

ԱՍՏՐՈՖԻԶԻԿԱ

ТОМ 64

ФЕВРАЛЬ, 2021

ВЫПУСК 1

2021
ВЫПУСК 164
ТОМ
АСТРОФИЗИКА

ЭВОЛЮЦИЯ СТРУКТУРЫ ВИДИМЫХ С РЕБРА СПИРАЛЬНЫХ ГАЛАКТИК

В.П.Решетников, П.А.Усачев

5

ПАНОРАМНАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ ГАЛАКТИК С ОЧАГАМИ ЗВЕЗДООБРАЗОВАНИЯ. ИССЛЕДОВАНИЕ SBS 1539+597

С.А.Акопян, С.Н.Додонов, А.В.Мусеев

13

ИССЛЕДОВАНИЕ ПЕРИОДИЧЕСКИХ ПЕРЕМЕННЫХ ИЗ БАЗ ДАННЫХ CATALINA И LINEAR

К.С.Гигоян, Г.Р.Костандян, К.К.Гигоян, А.Саркисиан,

М.Мефта, Д.Руссеил, Ф.Жамкочян, Ф.Д.Рахматуллаева, Г.Паронян

27

АНАЛИЗ КРИВЫХ БЛЕСКА НЕКОТОРЫХ ЗАТМЕННЫХ ДВОЙНЫХ СИСТЕМ

М.С.Аленази, М.М.Эльхатиб

41

ОРБИТЫ И ИНДИВИДУАЛЬНЫЕ МАССЫ НЕКОТОРЫХ ВИЗУАЛЬНО-ДВОЙНЫХ ЗВЕЗД

Э.А.Элхоли, В.Х.Эльсанхури, М.И.Ноу

53

АККРЕЦИЯ И МАГНИТНЫЕ ПОЛЯ ЗВЕЗД Ae/Be ХЕРБИГА

А.Ф.Холтыгин, О.А.Циопа, Я.А.Доронина,

И.М.Туманова, Е.Б.Рыспаева, О.А.Меркулова

65

(Продолжение на 4-й стр. обложки)

Е Р Е В А Н

Выходит с 1965г.
на русском и английском языках

Խմբագրական կողեզրական

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

Ժ.Ալեյսյան (Ֆրանսիա), Գ.Ս.Բիսնովատի-Կոզման (Ուսուաստան), Ի.Դ.Կարաչենցև (Ուսուաստան), Տ.Յու.Մաղաքյան (Հայաստան), Ա.Ս.Միքայելյան (Հայաստան), Բ.Մ.Շուստով (Ուսուաստան), Յու.Ա.Շենկինով (Ուսուաստան), Ա.Մ.Չերամյան (Հայաստան), Վ.Պ.Ռեշետնիկով (Ուսուաստան), Ե.Պ.Պավլենկո (Ուսուաստան), Է.Ս.Պարսամյան (Հայաստան), Վ.Վ.Ռեշետնիկով (Ուսուաստան), Գ.Ն.Սալուկվածեն (Վրաստան), Մ.Տուրատտո (Իտալիա), Ա.Մ.Չերեպաշչук (Россия), Բ.Մ.Շուստով (Россия), Յ.Ա.Շեկинով (Россия)

Редакционная коллегия

Главный редактор: А.Г.Никогосян (Армения)

Заместители главного редактора: Г.А.Арутюнян (Армения), В.П.Гринин (Россия)

Ответственный секретарь: А.А.Акопян (Армения)

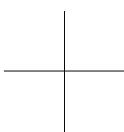
Ж.Алесян (Франция), Г.С.Бисноватый-Коган (Россия), И.Д.Караченцев (Россия),
Т.Ю.Магакян (Армения), А.М.Микаелян (Армения), Е.П.Павленко (Россия),
Э.С.Парсамян (Армения), В.П.Решетников (Россия), Г.Н.Салуквадзе (Грузия),
М.Туратто (Италия), А.М.Черепашчук (Россия), Б.М.Шустов (Россия), Ю.А.Шекинов
(Россия)

"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 предназначается для научных работников, аспирантов и студентов старших курсов.

"ԱՍԴՎՖԻԶԻԿԱ"-ն գիտական հանդես է, որը հրատարակում է Հայաստանի Հանրապետության Գիտությունների Ազգային Ակադեմիան: Հանդեսը տպագրում է ինքնատիպ հոդվածներ աստղերի ֆիզիկայի, միզամածությունների 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^г
Редакция ж. "Астрофизика", тел. 56 81 38
e-mail: astroz@sci.am

© Издательство "Гитутюн" НАН Республики Армения, Астрофизика, 2021



АСТРОФИЗИКА

ТОМ 64

ФЕВРАЛЬ, 2021

ВЫПУСК 1

ЭВОЛЮЦИЯ СТРУКТУРЫ ВИДИМЫХ С РЕБРА СПИРАЛЬНЫХ ГАЛАКТИК

В.П.РЕШЕТНИКОВ^{1,2}, П.А.УСАЧЕВ^{1,2}

Поступила 15 ноября 2020

Обсуждаются результаты фотометрического анализа видимых с ребра спиральных галактик в трех глубоких полях космического телескопа Хаббл (HDF-N, HDF-S, HUDF). Показано, что галактики на $z \approx 0.5$ демонстрируют меньшие значения радиальных экспоненциальных масштабов h , звездных дисков по сравнению с близкими галактиками. Наблюданное изменение масштабов дисков галактик согласуется с законом $h \propto (1+z)^{-n}$, где $n \approx 1$. Получено указание на заметное уменьшение доли галактик с B/PS балджами от $z = 0$ к $z = 1$.

Ключевые слова: эволюция структуры: спиральные галактики

1. *Введение.* Фотометрическое изучение видимых с ребра (edge-on) спиральных галактик в окружающей нас области Вселенной ведется уже много лет (см., например, [1-4] и ссылки там же). Накоплен значительный наблюдательный материал о радиальной и вертикальной структуре звездных дисков, получены данные о характеристиках и распределении пыли в галактиках, о свойствах их темных гало (например, [5-7]). С другой стороны, характеристики далеких спиральных галактик, видимых в ориентации с ребра, изучены пока мало. В первую очередь это связано со сложностью их исследования - угловое разрешение наземных оптических телескопов не позволяет изучать вертикальное распределение яркости в таких объектах.

Эту проблему удается решить при использовании данных космического телескопа Хаббл (HST). В ряде работ было продемонстрировано, что угловое разрешение снимков HST ($\leq 0''.1$) дает возможность анализировать распределение яркости у видимых с ребра галактик на красном смещении $z \sim 1$ [8-11]. Исследование галактик в нескольких глубоких полях HST показало, что для далеких спиральных галактик характерна повышенная относительная толщина звездных дисков [8,11]. Кроме того, диски ярких галактик на $z \sim 1$ выглядят укороченными по сравнению с близкими объектами [11].

Целью нашей работы является совместный анализ данных о структуре видимых с ребра спиральных галактик в трех глубоких полях HST: Hubble Deep Field North (HDF-N), Hubble Deep Field South (HDF-S) и Hubble Ultra Deep Field (HUDF).

Все числовые величины в статье приведены для космологической модели с постоянной Хаббла $70 \text{ км с}^{-1} \text{Мпк}^{-1}$ и $\Omega_m = 0.3$, $\Omega_\Lambda = 0.7$.

2. Выборка галактик. Наша выборка видимых с ребра галактик основана на опубликованных результатах двух работ. В первой работе были рассмотрены объекты в Северном и Южном глубоких полях HST (HDF-N и HDF-S) [8], во второй - галактики из Сверхглубокого поля HST (HUDF) [11]. В HDF-N и HDF-S галактики были отобраны на основе визуального просмотра оригинальных кадров (табл.1 и 2 в [8]). В HUDF предварительный отбор объектов был осуществлен с помощью пакета SExtractor [12], окончательная выборка была сформирована на основе фотометрического моделирования (табл.1 в [11]). Выборки из обеих работ относительно полны для больших и ярких $M(B) \leq -18^m$ галактик (см. обсуждение в оригинальных работах).

Из HUDF были взяты 22 галактики, которые согласно [11] с большой вероятностью видны в ориентации с ребра ($eon = 1, 2$) и их наблюдаемые распределения яркости хорошо описываются моделью видимого с ребра экспоненциального диска ($fit = 1, 2$). Из HDF-N и HDF-S были отобраны 15 галактик, имеющих экспоненциальное распределение яркости. Все галактики из итогового списка находятся на красном смещении $z < 1.2$.

Таким образом, изучаемая в настоящей работе итоговая выборка объектов состоит из 37 видимых с ребра галактик, для которых известны значения радиальных h_r и вертикальных h_z экспоненциальных масштабов их звездных дисков. Данные в разных полях были получены в близких цветовых полосах (F775W (средняя длина волн 775 нм) для HUDF, F814W (средняя длина волны 814 нм) для HDF-N и HDF-S) и в дальнейшем мы пренебрегаем небольшим различием этих фильтров.

На рис.1а показано распределение изучаемых галактик по z . Для большинства галактик (28 из 37) известны спектроскопические красные смещения, для 9 использовались фотометрические оценки z . Как видно на рисунке, основная часть галактик расположена на $z \sim 0.5$ (среднее значение $\langle z \rangle = 0.53 \pm 0.23$). Отметим, что эпоха, соответствующая $z = 0.5$, удалена от нашего времени примерно на 5 млрд. лет.

На рис.1б изображено распределение объектов выборки по абсолютной звездной величине в фильтре В, найденное с использованием k -поправки для галактик типа Sc согласно [13]. Изучаемые галактики являются относительно яркими: их наблюдаемые светимости составляют $\approx -19^m$. Если учесть поправку за внутреннее поглощение в видимых с ребра дисках (она может достигать значений $\approx 1^m - 1^m.5$), то светимости галактик становятся сравнимыми со светимостью Млечного Пути.

Средние значения экспоненциальных масштабов галактик составляют $\langle h_r \rangle = 2.73 \pm 1.03$ кпк и $\langle h_z \rangle = 0.53 \pm 0.23$ кпк. Эти значения типичны для ярких галактик, подобных Млечному Путю [5].

