А.А.</i>)	35
<i>Хачатрян К.Г.</i> (см. <i>Азатьян Н.М.</i>)	379
<i>Чаргейшвили Б.Б.</i> (см. <i>Джапаридзе Д.Р.</i>)	437
<i>Чаргейшвили К.Б.</i> (см. <i>Антохина Э.А.</i>)	79
<i>Шакер А.А.</i> (см. <i>Ноух М.И.</i>)	609
<i>Шарина М.Е.</i> Свойства и пути формирования звездных скоплений	145
<i>Шарипова Л.М.</i> (см. <i>Бикмаев И.Ф.</i>)	55
<i>Шульман С.Г.</i> О возможных причинах медленного вращения ВР Оп	23
<i>Элсанори В.Г.</i> (см. <i>Ноух М.И.</i>)	609
<i>Элсанори В.</i> Кинематические эллипсоидальные параметры скорости звездных групп и открытого звездного скопления: II. Холодные звезды	281
<i>Якунин Г.В.</i> (см. <i>Бруевич Е.А.</i>)	413

СОДЕРЖАНИЕ

Выпуск I

Изоэнтропические "ударные волны" при численном моделировании в астрофизических задачах	<i>Г.С.Бисноватый-Козан, С.Г.Моисеенко</i>	5
Законы сложения интенсивностей излучения, выходящего из рассеивающих атмосфер, содержащих источники энергии	<i>А.Г.Никогосян, Н.Г.Капанадзе</i>	15
О возможных причинах медленного вращения ВF Оп	<i>С.Г.Шульман</i>	23
О фрактальности изотерм космического микроволнового фона на основе данных КА Планк	<i>А.А.Мюллери, А.А.Райков, В.В.Орлов, П.А.Тараканов, В.Н.Ерифов, М.Ю.Ежков</i>	35
Фотометрический анализ затменных двойных звезд GSC 4277 0586 = V0898 Сер и GSC 4481 0230 = V0922 Сер с эксцентричными орбитами	<i>В.С.Козырева, А.В.Кусакин</i>	43
Спектральные характеристики излучения ядра сейфертовской галактики NGC 1275 после эпохи максимума его активности	<i>И.Ф.Бикмаев, Л.М.Шарипова, А.И.Галеев, А.Э.Ахметханова</i>	55
О распределении пульсаров в галактике	<i>А.Р.Андреасян, Р.Р.Андреасян, Г.М.Паронян</i>	65
Анализ фотометрических UBV-наблюдений массивной двойной системы раннего типа V729 Cyg (Cyg OB2 №5)	<i>Э.А.Антохина, М.И.Кумсиашвили, К.Б.Чаргейшвили</i>	79
О гравитационном излучении компактных звезд	<i>М.В.Айрапетян, Д.С.Багдасарян</i>	93
Магнитное поле странных карликов	<i>Д.С.Багдасарян</i>	103
Сравнительный анализ циклов активности атмосфер Солнца и звезд солнечного типа	<i>Е.А.Бруевич, В.В.Бруевич, Е.В.Шимановская</i>	115
Внутреннее поле излучения в нелинейной задаче переноса в одномерной анизотропной среде. I	<i>О.В.Пикичян</i>	131
ОБЗОРЫ		
Свойства и пути формирования звездных скоплений	<i>М.Е.Шарина</i>	145

СОДЕРЖАНИЕ

Выпуск 2

Памяти А.Т.Каллогляна	169
Периодическая модуляция блеска звезды типа Т Тельца V716 Per по данным оптической и инфракрасной фотометрии <i>О.Ю.Барсунова, В.П.Гринин, А.А.Архаров, А.О.Семенов, С.Г.Сергеев, Н.В.Ефимова</i>	171
Магнитные звезды фазы Хаяши. I <i>Ю.В.Глаголевский</i>	191
IV-й большой минимум визуального блеска R CrB. I. UBVR _c I _c фотометрия <i>А.Э.Розенбуш</i>	213
Исследование переменности внегалактических радиоисточников 3С 120 и СТА 102 с применением анализа сингулярного спектра и вейвлет-анализа <i>А.И.Донских, М.И.Рябов, А.Л.Сухарев, М.Аллер</i>	231
Прогнозирование изменений плотности потока радиоизлучения внегалактических источников <i>А.Л.Сухарев, М.И.Рябов, А.И.Донских</i>	245
Поляризация резонансных линий в случае частично поляризованных первичных источников излучения <i>А.В.Дементьев</i>	263
Кинематические и эллипсоидальные параметры скорости звездных групп и открытого звездного скопления: II Холодные звезды <i>В.Элсанори</i>	281
Два интересных южных объекта <i>А.Л.Гюльбудагян</i>	291
Антициклонический вихрь в протопланетном диске <i>М.Г.Абрамян</i>	301
Внутреннее поле излучения в нелинейной задаче переноса в одномерной анизотропной среде. II <i>О.В.Пикичян</i>	309
Строгое ограничение на изменение тонко-структурной постоянной, используя множество линий поглощения в ранней Вселенной <i>Т.Д.Ле</i>	321