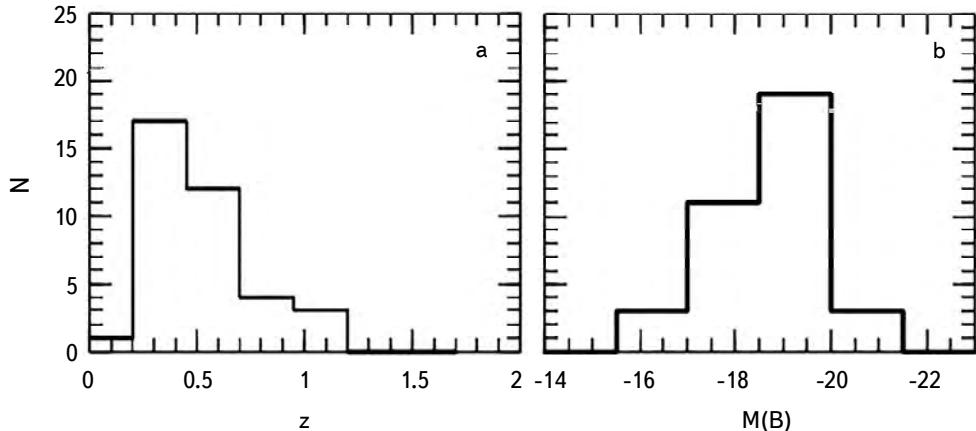


Рис.1. Распределение галактик по красному смещению (а) и по абсолютной звездной величине в фильтре $B - M(B)$ (б).

3. Результаты и обсуждение.

3.1. *Отношение h_r/h_z .* Распределения отношения h_r/h_z для близких и далеких галактик сравниваются на рис.2. Как видно на этом рисунке, у галактик из глубоких полей $h_r/h_z \leq 10$, в то время как галактики из обзора SDSS распределены более широко. Отметим, что на рис.2 мы сравниваем характеристики далеких галактик на длине волны $\lambda \approx 8000 \text{ \AA}$ с характеристиками близких объектов в фильтре g ($\lambda \approx 4600 \text{ \AA}$). С учетом космолог-

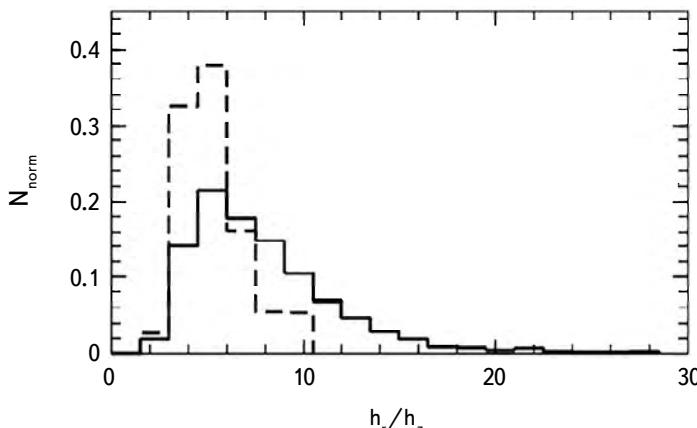


Рис.2. Нормированные распределения отношений масштабов дисков галактик h_r/h_z для выборки далеких галактик (штриховая линия) и для близких галактик из обзора SDSS в фильтре g (непрерывная линия) [5].

гического красного смещения, данные для галактик из глубоких полей соответствуют длине волны $\sim 8000 \text{ \AA}/1.53 = 5200 \text{ \AA}$, что не слишком сильно отличается от соответствующего диапазона для галактик на $z \approx 0$. Кроме того, экспоненциальные масштабы звездных дисков в близких спектральных диапазонах также близки. Например, согласно данным [14], среднее отношение радиальных шкал видимых с ребра спиральных галактик в фильтрах B и R составляет $\langle h_r(B)/h_r(R) \rangle = 1.11 \pm 0.07$. Следовательно, отличие спектральных диапазонов при сравнении характеристик галактик на $z \approx 0$ и $z \approx 0.5$ не играет заметной роли.

Для сравнения показанных на рис.2 эмпирических распределений мы использовали критерий Колмогорова-Смирнова. Оказалось, что гипотеза о том, что выборки далеких и близких галактик извлечены из одного и того же распределения по h_r/h_z отвергается на уровне 99.9%. С другой стороны, из данных [5] следует, что у 23% галактик на $z \approx 0$ отношение h_r/h_z превышает 10. Следовательно, вероятность случайного выбора 37 галактик с $h_r/h_z \leq 10$, как в нашей выборке далеких объектов, очень мала и составляет $(1 - 0.23)^{37} \approx 10^{-4}$. Таким образом, можно заключить, что звездные диски с $h_r/h_z > 10$ очень редки среди галактик на $z \approx 0.5$. Ранее аналогичный вывод по данным только для одного поля (HUDF) был сделан для галактик на $z \sim 1$ [11].

3.2. Радиальная структура галактик. На рис.3 сравниваются величины радиальных масштабов галактик на $z \approx 0.5$ с параметрами близких галактик. Как видно на рисунке, относительно слабые галактики с $M(B) \geq -18^m.5$ располагаются на этой плоскости примерно вдоль зависимости для близких объектов. Более яркие галактики демонстрируют укороченные звездные диски по сравнению с дисками объектов на $z \approx 0$. Примечательно, что это заключение подтверждается данными для разных глубоких полей.

Стрелками на рис.3 показаны примеры ожидаемой эволюции спиральных галактик по данным численных расчетов в рамках CDM модели формирования галактик [15,16]. Начало верхней стрелки соответствует средним характеристикам модельной галактики на $z = 0.9$, конец - на $z = 0$ (см. табл.2 в [15]). Нижняя стрелка (ее начало соответствует $z = 1$, конец - $z = 0$) демонстрирует изменение характеристик модели спиральной галактики "h986" согласно табл.3 в [16]. Как видно на рисунке, в процессе своей эволюции галактики должны расти в радиальном направлении. При этом наблюдаемое изменение светимости связано с более высоким темпом звездообразования в эпоху $z \geq 1$ [15].

Если принять, что экспоненциальный масштаб звездных дисков меняется с красным смещением по закону $h_r \propto (1+z)^{-n}$, то из наших данных можно оценить значение n , минимизирующее отклонение далеких галактик от средней

зависимости для близких объектов. Для галактик с $M(B) \leq -18^m$ получается значение $n = 1.22 \pm 0.36$, для более ярких галактик с $M(B) \leq -18^m.5$ $n = 1.53 \pm 0.39$. Приведенные выше оценки получены без учета возможной эволюции светимостей галактик. Учет умеренной эволюции (на $0^m.5 - 1^m$ между $z = 0$ и $z = 1$) уменьшает значение n до ≈ 1 . Эти значения находятся в согласии с оценками других авторов, изучавших изменение размеров галактик с z (например, [17]).

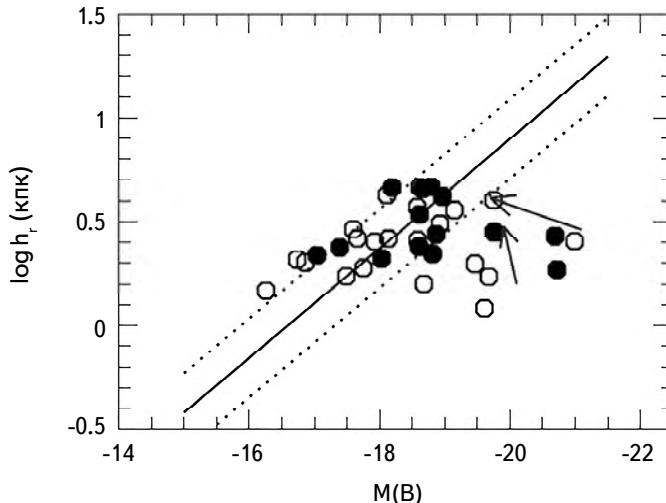


Рис.3. Распределение галактик из HUDF (открытые кружки), HDF-N и HDF-S (черные кружки) на плоскости $M(B)$ - $\log h_r$. Непрерывной прямой линией показана средняя зависимость для близких галактик в фильтре g , согласно [5], линии из точек иллюстрируют $\pm 2\sigma$ разброс этой зависимости. Стрелками изображена эволюция характеристик модельных галактик, согласно [15] (верхняя стрелка) и [16] (нижняя стрелка).

Что же касается вертикального масштаба распределения яркости h_z , то, согласно [11], он не показывает признаков существенной эволюции при $z < 1$.

3.3. Встречаемость X-структур. Одной из интересных особенностей видимых с ребра дисков галактик являются так называемые X-структуры, представляющие собой локальные уярчения внутри B/PS (boxy/peanut shaped) балджей, которые, в свою очередь, связаны с ориентированными с ребра барами (см., например, [18] и ссылки там же). B/PS балджи встречаются довольно часто - среди ярких близких галактик их доля может достигать $\sim 50\%$ [19]. С другой стороны, численные расчеты показывают, что с ростом z доля галактик с барами и, соответственно, с B/PS балджами, должна уменьшаться [20]. Наблюдательные данные, по-видимому, подтверждают это заключение - при $z \approx 1$ доля галактик с B/PS балджами в обзоре HST

COSMOS близка к нулю [21]. Рассмотрим, что можно сказать о встречаемости X-структур (и, соответственно, B/PS балджей) по выборке далеких галактик, видимых в ориентации с ребра.

Мы проанализировали изображения 58 видимых с ребра галактик в HUDF из работы [11]. Как оригинальные кадры галактик в фильтрах F606W и F775W, так и их разностные изображения (оригинальный кадр - фотометрическая модель) не показали признаков присутствия X-структур ни в одной из галактик. Разрешение кадров HUDF на $z \approx 1$ превышает 1 кпк, так что X-структуры, типичный размер которых достигает нескольких кпк (например, [22,23]), должны обнаруживаться.

Рассматриваемые галактики находятся на $z \approx 1$, их средняя наблюдаемая абсолютная звездная величина составляет $M(B) = -18^m.5$ [11]. С учетом поправки за внутреннее поглощение светимости галактик в положении "плашмя" будут находиться в диапазоне от -19^m до -20^m . Следовательно, при стандартных калибровках типичные звездные массы галактик этой выборки $M_* \sim 10^{10} M_\odot$. Для близких галактик с такой звездной массой доля B/PS балджей составляет примерно 20% [19]. Если принять, что среди галактик на $z=1$ B/PS балджи (и X-структуры) встречаются с такой же частотой, как и среди близких объектов, то вероятность не обнаружить ни одной такой структуры среди 58 галактик составляет $p \approx 2 \cdot 10^{-6}$. Если же предположить, что частота X-структур на $z=1$ равна 1%, то вероятность $p > 0.5$. Таким образом, данные о морфологии видимых с ребра галактик в HUDF свидетельствуют о заметном уменьшении доли галактик с B/PS балджами к $z=1$. Бары и B/PS балджи галактик формируются преимущественно при $z < 1$.

Ранее подобное заключение было сделано на основе анализа большой выборки видимых не с ребра галактик в обзоре HST COSMOS [21]. Для галактик в ориентации с ребра этот вывод сделан впервые.

4. Заключение. На основе анализа фотометрической структуры 37 видимых с ребра галактик в трех глубоких полях HST (HDF-N, HDF-S, HUDF) были получены следующие результаты:

- Обнаружены признаки эволюции радиальной структуры галактик: яркие спиральные галактики на $z \approx 0.5$ демонстрируют более короткие звездные диски по сравнению с близкими объектами, относительно слабые галактики с $M(B) \geq -18^m.5$ не показывают заметной эволюции.

- Галактики с тонкими звездными дисками с $h_r/h_z > 10$ на красном смещении $z \approx 0.5$ встречаются реже, чем в окружающей части Вселенной.

- Наблюдаемый темп изменения радиального экспоненциального масштаба дисков ярких галактик при $z \leq 0.5$ составляет $h_r \propto (1+z)^{-n}$, где $n \approx 1$.

Кроме того, детальный анализ изображений 58 видимых с ребра галактик

в HUDF привел к выводу о быстром падении доли спиральных галактик с B/PS балджами от современной эпохи к $z=1$.

Эти результаты получены на основе относительно небольшого числа объектов и, кроме того, они могут быть искажены сложно формализуемыми эффектами наблюдательной селекции. Дальнейшее изучение далеких спиральных галактик, видимых в ориентации с ребра, очень важно для понимания образования и эволюции окружающих нас спиральных галактик.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ 19-02-00249 (исследование характеристик X-структур далеких галактик) и РНФ 19-12-00145 (изучение характеристик дисков, видимых с ребра).

¹ Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург, Россия, e-mail: v.reshetnikov@spbu.ru

² Специальная астрофизическая обсерватория РАН, Нижний Архыз, Россия

EVOLUTION OF THE STRUCTURE OF EDGE-ON SPIRAL GALAXIES

V.P.RESHETNIKOV^{1,2}, P.A.USACHEV^{1,2}

The results of photometric analysis of edge-on spiral galaxies in the three deep fields of the Hubble Space Telescope (HDF-N, HDF-S, HUDF) are discussed. It is shown that galaxies at $z \approx 0.5$ demonstrate shortened stellar disks in comparison with nearby galaxies. The observed evolution of the exponential scale lengths is approximately consistent with the law $h_r \propto (1+z)^{-n}$, where $n \approx 1$. Evidence was obtained in favor of a noticeable decrease in the proportion of galaxies with B/PS bulges from $z=0$ to $z=1$.

Keywords: *structure evolution: spiral galaxies*

ЛИТЕРАТУРА

1. *P.C. van der Kruit, L.Searle*, Astron. Astrophys., **95**, 105, 1981.
2. *A.Barteldrees, R.-J.Dettmar*, Astron. Astrophys. Suppl., **103**, 475, 1994.
3. *V.Reshetnikov, F.Combes*, Astron. Astrophys., **324**, 80, 1997.

4. *R. de Grijs*, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **299**, 595, 1998.
5. *D.V.Bizyaev, S.J.Kautsch, A.V.Mosenkov et al.*, Astrophys. J., **787**, 24, 2014.
6. *A.V.Mosenkov, F.Allaert, M.Baes et al.*, Astron. Astrophys., **592**, A71, 2016.
7. *J.C.O'Brien, K.C.Freeman, P.C. van der Kruit*, Astron. Astrophys., **515**, A62, 2010.
8. *V.P.Reshetnikov, R.-J.Dettmar, F.Combes*, Astron. Astrophys., **399**, 879, 2003.
9. *D.M.Elmegreen, B.G.Elmegreen, D.S.Rubin et al.*, Astrophys. J., **631**, 85, 2005.
10. *B.G.Elmegreen, D.M.Elmegreen*, Astrophys. J., **650**, 644, 2006.
11. *В.П.Решетников, П.А.Усачев, С.С.Савченко*, Письма в Астрон. ж., **45**, 607, 2019.
12. *E.Bertin, S.Arnouts*, Astron. Astrophys. Suppl., **117**, 393, 1996.
13. *J.Bicker, U.Fritze-v. Alvensleben, C.S.Möller et al.*, Astron. Astrophys., **413**, 37, 2004.
14. *P.Yoachim, J.J.Dalcanton*, Astron. J., **131**, 226, 2006.
15. *Ch.B.Brook, D.Kawata, H.Martel et al.*, Astrophys. J., **639**, 126, 2006.
16. *A.M.Brooks, A.R.Solomon, F.Governato et al.*, Astrophys. J., **725**, 51, 2011.
17. *T.Shibuya, M.Ouchi, Y.Harikane*, Astrophys. J. Suppl., **219**, 15, 2015.
18. *H.D.Parul, A.A.Smirnov, N.Ya.Sotnikova*, Astrophys. J., **895**, 12, 2020.
19. *P.Erwin, V.P.Debattista*, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **468**, 2058, 2017.
20. *K.Kraljic, F.Bournaud, M.Martig*, Astrophys. J., **757**, 60, 2012.
21. *S.J.Kruk, P.Erwin, V.P.Debattista et al.*, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **490**, 4721, 2019.
22. *S.S.Savchenko, N.Ya.Sotnikova, A.V.Mosenkov et al.*, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **471**, 3261, 2017.
23. *В.П.Решетников, П.А.Тараканов, М.В.Костина*, Астрофизика, **63**, 21, 2020.

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 64

ФЕВРАЛЬ, 2021

ВЫПУСК 1

ПАНОРАМНАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ ГАЛАКТИК С ОЧАГАМИ ЗВЕЗДООБРАЗОВАНИЯ. ИССЛЕДОВАНИЕ SBS 1539+597

С.А.АКОПЯН¹, С.Н.ДОДОНОВ², А.В.МОЙСЕЕВ²

Поступила 19 августа 2020

Принята к печати 23 декабря 2020

Представлены результаты детальных исследований галактики звездоформирующей активности SBS1539+597, полученные на основе данных панорамной спектроскопии. Работа проводилась в рамках нашей программы по комплексному исследованию ~500 галактик семи выбранных полей Второго Бюраканского обзора (SBS). Наблюдения SBS1539+597 проводились на 6-м телескопе САО РАН с использованием мультизрачкового спектрографа MPFS. Среди приведенных результатов - двухмерные карты основных параметров излучения в линиях водорода H α Бальмера, запрещенных дублетов азота [NII] 6548, 6583, серы [SII] 6716,6731 и в континууме. Детальный анализ полученных данных выявляет, в частности: область звездообразования в центральной части галактики, в которой дифференцируются две области HII (более яркая из которых отождествляется с объектом SDSS J154019.70 + 593606.1) и прилегающая к ним небольшая область турбулентности; - преимущественное вращение излучающих газов по дисковой структуре, в которой отчетливо видно разделение отходящей ветви, бегущей начало в зоне звездообразования. Приводятся численные значения основных параметров, описывающих область звездообразования и галактику в целом.

Ключевые слова: 3D-спектроскопия: H α -излучение: области HII: объекты: SBS 1539+597

1. Введение. Программа исследования выборки галактик звездоформирующей активности, имеющих в нашей классификационной схеме [1,2] обозначение SfG (Star-forming Galaxy), нацелена на изучение связи процессов формирования областей ионизованного водорода и звездообразования в них с морфологическими и иными особенностями галактик. В выборку вошли почти 350 объектов из более 500 кандидатов в активные галактики, отобранных в семи выбранных полях [2] Второго Бюраканского низкодисперсионного спектрального обзора неба SBS [3]. Тип активности, красные смещения и другие характеристики всех объектов были определены по результатам ранее выполненной последующей среднедисперсионной спектроскопии ([4] и ссылки в ней).

На данном этапе ведутся детальные исследования галактик, в частности, проводится панорамная спектроскопия с использованием мультизрачковых спектрографов. Исследуется спектральный диапазон с центром вблизи бальме-

ровской линии $\text{H}\alpha$ галактики, включающий ближайшие запрещенные дублеты ионизованных азота [NII] 6548, 6583, серы [SII] 6716, 6731 и кислорода [OI] 6300, 6361 и другие, в зависимости от выбранной дисперсии и интенсивностей. Получением параметрических распределений по полю объекта, детализация и выявление особенностей структуры повышает точность перекрестной идентификации с источниками из любой астрономической базы данных.

В настоящей статье приводятся результаты наблюдений галактики SBS1539+597, проведенных на 6-м телескопе Специальной астрофизической обсерватории Российской академии наук (САО РАН) с мультизрачковым спектрографом первичного фокуса MPFS (Multi Pupil Fiber Spectrograph) [5]. В морфологической последовательности хаббловской классификации она близка к типу S0 ближе к эллиптическим галактикам. В списки SBS объект был включен с обзорным типом sd3e, в котором закодировано наличие в морфологической структуре конденсации, диффузной составляющей и эмиссионных линий при слабом континууме в ультрафиолетовой части спектра. По результатам последующей длиннощелевой спектроскопии, выполненной в двух диапазонах, примерное значение красного смещения составило $z = 0.009$. Была зарегистрирована "слабая контрастная эмиссия в бальмеровской линии $\text{H}\alpha$ и в запрещенной линии азота [NII] $\lambda 6583$, и абсорбция в бальмеровских линиях от $\text{H}\beta$ до $\text{H}\epsilon$, при наличии небольшого эмиссионного пика на фоне абсорбции $\text{H}\beta$ " [6,7].

В разделе 2 приводятся основные сведения по галактике SBS 1539+597 и результаты кросс-отождествлений с другими обзорами. В разделе 3 изложена основная информация по наблюдениям и обработке полученных данных. Разделы 4 и 5 посвящены анализу поверхностных распределений интенсивностей излучения в бальмеровской линии водорода $\text{H}\alpha$ и в запрещенных линиях, соответственно. В разделе 6 дается описание поля радиальных скоростей. Полученные результаты подытожены в 7-м разделе статьи.