СОДЕРЖАНИЕ

Выпуск 3

- Распределение пекулярных лучевых скоростей в скоплениях галактик в модели с диссипативным красным смещением
В. В. Орлов, А. А. Райков 329
- Затменная карликовая новая типа SU UMa IRXS J003828.7+250920 в "пробеле периодов". I. Мультипериодичность и цветовые особенности в 2011-2012 гг.
Е. П. Павленко, А. А. Сосновский, Н. А. Катышева, Т. Като, К. Литтлфилд 341
- Магнитные звезды после фазы Хаяши. II
Ю. В. Глаголевский 359
- Поиск компактных звездных групп в окрестностях IRAS источников
Н. М. Азатян, Е. Г. Никогосян, К. Г. Хачатрян 379
- Детальное исследование эмиссионных структур вокруг LkHa 198
М. Г. Геворкян, Т. А. Мовсисян, А. Р. Андреасян, Т. Ю. Магакян 395
- Объект CLN 138 - двойная область звездообразования
А. Л. Гюльбудагян 403
- Эффект гистерезиса индексов активности атмосфер Солнца и звезд солнечного типа на фазах подъема и спада циклов
Е. А. Бруевич, Г. В. Якунина 413
- О связи между некоторыми явлениями солнечного радиоизлучения на волне $\lambda = 1.43$ м и оптическими процессами на Солнце
Ш. Макандарашвили, Н. Ограпишвили, Д. Джапаридзе, Д. Маградзе 429
- Изучение вариаций солнечного дифференциального вращения с помощью компактных магнитных образований и водородных Na волокон
Д. Р. Джапаридзе, Б. Б. Чаргейшвили 437
- Приближенное решение дробного уравнения Лане-Емдена второго рода
Е. А.-Б. Абдел-Салам, М. И. Ноух 447
- ОБЗОРЫ**
- Литий в звездных атмосферах: Наблюдения и теория
Л. С. Любимков 459

СОДЕРЖАНИЕ

Выпуск 4

Зависимость величины спина сверхмассивной черной дыры от фактора Эддингтона для аккреционного диска в активных ядрах галактик

*М.Ю.Пиотрович, С.Д.Булига, Ю.Н.Гнедин, А.Г.Михайлов,
Т.М.Нацелишвили* 493

Моделирование газодинамических процессов в протопланетных дисках методом SPH

Т.В.Демидова 505

Отношение N/O в ранних В-звездах Главной последовательности как индикатор их эволюции

Л.С.Любимков 519

Происхождение голубого континуума в спектрах вспышек dMe звезд

Е.С.Морченко 535

Новые эмиссионные звезды в Суг OB7

Н.Д.Меликян, А.А.Караетян, Х.Гомес 547

IV-й большой минимум визуального блеска R CrB. II. Спектральные наблюдения

А.Э.Розенбуш 557

О возникновении вращения во Вселенной

А.М.Кригель 575

Трудности в оценках физических параметров компактных радиоисточников в АЯГ

В.С.Артюх 583

Гиперповерхностная однородная космологическая модель в модифицированной теории гравитации