2. SBS 1539+597 - кросс-отождествления. Галактика SBS 1539+597 (альтернативно PGC 055758), согласно базе данных HyperLeda (<http://leda.univ-lyon1.fr>), имеет экваториальные координаты (J2000) $15^{\text{h}}40^{\text{m}}19^{\text{s}}.7 + 59^{\circ}36'06''$, размеры $0'.45 \times 0'.2$, видимую яркость $m(B) = 16^{\text{m}}.05$. Для полученного нами z (табл.1), абсолютная величина имеет значение $M(B) = -16^{\text{m}}.8$. Предварительно галактику можно охарактеризовать как близкую к карликовым. По результатам кросс-отождествлений с галактикой ассоциируются источники из обзоров GALEX, SDSS, 2MASS, IRAS и WISE, покрывая видимый, ультрафиолетовый и инфракрасный диапазоны спектра.

На рис.1а показано SDSS (<http://skyserver.sdss.org>) изображение галактики, повернутое на 130° влево, т.е. на восток, где хорошо просматривается вытянутый

Таблица 1

ЧИСЛЕННЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ЗОНЫ
ЗВЕЗДООБРАЗОВАНИЯ В SBS1539+597

z ($\text{H}\alpha$) _{max}	0.0096±0.0001
D (Мпк)	38.3±0.4
R_{eq} (пк)	266±3
$I(\text{H}\alpha)_{\text{max}}$ (10^{-16} эрг/см ² с)	19.63
$L(\text{H}\alpha)$ (10^{+39} эрг/с)	2.11
SFR($\text{H}\alpha$) ($M_{\odot}/\text{год}$)	0.016
$I(6583)_{\text{max}}$ (10^{-16} эрг/см ² с)	5.93
$I(6716)_{\text{max}}$ (10^{-16} эрг/см ² с)	3.33
$I(6731)_{\text{max}}$ (10^{-16} эрг/см ² с)	2.60
R_1^1	0.40
R_1^2	0.31
R_1^1 / R_1^2	1.29

вдоль позиционного угла, РА ~ 150°, широкий пояс разреженного газа, опоясывающий небольшую центральную часть. Она, в свою очередь, имеет чуть удлиненную форму, примерно в том же позиционном наклонении. В структуре центральной части дифференцируются две конденсации, с более яркой отождествляется единственный в поле галактики фотометрический объект, зарегистрированный обзором SDSS J154019.70+593606.1. По данным фотометрии в пяти диапазонах обзора u, g, r, i, z регистрируется монотонное изменение яркости объекта в пределах трех зв. вел., от $u=16^m.99$ до $z=14^m.06$,

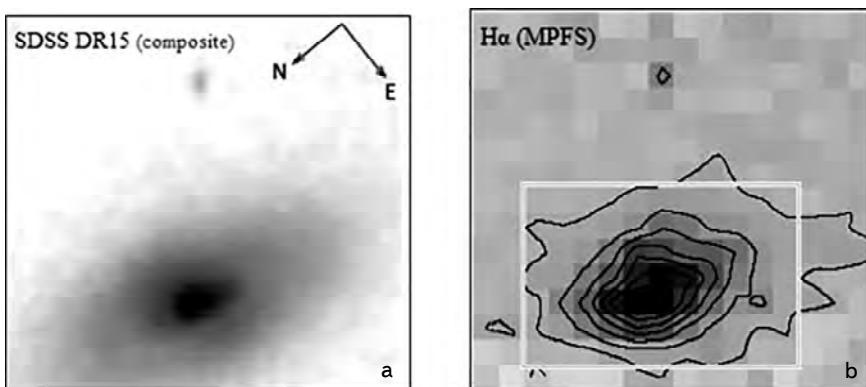


Рис.1. Соответствующий полю наблюдений участок неба с изображением галактики SBS1539+597: а) композитный снимок SDSS DR15; б) в линии $\text{H}\alpha$, полученный из куба данных MPFS.

при значении $r=14^m.80$. Спектроскопия по данному объекту, включая релиз DR15, в SDSS не проводилась.

Координаты источников, зарегистрированных обзором GALEX (<https://galex.stsci.edu/GR6>), совпадают с вышеуказанным SDSS объектом. Здесь регистрируется его наименьшая интенсивность в дальнем ультрафиолете, $m_{\text{fuv}} = 19.8$, и чуть большая в ближнем, $m_{\text{nuv}} = 19.1$.

Излучение галактики в фильтрах JHK обзора 2MASS (<https://irsa.ipac.caltech.edu>) растет в соответствии со значениями 14.109, 13.393, 13.122 зв. вел. и далее в инфракрасных полосах обзора IRAS.

Галактика зарегистрирована также в четырех диапазонах обзора WISE, которые частично перекрываются с IRAS, при этом точность измерений значительно выше. О резком увеличении яркости галактики в ИК свидетельствуют значения 12.0, 8.34 и 6.44 зв. вел. в диапазонах w2 (4.6 мк), w3 (12 мк) и w4 (22 мк) обзора WISE (<http://wise2.ipac.caltech.edu>), соответственно. В диапазоне w4, при наибольшей яркости объекта, проявляется большая протяженность пылевой оболочки. Ее размеры достигают 0.011 угл. град, показывая более чем двухкратное увеличение размеров галактики. Следует отметить, что преобладающее в инфракрасном диапазоне излучение объекта не индуцируется коротковолновым излучением - по крайней мере источники коротковолнового излучения, в частности, обзором ROSAT, в поле галактики не зарегистрированы.

3. Наблюдения и обработка данных. Наблюдения галактики SBS1539+597 проводились на 6-м телескопе САО РАН 13-го мая 2002г. с использованием мультизрачкового спектрографа первичного фокуса MPFS (Multi Pupil Fiber Spectrograph) в комбинации с ПЗС-матрицей Tektronix 1024 x 1024 пикс. Длительность каждой экспозиции составила 1200 с. Минимальные потери света при использовании мультизрачкового спектрографа, примерно 1%, обеспечивают близкую к фотометрической точность регистрации излучения от объекта.

Снимок SDSS на рис.1а приводится в границах, соответствующих полю наблюдений, показанному на рис.1б. Размеры поля определяются матрицей 15 x 16 квадратных линз с пространственной дискретизацией в 1 угл. с, эквивалентный диаметр элемента на установленном для объекта расстоянии составил ~180 пк. В каждом из элементов, связанных с мультилинзовым блоком, зарегистрирован спектральный диапазон длиной 110 нм (610-720 нм) с центром вблизи линии $\text{H}\alpha$ объекта. С использованием дифракционной решетки в 1200 штрих/мм достигнуто спектральное разрешение в 1.35 Å /эл.

Для обработки наблюдений, визуализации и анализа полученных данных использовался специально разработанный программный пакет [8] на языке

IDL (Interactive Data Language). Первичная обработка включает все стандартные процедуры, включая калибровку длин волн с использованием аргон-неоновой лампы и калибровку потоков. В качестве стандарта наблюдалась звезда GRW+70D5824. Параметры линий определялись на основании гаусс-аппроксимации спектральных профилей.

Большинство иллюстраций, приведенных в статье, получены с помощью разработанных J.Boulesteix-ом программных пакетов обработки данных ADHOCw (<http://www-obs.cnrs-mrs.fr./ADHOC/>), которые использовались также для визуализации и анализа данных.

4. Излучение в бальмеровской линии $\text{H}\alpha$. Распределение на рис.1b, приведенное фоновыми градациями и изолиниями, получено в бальмеровской эмиссионной линии $\text{H}\alpha$ и иллюстрирует поле наблюдений целиком. Все остальные карты, анализируемые в статье, отображают выделенный на рис.1b светлым прямоугольником внутренний участок поля, состоящий из 11×7 элементов. Он занимает большую часть галактики SBS1539+597, при этом, меньший диапазон интенсивностей здесь обеспечивает лучшую детальность при визуализации.

Примерные границы ионизованного водорода, наблюдаемого в галактике, очерчивает замкнутый контур, прорисованный темной сплошной ломаной на рис.2a. Он включает все элементы, интенсивность которых, $I(\text{H}\alpha)$ превышает порог в 10% от интенсивности в пике излучения, $I(\text{H}\alpha)_{\max}$, значение которой приводится в табл.1. Положение пика $\text{H}\alpha$ -излучения отмечено крестиком на рис.2a и, в качестве позиционной связки, на всех последующих картах статьи.

На рис.3 показана спектрограмма, полученная в пике $\text{H}\alpha$ -излучения. Она срезана с двух сторон до наиболее информативного диапазона длин волн,

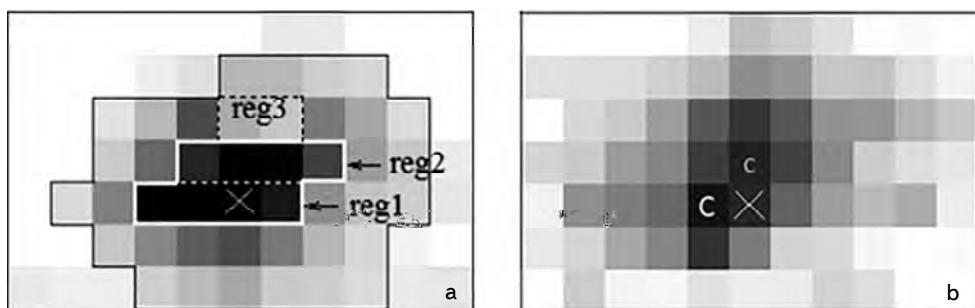


Рис.2. Карты интенсивностей излучения SBS1539+597: а) в бальмеровской линии водорода $\text{H}\alpha$; б) в континууме, в небольшом диапазоне спектра $6660-6680 \text{ \AA}$, - большим и малым "С" отмечены первичный и вторичный максимумы, соответственно. Белый крестик - положение $I(\text{H}\alpha)_{\max}$ (на всех картах статьи).

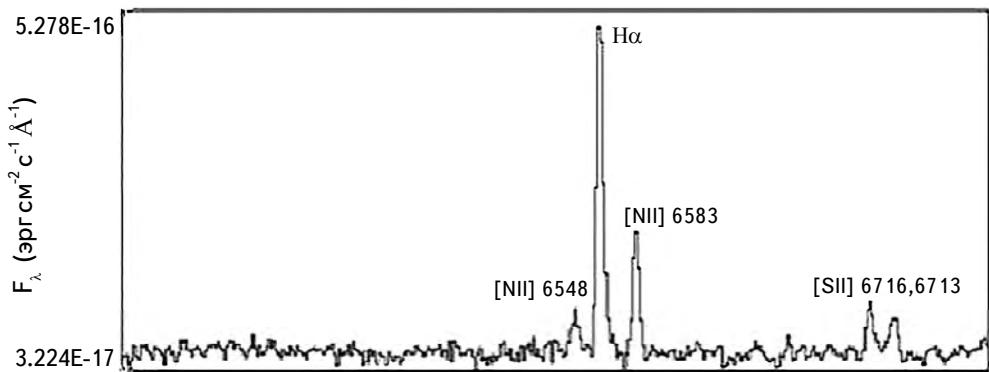


Рис.3. Фрагмент спектрограммы, полученной в пике $\text{H}\alpha$ -излучения галактики SBS1539+597.

который включает зарегистрированные эмиссии - это, помимо $\text{H}\alpha$, два запрещенных дублета однократно ионизованных азота $[\text{NII}]$ 6548, 6583 и серы $[\text{SII}]$ 6716, 6731. Определенное по линии $\text{H}\alpha$ в пике красное смещение, $z(\text{H}\alpha)_{\max}$, и соответствующее расстояние, D , приводятся в табл.1. Для постоянной Хаббла использовалось значение $H=75 \text{ км/с/Мпк}$.

Основная доля $\text{H}\alpha$ -излучения галактики приходится на обведенную белым сплошным контуром зону, рис.2а. Назовем ее зоной звездообразования - интенсивность всех составляющих ее элементов, контрастируя со значениями по внешнему периметру, превышает порог в 50% от $I(\text{H}\alpha)_{\max}$. В табл.1 приводятся численные характеристики для зоны звездообразования: - эквивалентный радиус, $R_{eq} = (S/\pi)^{0.5}$, где S ее излучающая поверхность; - светимость, $L(\text{H}\alpha)$; - темп звездообразования, $\text{SFR}(\text{H}\alpha)$, при вычислении которого использовалась стандартная формула $\text{SFR}(\text{H}\alpha) M_{\odot} = 7.9 \cdot 10^{-42} L(\text{H}\alpha)$ [9]. Темп звездообразования, нормированный на единицу площади зоны звездообразования, составляет $7.20 \cdot 10^{-8} M_{\odot}/\text{год/пк}^2$.

Распределение излучения в пределах зоны звездообразования показывает наличие двойной структуры, что визуально прослеживается на снимке из SDSS. Две смежные области НII, обозначенные reg1 и reg2 на рис.2а, взаимосмещены относительно светлой штриховой линии, вдоль которой они граничат. В соответствии с взаимным расположением двух областей НII и соотношением яркостей, можно конкретизировать, что именно reg1 отождествляется с объектом SDSS J154019.70+593606.1 и указанными выше источниками излучения.

Судя, в частности, по вытянутой форме reg1 и reg2, можно предположить, что их визуальное соседство обусловлено, преимущественно, ориентированностью относительно луча зрения дисковой плоскости галактики, где расположены две области НII. В таком случае пик $I(\text{H}\alpha)_{\max}$, определяемый

распределением интенсивностей, является условным, - результатом наложения излучения. Если искать два пика по отдельности, то первичный - это элемент в reg1 слева от $I(H\alpha)_{\max}$, с чуть меньшей интенсивностью, вторичный пик - непосредственно над $I(H\alpha)_{\max}$, в reg2. Таким же образом расположены два пика распределения интенсивности в континууме, которое иллюстрирует рис.2б. Можно видеть, что в двух дифференцируемых здесь структурах первичный и вторичный пики, отмеченные буквами "с" и "С", соответственно, заметно отстоят друг от друга.

5. Излучение SBS 1539+597 в запрещенных линиях. В зарегистрированном нами спектральном диапазоне, из запрещенных, наблюдаются линии однократно ионизованных дублетов азота [NII] 6548, 6583 и серы [SII] 6716, 6731. Слабое, нерегулярное излучение в линии [OI] 6300 по полю галактики тоже присутствует.

Карта излучения в линии [NII] 6583 показана на рис.4а фоновыми градациями и изолиниями. Распределение имеет единственный пик, $I(6583)_{\max}$, значение интенсивности в котором (табл.1) превалирует над соседними элементами, включая области reg1 и reg2. Его положение совпадает с пиком $I(H\alpha)_{\max}$, соответственно, спектрограмма рис.3 отображает отношение интенсивностей в пиках двух линий.

На рис.4б фоновыми градациями и изолиниями показано распределение по полу галактики интенсивности излучения, суммированной по двум линиям дублета серы [SII] 6716, 6731. Оно имеет примерно ту же, что и в линии азота, структуру расходящихся от единственного пика контуров, с той разницей что здесь пик минимально смещен от $I(H\alpha)_{\max}$ влево по рисунку. Отношение интенсивностей в линиях дублета серы, $I(6716)/I(6731)$, которое при фотоионизации является индикатором электронной плотности, если она превышает $80-100 \text{ см}^{-3}$, имеет среднее значение $n_e \approx 1.45$, при флуктуациях по полу от 0.8 до 1.7.

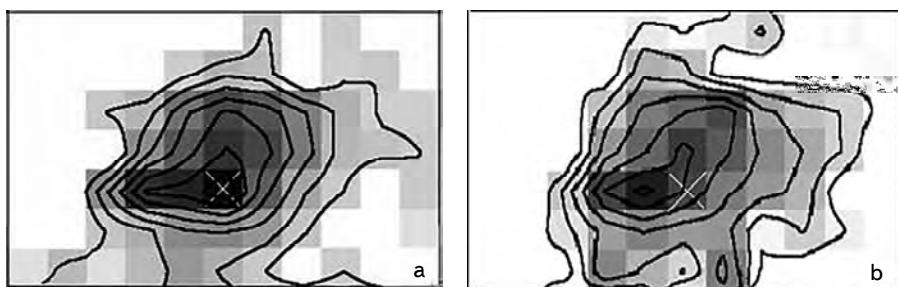


Рис.4. Карта интенсивностей изображена фоновыми градациями серого и изолиниями: а) в запрещенной линии азота [NII] 6583; б) по сумме эмиссии в линиях дублета серы [SII] 6716, 6731.

Учитывая форму внешних изолиний двух представленных распределений, можно заключить, что излучающий в соответствующих запрещенных линиях газ широко простирается за пределы областей HII reg1 и reg2, образуя общую охлаждающую оболочку.

В табл.1, помимо значений интенсивностей в пиках эмиссии в линиях азота и серы, приводятся отношения потоков $R_1^1 = [\text{NII}]6583/\text{H}\alpha$ и $R_1^2 = [\text{SII}](6716 + 6731)/\text{H}\alpha$, рассчитанные для излучающей поверхности S , т.е суммарной площади reg1 и reg2. Отношение интенсивности излучения в запрещенной линии азота [NII] 6583 к сумме интенсивностей в линиях дублета серы [SII] 6716, 6731, R_1^1/R_1^2 мы используем в качестве характеристики областей HII исследуемых галактик.

На рис.2а штриховой линией выделен небольшой участок поля, reg3, состоящий из двух элементов, визуально примыкающих сверху к области reg2. На карте рис.5а, с тем же фоном, в суперпозиции показан фрагмент спектра с диапазоном, включающим линии H α и азота [NII] 6548, 6583. Два элемента участка reg3, выделенные прямоугольником на рис.5а, показаны в увеличенном виде на рис.5б. Отличие спектров в них состоит в том, что отношение интенсивностей R_1^1 превышает значения, которые обычно рассматриваются в качестве пороговых при ионизации газа ОВ-звездами в областях HII. При этом интенсивность в линии азота [NII] 6583 в двух элементах reg3 соответствует общей тенденции распределения интенсивности по полю без локальных отклонений. Соответственно, уширенная H α отображает более глубокие процессы, связанные непосредственно с водородом. И тот факт, что в линии прослеживается, как минимум, двойная структура, и дисперсия скоростей, определенная по уширению линии достигает 425 ± 30 км/с, свидетельствует о локальной турбулентности в виде вихревого вращения.

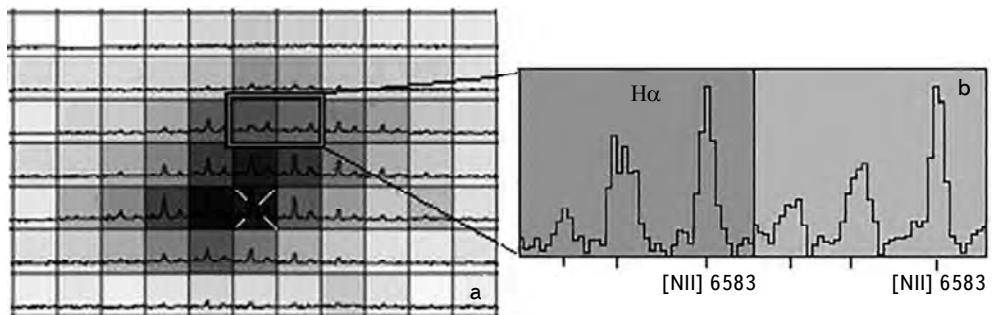


Рис.5. а) Карта интенсивности в H α , показанная фоновыми градациями, с фрагментом спектра во всех элементах в суперпозиции; б) увеличенное изображение двух элементов участка reg3, выделенного на рис.5а прямоугольником.

6. Кинематика ионизованного газа. Распределение радиальных скоростей, определенных по бальмеровской линии водорода $\text{H}\alpha$, $Vr(\text{H}\alpha)$, приводится на рис.6а фоновыми градациями. Чтобы отобразить выявленные в кинематике газа тенденции, были использованы две пересекающие поле линии. Первая, обозначенная "1", на рис.6а показана сплошной линией, вторая, обозначенная "2" - штриховой линией.

Первая линия ориентирована примерно вдоль позиционного угла галактики. Она проходит по визуальной границе, отделяющей часть поля с более темными градациями, т.е. большими значениями $Vr(\text{H}\alpha)$. Эта часть поля скоростей захватывает большую часть области reg1, с наибольшими в поле значениями $Vr(\text{H}\alpha)$ на ее периферии, и часть области reg2. По противоположным краям линии 2 регистрируется наибольшая разница по скоростям, зарегистрированным в поле. Минимальные значения $Vr(\text{H}\alpha)$ регистрируются в приграничной области по правому углу изображения, определяя ближний по лучу зрения участок галактики.