С.Д.Каторе, С.П.Аткар, Р.Дж.Бакси 595

Белые карликовые звезды как политропные газовые шары

М.И.Ноух, А.С.Саад, В.Г.Элсанори, А.А.Шакер,

Б.Корани, Т.М.Камел 609

ОБЗОРЫ

Межзвездное поглощение

Г.А.Гончаров 617

CONTENTS

Number 1

- Isentropic "Shock waves" in numerical astrophysical simulations
G.S. Bisnovatyi-Kogan, S.G. Moiseenko 5
- Adding laws for intensities of radiation outgoing from scattering
atmospheres containing energy sources
A.G. Nikoghossian, N.G. Kapanadze 15
- Possible reasons of BF Ori slow rotational velocity
S.G. Shulman 23
- On the fractality of isotherms of the cosmic microwave background
using Planck data
*A.A. Myllari, A.A. Raikov, V.V. Orlov, P.A. Tarakanov,
V.N. Yershov, M.Y. Yezhkov* 35
- Eclipsing binary system with an excentric orbit GSC 4277 0586 and
GSC 4481 0230 = V0922 Cep
V.S. Kozyreva, A.V. Kusakin 43
- The spectral characteristics of the Seyfert galaxy NGC 1275 nucleus
radiation after the epoch of its activity maximum
I.F. Bikmaev, L.M. Sharipova, A.I. Galeev, A.E. Akhmetkhanova 55
- On the distribution of pulsars in the galaxy
H.A. Andriasyan, R.R. Andriasyan, G.M. Paronyan 65
- Analysis of UBV photoelectric observations of early type massive
binary system V729 Cyg (Cyg OB2 №5)
E.A. Antokhina, M.I. Kumsiashvili, K.B. Chargeishvili 79
- On the gravitation radiation of compact stars
M.V. Hayrapetyan, D.S. Baghdasaryan 93
- Magnetic field of strange dwarfs
D.S. Baghdasaryan 103
- A comparative analysis of the activity cycles of the atmospheres of
the sun and solar-type stars
E.A. Bruevich, V.V. Bruevich, E.V. Shimanovskaya 115
- Internal field in one-dimensional anisotropic medium of non-linear
radiative transfer problem. I
H.V. Pikichyan 131
- REVIEWS**
- Properties and formation of star clusters
M.E. Sharina 145

CONTENTS

Number 2

To the memory of A.T.Kalloghlian	169
Brightness periodic modulation of T Tauri star V716 Per based on the optical and near-infrared photometry <i>O.Yu.Barsunova, V.P.Grinin, A.A.Arharov, A.O.Semenov, S.G.Sergeev, N.V.Efimova</i>	171
Magnetic stars after Hayashi's phase. I <i>Yu.V.Glagolevskij</i>	191
IV-th great visual light minimum of R CrB. I. The $UBVR_cI_c$ photometry <i>A.E.Rosenbush</i>	213
Study of variability of extragalactic sources 3C 120 and CTA 102 in the radio range, using the singular spectrum analysis and the wavelet analysis <i>G.I.Donskykh, M.I.Ryabov, A.L.Sukharev, M.Aller</i>	231
Predicting flux density changes of extragalactic radio sources <i>A.L.Sukharev, M.I.Ryabov, G.I.Donskykh</i>	245
Polarization of resonance lines in the case of polarized primary sources of radiation <i>A.V.Demytyev</i>	263
Kinematics and velocity ellipsoid parameters of stellar groups and open star clusters: II cool stars <i>W.H.Elsanhoury</i>	281
Two interesting southern objects <i>A.L.Gyulbudaghian</i>	291
Anticyclonic vortex in protoplanetary disc <i>M.G.Abrahamyan</i>	301
Internal field in one-dimensional anisotropic medium of non-linear radiative transfer problem. II <i>H.V.Pikichyan</i>	309
A stringent limit on variation of the fine-structure constant using absorption line multiplets in the early Universe <i>T.D.Le</i>	321

CONTENTS

Number 3

- Distribution of peculiar radial velocities in clusters of galaxies in the model with dissipative redshift
V.V.Orlov, A.A.Raikov 329
- Eclipsing SU UMa-type dwarf nova IRXS J003828.7+250920 in the "period gap". I. Multiperiodicity and color features in 2011-2012 years
E.P.Pavlenko, A.A.Sosnovskij, N.A.Katysheva, T.Kato, K.Littlefield 341
- Magnetic stars after the Hayashi' phase. II
Yu.V.Glagolevskij 359
- Search of compact stellar groups in the vicinity of IRAS sources
N.M.Azatyán, E.N.Nikoghosyan, K.G.Khachatryan 379
- Detailed investigation of the emission structures in the vicinity of LkH α 198
M.H.Gevorgyan, T.A.Movsessian, H.R.Andreasyan, T.Yu.Magakian 395
- Object CLN 138 - a double region of star formation *
A.L.Gyulbudaghian 403
- The effect of the hysteresis of indices of activity of the atmospheres on the observations of the sun and solar-type stars on the of rise and decline cycle's phases
E.A.Bruevich, G.V.Yakunina 413
- On the correlation between some phenomena of the solar radio emission at the wave $\lambda = 1.43$ m and optical processes of the Sun
Sh.Makandarashvili, N.Oghrapishvili, D.Japaridze, D.Maghradze 429
- Study of the solar differential rotation variations by compact magnetic features and hydrogen H α filaments
D.R.Japaridze, B.B.Chargejshvili 437
- Approximate solution to the fractional second-type Lane-Emden equation
E.A.-B.Abdel Salam, M.I Nough 447
- REVIEWS**
- Lithium in stellar atmospheres: observations and theory
L.S.Lyubimkov 459