Пары кривых, полученные аппроксимацией значений Vr вдоль двух сторон а и б каждой из линий 1 и 2, показаны на рис.6б и 6с, соответственно. В качестве системной радиальной скорости галактики в целом использовалось значение $Vr(\text{H}\alpha) = 2871 \pm 30$ км/с, полученное для элемента $I(\text{H}\alpha)_{\max}$. На рис.6а, б ей соответствует штриховая прямая.

Отображая изменения усредненных значений $Vr(\text{H}\alpha)$, траектории кривых 1а и 1б на рис.6б (справа-налево) показывают их монотонное возрастание в направлении, указанном стрелками на рис.6а. На рис.6б видно, что кривые лежат по разные стороны от системного уровня. При этом, разница значений по краям кривой 1а, превышающая 60 км/с, почти втрое больше, чем разница по краям кривой 1б.

Анализ изменений в примыкающих к линии 2 половинах поля скоростей, рис.6а, выявляет наличие участка скачкообразного роста значений Vr . Он проявляется при переходе к максимальным значениям, зарегистрированным в поле, и наиболее выражен в нижней по рисунку от линии 2 половине поля б. Этим изменениям соответствует пунктирный отрезок кривой 2б на рис.6с. Скачкообразный переход значений радиальных скоростей более четко проявляется в спектральной линии [NII] 6583. Его можно проследить с помощью численных значений $Vr(6583)$, показанных на фоне поля скоростей рис.7. В частности, разница в значениях $Vr(6583)$ по двум сторонам от светлой ломаной линии постепенно увеличивается вдоль нее в направлении от центральной части галактики до края, достигая 110 км/с.

Таким образом, на основе данных, полученных по распределению радиальных скоростей по полю галактики SBS1539+597, выявляется слегка изогнутая траектория, вдоль которой регистрируется регулярный скачок значений Vr с

двух ее сторон. Он увеличивается по направлению к периферии, указывая на расслоение структуры и отсечение спирального рукава. Беря начало в центральной части галактики, рукав визуально захватывает часть зоны звездообразования и участок reg3.

Участок reg3, прилегающий к зоне звездообразования (см выше, напр. рис.6а) - это небольшой участок турбулентности, выявленный по профилю

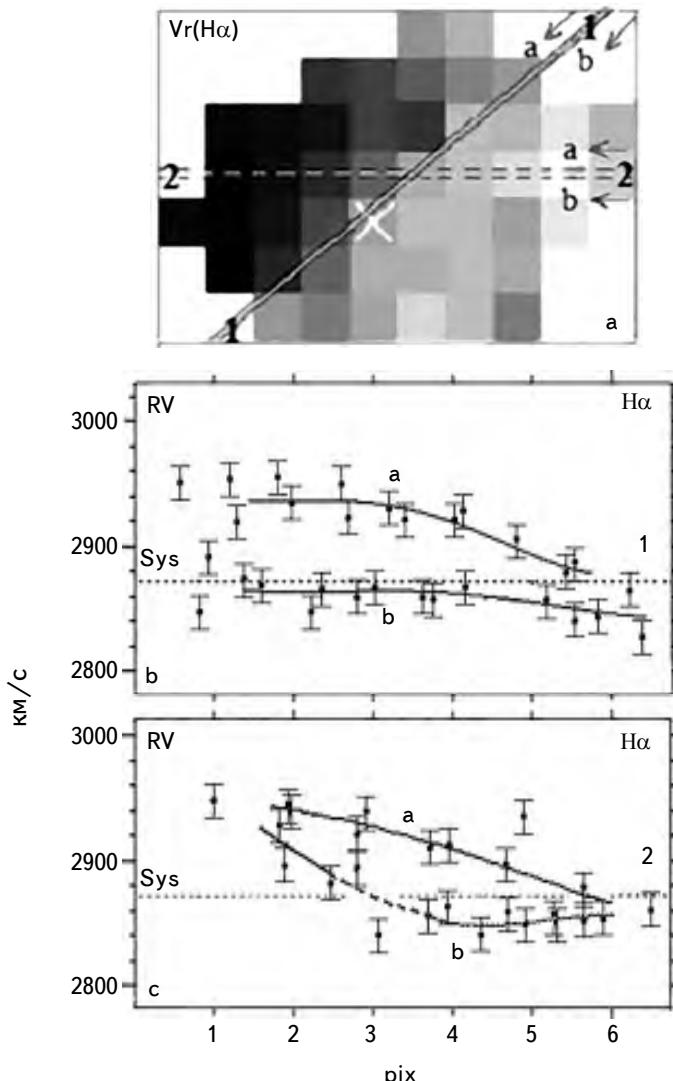


Рис.6. Полученные в соответствии со значениями радиальных скоростей $Vr(H\alpha)$: а) распределение по полю, фоновыми градациями серого, где более темным соответствуют большие значения радиальных скоростей; б) и с) пара кривых, а и б, прослеживающих изменения в указанных стрелками а и б направлениях с двух сторон от показанной на рис.6а оси "1" и "2", соответственно.

эмиссии в линии $\text{H}\alpha$. Но так ли он мал? Анализируя значения радиальных скоростей в зоне звездообразования, достаточно отметить, что ось "1", рис.6а, проходя через составляющие ее области НII, reg1 и reg2, делит каждую пополам, указывая на их вращение. И, фактически, участок reg3 является верхушкой зоны турбулентности, в которую попадают области НII reg1 и reg2, что делает связь происходящих здесь процессов с появлением и отделением рукава более очевидной.

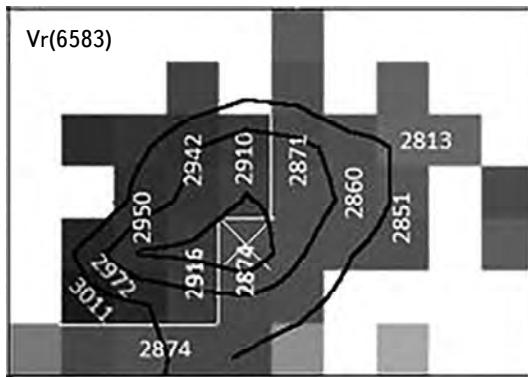


Рис.7. Распределение определенных по запрещенной линии азота [NII] 6583 радиальных скоростей V_r , показанное фоновыми градациями и численные показатели. Той же линии соответствуют и изолинии интенсивностей, приведенные в суперпозиции.

7. Выводы. Детальные исследования SBS1539+597 проводились в рамках изучения галактик звездоформирующей активности. В основу анализа легли данные наблюдений, проведенных с использованием мультизрачкового спектрографа MPFS на 6-м телескопе САО РАН. Поверхностные распределения основных параметров линий, наиболее интенсивных в наблюдавшемся спектральном диапазоне, а именно, эмиссии в бальмеровской $\text{H}\alpha$ и запрещенных линиях [NII] 6548, 6583, [SII] 6716, 6731, в сочетании с информацией, доступной из литературы и данных астроархивов, в основном, показала:

- наличие активной зоны звездообразования в центральной части галактики, состоящей из двух областей НII, более яркая из которых отождествляется с SDSS J154019.70+593606.1, и прилегающего к ним участка турбулентности;
- общее круговое вращение излучающих газов по дисковой структуре, наиболее выраженное в центральной части галактики - в зоне турбулентности, охватывающей две области НII и участок турбулентности;
- наличие отделяющегося рукава, исходящего от активной зоны в центральной части галактики.

Таким образом, галактика SBS1539+597, морфологии S0, с двумя областями

HII в центральной части, находится на начальной стадии активных процессов, что можно связать с достижением фазы фрагментации при гравитационном сжатии. Полученная детализация данных указывает на влияние процессов звездообразования на изменения в основной структуре. Наличие участка турбулентности, примыкающего к двойной зоне звездообразования, обособленное вращение которой тоже установлено, указывает на процессы, которые могут повлиять на кинематику окружающей материи, спровоцировав наблюдаемое отделение рукава, и изменение морфологии галактики в целом.

Детальные исследования галактик звездоформирующей активности, составляющих нашу однородно построенную выборку, нацелены на установление закономерностей между их активностью и морфологией. Особое и сравнительное значение полученных для SBS1539+597 результатов состоит в ее относительно простой, общей для многих объектов структуре с активным двойным ядром. Исследование SBS1539+597 будет продолжено и в рамках изучения внешних слоев галактик.

Статья основана на наблюдательном материале, полученном на 6-м телескопе САО РАН, работа которого поддерживается Министерством науки и высшего образования Российской Федерации.

¹ Бюраканская астрофизическая обсерватория им. В.А.Амбарцумяна,
Армения, e-mail: susannahakopian@yahoo.com

² Специальная астрофизическая обсерватория, Россия,
e-mail: dodo@sao.ru moisav@sao.ru

PANORAMIC SPECTROSCOPY OF GALAXIES WITH STAR-FORMATION REGIONS. STUDY OF SBS 1539+597

S.HAKOPIAN¹, S.DODONOV², A.MOISEEV²

The results of detailed studies of star-forming galaxy SBS1539+597 are presented, based on the data from integral-field spectroscopy. The work was carried out in the framework of our program to the complex research of ~500 galaxies of the seven selected fields of the Second Byurakan Survey (SBS). Observations of SBS1539+597 have been realized with the multipupil spectrograph MPFS at the Russian 6-m telescope. Among the given here data are 2D distributions across the field of the galaxy of some parameters of radiation in the lines of hydrogen Balmer H α , forbidden doublets of nitrogen [NII] 6548, 6583 and sulfur [SII]

6716, 6731, and continuum. Detailed analysis of the data obtained reveals, in particular: a region of star formation in the central part of the galaxy, in which two HII-regions and the adjacent small area of turbulency are differentiated. The brighter of HII-regions is identified with the object SDSS J154019.70+593606.1; - predominant rotation of emitting gases across the disc structure, in which evident seen separating of the outgoing branch, rooted in the zone of star formation. Numerical values of the main parameters, describing the region of star formation and the galaxy as a whole are given.

Keywords: *3D-spectroscopy: H α -radiation: HII regions: individual: SBS 1539+597*

ЛИТЕРАТУРА

1. *S.A.Hakopian, S.N.Dodonov, A.V.Moiseev et al.*, Proceedings of IAU Symposium 321: Formation and Evolution of Galaxy Outskirts, held in Toledo, Spain, March 14-18, 2016, (eds. Armando Gil de Paz et al.), p.294, 2017.
2. *S.A.Hakopian*, arXiv:1403.0127, 2014.
3. *Б.Е.Маркарян, Дж.А.Степанян*, Астрофизика, **19**, 29, 1983, (Astrophysics, **19**, 14, 1983).
4. *C.A.Акопян, С.К.Балаян*, Астрофизика, **47**, 443, 2004, (Astrophysics, **47**, 378, 2004).
5. *V.L.Afanasyev, S.N.Dodonov, A.V. Moiseev*, in "Stellar Dynamics: From Classic to Modern", (Eds. L.P.Ossipkov, I.I.Nikiforov), St. Petersburg: Sobolev Astronomical Institute, 103, 2001.
6. *Б.Е.Маркарян, Дж.А.Степанян, Л.Ерастова*, Астрофизика, **25**, 345, 1986, (Astrophysics, **25**, 551, 1987).
7. *J.A.Stepanian, V.A.Lipovetsky, L.K.Erastova et al.*, Bulletin of the Special Astrophysical Observatory, **35**, 24, 1993.
8. *A.A.Смирнова, А.В.Моисеев, В.Л.Афанасьев*, Письма в Астрон. ж., **32**, 577, 2006, (Astron. Lett., **32**, 520, 2006).
9. *R.C.J.Kennicutt, P.Tamblyn, C.E.Congdon*, Astrophys. J., **435**, 22, 1994.

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 64

ФЕВРАЛЬ, 2021

ВЫПУСК 1

INVESTIGATIONS OF THE PERIODIC VARIABLES IN THE CATALINA AND LINEAR DATABASES

K.S.GIGOYAN¹, G.R.KOSTANDYAN¹, K.K.GIGOYAN²,
A.SARKISSIAN³, M.MEFTAH³, D.RUSSEIL⁴, F.ZAMKOTSIAN⁴,
F.D.RAHMATULLAEVA⁵, G.PARONYAN¹

Received 9 March 2020

Accepted 23 December 2020

In this study we continue spectral class determinations for large numbers of optically faint periodic variables taken from the Catalina Surveys Data Release 1 (CSDR1) and LINEAR data sets. Spectral classes and physical parameters are presented for 1184 periodic variables with periods $P \geq 10$ days, taken from modern large sky area spectroscopic and photometric databases, including LAMOST (Large Sky Area Multi-Object Fiber Spectroscopic Telescope), SDSS (Sloan Digital Sky Survey), the Hamburg Quasar Survey (HQS), the Hamburg/ESO Survey (HES), and Gaia Data Release 2 (DR2). In Gaia DR2 catalogue, luminosities are presented for 276 objects and radial velocities (RV) for 108 objects out of 1184. Spectral classes were confirmed for more than 650 objects. The majority of the variables are found to be F, G, K, M dwarfs and giants, a few dozen carbon (C) stars (N-type Asymptotic Giant Branch (AGB) stars), and a few S stars. Some periodic variables are blue objects, such as B and A stars. The periods are in the range $10 \leq P \leq 1504$ days and Catalina magnitudes in range $11.5 \leq V \leq 20.0$ mag. Finding new and faint evolved AGB stars in the halo of our Galaxy is the first priority. A catalogue containing multi-parameter data for 1184 periodic variables from modern astronomical databases has been generated.

Keywords: Catalogs-periodic variables: surveys: late-type stars: M and C stars, general

1. Introduction. The study of variable stars is one of the most popular and dynamic areas of modern astronomical research. Variability is a property of most stars, and as such it has a great deal to contribute to our understanding of them. It provides researchers with additional parameters (periods, amplitudes, etc.) which are not available for non-variable stars. These parameters can be used to deduce characteristics of the stars. The study of variability also allows us to directly observe changes in the stars: both the rapid and sometimes violent changes associated especially with stellar birth and death, and also the slow changes associated with normal stellar evolution. An overview of variable stars, including an introduction to variable stars in general, the techniques for discovering and studying variable stars, and description of the main types of variable stars are presented in more detail in the book by John Percy [1].

Determination of the correct classes of variables can be very important for studies of stellar populations. Some types of variable stars, such as RR Lyrae stars

and Cepheids, are an excellent tool for studying our Galaxy. Being nearly standard candles (as distance indicators) and being intrinsically bright, they are a particularly suitable tracer of Galactic structure [2-4]. Long period variables (LPV, $\Delta V > 2.5$ mag, or Miras), which are Asymptotic Giant Branch (AGB) stars, are also very important distance indicators for old and intermediate age populations [5].

The variable optical sky was largely unexplored and poorly quantified until recently, especially at the faint end ($V > 15$ mag) in the Galactic plane and also at high Galactic latitudes in the halo of our Galaxy. Numerous questions remain unanswered for faint variables, in particular: what degree of different variable populations contribute to the overall variability, and how they are distributed in magnitude and color. To answer these questions, several contemporary projects were started which aimed at regular monitoring of the optical sky [6]. In paper [6], we reported eight new confirmed C stars in the Catalina Sky Survey (CSS Data Release 1, Drake et al. [7]).

In this paper we continue spectral class determinations for a large number of optically faint periodic variables (hereafter PV). These variables are taken from the CSS DR1 dataset and from the LINEAR database (Lincoln Near-Earth Asteroid Research, Palaversa et al. [8]). We study 1184 CSS and LINEAR PVs for which $P \geq 10$ days (an arbitrary choice), and present spectral classes for a large number of PV stars. We significantly increase the known sample of faint Catalina and LINEAR LPV evolved stars out of the Galactic plane. This paper is organized as follows: in Section 2, some useful details on the surveys that we use are given. In Section 3 we describe the modern large area low and moderate resolution spectroscopic databases which were used for spectral class determination; in Section 4 we present the list of 1184 PV stars with important data from the modern large sky area surveys, such as SDSS (Sloan Digital Sky Survey) [10]), second Gaia data release (DR2) [11] and LAMOST (Large Sky Area Multi-Object Fiber Spectroscopic Telescope) [12]; in Section 5 2MASS (Two Micron All-Sky Survey) [9] colour-colour plots for these variables are presented and some very interesting cases among the samples are considered; in Section 6 for a few of the newly confirmed M-class AGB stars and for M dwarfs some parameters are estimated; finally, we conclude in Section 7. We note that distant pulsating red giants, selected from the CSS are considered in [13].

2. Surveys and PV catalogues used. Variability data come primarily from DR1 of the CSS. The main focus of this survey is the discovery and tracking of Near-Earth Objects (NEOs) and potentially hazardous asteroids (PHAs), but their multi-epoch imaging of large areas of the sky provides excellent data for more general studies of the time-varying sky, including variable stars. In total the survey covers $\sim 33000 \text{ deg}^2$ of the sky within the region $-75^\circ < \delta < +65^\circ$ and more than

10° - 15° from the Galactic plane. The time baseline is greater than 7 yr. The whole survey has three components: the Catalina Sky Survey (CSS), the Southern Sky Survey (SSS), and the Mount Lemmon Survey (MLS), which cover the northern sky, southern sky and the ecliptic ($\pm 10^{\circ}$), respectively. In many cases, stars have data from more than one of these surveys (online access at <http://nesssi.cacr.caltech.edu/DataRelease/>).

The Catalina Survey data are provided by three telescopes: (1) the 0.7 m Catalina Schmidt telescope, which has a 8.1 deg^2 field of view, a pixel scale of 2.5 arcsec, and which reaches a limit of $V \sim 19$ - 20 mag (2); the 1.5 m Mount Lemmon reflector, with a 1.2 deg^2 field of view and a deeper limit, $V \sim 21.5$ mag; and (3) the 0.5 m Uppsala Schmidt at Siding Spring, Australia, with a 4.2 deg^2 field of view, a $1.8 \text{ arcsec pixel}^{-1}$ image scale and depth of $V \sim 19$ mag. All three telescopes operate with cooled, $4\text{k} \times 4\text{k}$ back-illuminated unfiltered CCD cameras. Drake et al. [7] presented a catalogue of periodic variables selected from the CSDR1 dataset, from a search of 5.4 million variable star candidates within the 20000 deg^2 area covered by the CSDR1. To select PVs, these authors use Lomb-Scargle periodogram analysis for all variability classes (pulsating, eclipsing, and eruptive). The catalogue contains data for 47055 variable objects - ("Catalina Survey Periodic Variable Stars", CDS VizieR Catalogue J/ApJS/213/9). All the Catalina data are analyzed for transient sources by the Catalina Real-Time Transient Survey (CRTS [14]). Papers [15,16] are devoted to the new RR Lyrae and Cataclysmic Variables (CV) found in the CRTS database.

We also use the LINEAR [8] database in addition to the Catalina Surveys. The LINEAR survey is similar to Catalina and the focus of the program is to discover and track NEAs larger than 1 km diameter. It operates from two 1 m telescopes located at the White Sands Missile Range in New Mexico. The camera is unfiltered and has a $\sim 2 \text{ deg}^2$ field of view and 2.25 arcsec/pixel image scale. This survey (nearly 10000 deg^2 of the northern sky) is not as deep as Catalina, reaching down to $V < 18$ (see details at <http://astroweb.lanl.gov/leneardb/>). Palaversa et al. [8] presented a catalogue of the 7194 PVs ("LINEAR III. Catalog of Periodic Variables", CDS Vizier Catalog J/AJ/146/101, based on visual classification of light curves) acquired by the LINEAR asteroid survey. We selected 1142 PVs from CSS DR1 and 96 from the LINEAR datasets. 54 LINEAR PVs are included also in the CSS DR1 database. From both catalogues 1184 objects were selected with $P \geq 10$ days.

3. Spectroscopic databases used. Very useful quantities for our work are the covered area and the limiting magnitude. In order to determine spectral classes for PVs we use the following main sources of information. They are: Hamburg Quasar Survey (HQS) and Hamburg/ESO (HES) surveys (online access to HQS

and HES surveys at [https://www.hs.uni-hamburg.de/DE/For/Exg/Sur/hqs/online/index.html/](https://www.hs.uni-hamburg.de/DE/For/Exg/Sur/hqs/online/index.html)). For HQS, the area covered is 13600 deg^2 and $B(\text{lim}) = 19^m.0$; for HES, 6400 deg^2 and $B(\text{lim}) = 18^m.0$. HQS offers a low resolution (1300 \AA/mm at $H\gamma$) from 3400 to 5400 \AA , while it is 3200 \AA to 5300 \AA (450 \AA/mm near $H\gamma$) for HES. Supplementary spectral information is also given by the Sloan Digital Sky Survey Data Release 15 and the LAMOST spectra (coverage 3700 to 9000 \AA , Data Release 5). Finally, for each of 1184 PVs we check for any spectral information in the SIMBAD database.