CONTENTS

Number 4

- The relation between the spin of the supermassive black holes and the Eddington factor in the accretion disks of the active galactic nuclei
M. Yu. Piotrovich, S. D. Buliga, Yu. N. Gnedin, A. G. Mikhailov, T. M. Natsvlishvili 493
- The simulation of gas-dynamics of the protoplanetary disk by SPH-method
T. V. Demidova 505
- The N/O ratio in the early B-type main sequence stars as a tracer of their evolution
L. S. Lyubimkov 519
- Origin of the blue continuum radiation in the flare spectra of dMe stars
E. S. Morchenko 535
- New emission stars in Cyg OB7
N. D. Melikian, A. A. Karapetian, J. Gomez 547
- The IV-th great visual light minimum of R CrB. II. Spectral observations
A. E. Rosenbush 557
- On the origin of rotation in the Universe
A. M. Krigel 575
- Difficulties in the estimation of physical parameters of compact radio sources in AGNs
V. S. Artyukh 583
- Hypersurface homogeneous cosmological model in modified theory of gravitation
S. D. Katore, S. P. Hatkar, R. J. Baxi 595
- White dwarf stars as polytropic gas spheres
M. I. Nouh, A. S. Saad, W. H. Elsanhoury, A. A. Shaker, B. Korany, T. M. Kamel 609
- REVIEWS**
- The interstellar extinction
G. A. Gontcharov 617

CONTENTS

The relation between the spin of the supermassive black holes and the Eddington factor in the accretion disks of the active galactic nuclei <i>M. Yu. Piotrovich, S. D. Buliga, Yu. N. Gnedin, A. G. Mikhailov,</i> <i>T. M. Natsvlishvili</i>	493
The simulation of gas-dynamics of the protoplanetary disk by SPH-method <i>T. V. Demidova</i>	505
The N/O ratio in the early B-type main sequence stars as a tracer of their evolution <i>L. S. Lyubimkov</i>	519
Origin of the blue continuum radiation in the flare spectra of dMe stars <i>E. S. Morchenko</i>	535
New emission stars in Cyg OB7 <i>N. D. Melikian, A. A. Karapetian, J. Gomez</i>	547
The IV-th great visual light minimum of R CrB. II. Spectral observations <i>A. E. Rosenbush</i>	557
On the origin of rotation in the Universe <i>A. M. Krigel</i>	575
Difficulties in the estimation of physical parameters of compact radio sources in AGNs <i>V. S. Artyukh</i>	583
Hypersurface homogeneous cosmological model in modified theory of gravitation <i>S. D. Katore, S. P. Hatkar, R. J. Baxi</i>	595
White dwarf stars as polytropic gas spheres <i>M. I. Nouh, A. S. Saad, W. H. Elsanhoury, A. A. Shaker,</i> <i>B. Korany, T. M. Kamel</i>	609
REVIEWS	
The interstellar extinction <i>G. A. Gontcharov</i>	617

СОДЕРЖАНИЕ (продолжение)

О ВОЗНИКНОВЕНИИ ВРАЩЕНИЯ ВО ВСЕЛЕННОЙ

А.М.Кригель 575ТРУДНОСТИ В ОЦЕНКАХ ФИЗИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ
КОМПАКТНЫХ РАДИОИСТОЧНИКОВ В АЯГ*В.С.Артюх* 583ГИПЕРПОВЕРХНОСТНАЯ ОДНОРОДНАЯ КОСМОЛОГИЧЕСКАЯ
МОДЕЛЬ В МОДИФИЦИРОВАННОЙ ТЕОРИИ ГРАВИТАЦИИ*С.Д.Каторе, С.П.Аткар, Р.Дж.Бакси* 595БЕЛЫЕ КАРЛИКОВЫЕ ЗВЕЗДЫ КАК ПОЛИТРОПНЫЕ
ГАЗОВЫЕ ШАРЫ*М.И.Ноух, А.С.Саад, В.Г.Элсанори, А.А.Шакер,**Б.Корани, Т.М.Камел* 609

ОБЗОРЫ

МЕЖЗВЕЗДНОЕ ПОГЛОЩЕНИЕ

Г.А.Гончаров 617