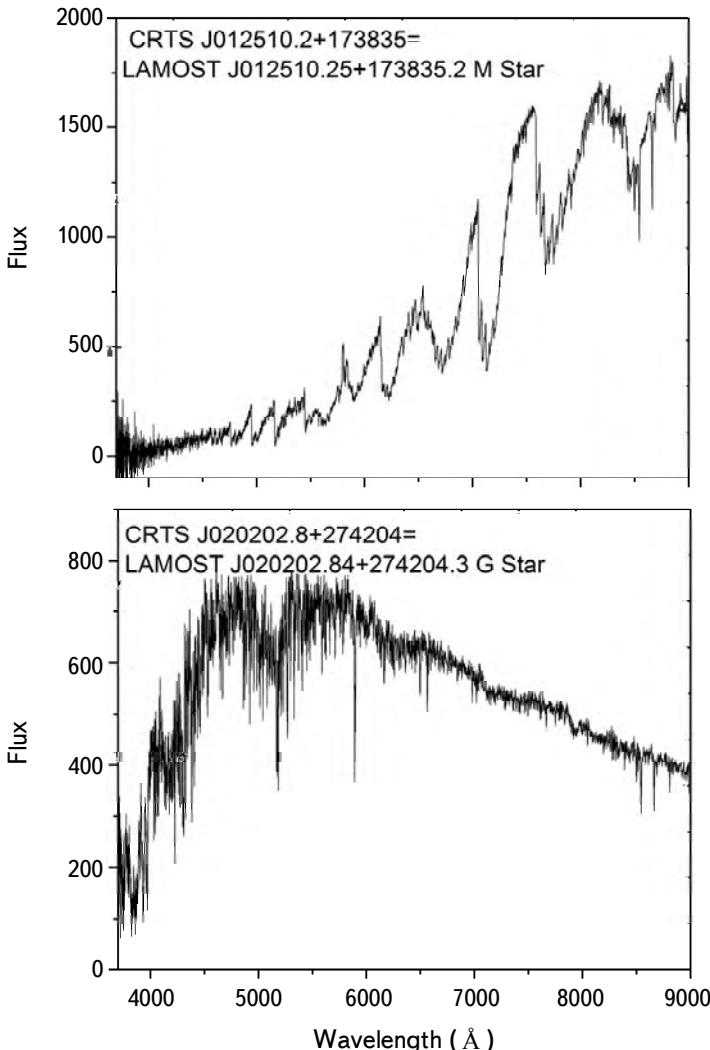


Fig.1. The LAMOST telescope spectra in the range $\lambda 3700 - 9000 \text{ \AA}$ for the two PVs CRTS J012510.2+173825 (classified as a LPV M star) and CRTS J020202.8+274204 (classified as G star, RS CVn type variable).

Fig.1 shows an example of LAMOST DR5 spectra for two CRTS periodic variables, which are classified as M and G-stars. They are CRTS J012510.2+173835 (classified as LPV by Drake et al. [7]) and CRTS J020202.8+274204 (classified as a RS CVn type variable). Fig.2a, b illustrates corresponding HQS and HES objective prism low resolution (lr) spectra for CRTS J170621.4+142735 and CRTS J151432.4-093932, which we classify as M stars based on the presence of TiO absorption bands in the lr spectra. An important note is that for a certain classification, we present HQS and HES class in our list only for M and C stars, showing absorption bands of TiO and C₂ molecules respectively in lr spectra (at a given resolution there are no spectroscopic criteria to discriminate F, G, and K stars on HQS and HES digitized plates).

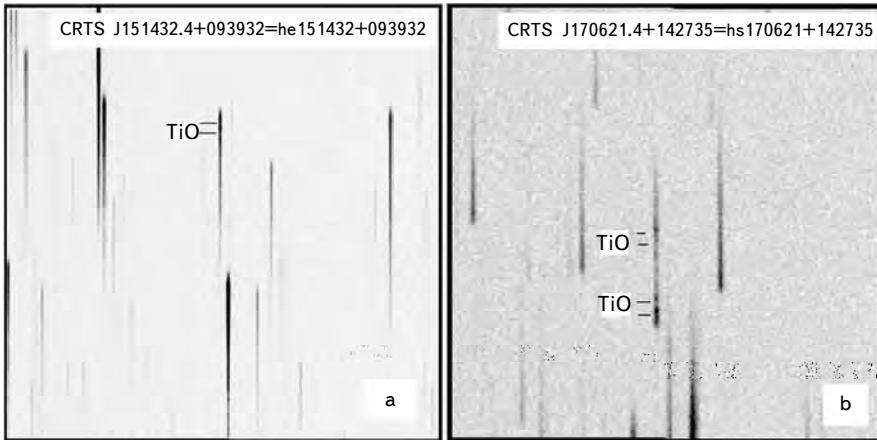


Fig.2. HE lr spectra in the range $\lambda 3200 - 5400\text{\AA}$ for the newly confirmed M-type star CRTS J151432.4-093932. TiO molecule absorption bands are indicated. Field is $15' \times 15'$ (a), and (b) HS lr spectra in the range $\lambda 3400 - 5400\text{\AA}$ for the newly confirmed M-star CRTS J170621.4+142735. TiO molecule absorption bands are indicated. Field is $5' \times 5'$.

In the SDSS DR15 database, spectra in the range $3600 - 10000\text{\AA}$ are available for 32 PVs. Only 3 objects have APOGEE (Apache Point Observatory Galactic Evolution Experiment) infrared spectra (in the range 1.5 to $1.7\text{ }\mu\text{m}$, for more detail see the site http://www.sdss.org/instruments/apogee_spectrograph/). They are CRTS J114143.6+262359, APOGEE id. is 2M11414364+2623592, which is an M4.5 III Mira variable, CRTS J140556.0+014031, APOGEE id. 2M14055603+0140310, an M2 subclass star, and CRTS J224228.1+060856, APOGEE id. 2M22422816+0608567. According to LAMOST DR5, the last object is of K1 subtype.

4. The list of 1184 PVs with $P \geq 10$ days. All 1184 periodic variables are cross-correlated with available modern astronomical catalogues and databases,

namely 2MASS, SDSS DR15, Gaia DR2, and LAMOST DR5. The contents of the list are as follows:

- 1) CRTS - Catalina Sky Survey identifier (JHHMMSS.s+DDMMSS) or LINEAR Number,
- 2) RA, Dec (J2000), $\langle V \rangle$ mag, P (days), and amplitude (mag) and variability type according to the CRTS DR1 catalogue (J/ApJS/213/9 [7]),
- 3) 2MASS J , H , and K_s magnitudes and errors, $J - H$ and $H - K_s$ colors,
- 4) Gaia DR2 Name, Gmag, T_{eff} (K), BP - RP color index, radius and luminosity in solar units with errors when available (CDS VizieR Catalogue I/345/gaia2),
- 5) HQS and HES associations (hs or he number, spectral classes only for M and C stars, see section 4 for details),
- 6) LAMOST DR5 catalogue associations and spectral classes (if available),
- 7) SDSS DR15 associations and spectral classes (if available),
- 8) Alternative names of objects from SIMBAD and spectral class, references or elsewhere.

A representative sample table with key columns and key rows is given as Table 1. The columns are follows: (1) CRTS Name, (2) CRTS $\langle V \rangle$ median magnitude, (3) Period (in days), (4-6) Gaia DR2 G mag., BP - RP color, and T_{eff} consequently, (7) hs or he associations, (8) Gaia DR2 luminosities (in solar units), (9) spectral class of the object.

5. 2MASS colors. In Fig.3 the 2MASS $J - H$ vs. $H - K_s$ (two-color) diagram is illustrated for all PVs except the 22 objects out of 1184 that have no 2MASS J , H , and K photometric data. The 2MASS two-color diagram is considered in

Table 1

A SAMPLE LIST OF THE CRTS PV STARS^{1,2}

CRTS and LINEAR number	$\langle V \rangle$ mag	P days	G mag	BP-RP Color	T_{eff} K	hs Association	Lumin. L_\odot	Sp. class
J010453.2+450136	12.61	248.01	12.49	4.35	3380	010453+450136		M
J010354.4+203955	13.89	24.55	13.84	1.25	5130	010354+203955	48.87	G
J020424.0+325248	14.14	15.71	14.32	1.39	4620	020424+325248	2.36	Unknown
J032905.5+305924	15.05	17.24	15.27	2.80	3820		0.10	Unknown
J034525.1+294352	14.36	13.88	14.75	2.63	3470	034525+294353	0.32	M
J163525.0+383247	14.15	146.52	14.07	2.29	3800	163524+383246		M
J220910.4+022323	15.57	330.86	15.58	0.96	5360	220910+022323	2.25	F
LINEAR 3577682	15.17	179.42	15.06	1.93	4060	122041+491844		N
LINEAR 13990545	16.80	1503.71	17.05	0.14	9460	151916+064529		B

¹ Table 1 does not present all parameters which are included in the electronic format of the list, see Discussion and Conclusion.

² Notes for some interesting objects and their other associations in SIMBAD data base.

CRTS J010506.6+021333, $\langle V \rangle = 19.06$, $P = 533.62$ days, Amp. = 1.87 mag. This object is noted by Menzies et al. [17], as a LPV AGB in a local dwarf irregular galaxy IC 1613 (Gaia DR2 $G = 19.69$, BP - RP = 2.53 mag).

CRTS J034345.1 + 320358 = IC 348 LRL 245, Young Stellar Object (YSO). Object shows periodic variability with amplitude $\Delta m \approx 2.0$ mag.

CRTS J034855.8 + 350332 = LAMOST J034855.83 + 350332.6 is an eclipsing binary with A1 subclass and $L = 0.27 L_{\odot}$ luminosity, the distance of the object is 411 pc from the Sun (CDS Vizier Catalogue I/347/gaia2dis) [18].

CRTS J052909.7 + 035128, $\langle V \rangle = 15.94$, $P = 14.4$ days, $J - H = 0.66$, $H - K = 0.25$, this object is the source with the lowest Gaia DR2 luminosity value among the sample ($L = 0.05 L_{\odot}$) and is an eclipsing binary at a distance 339 pc from the Sun [18].

CRTS J053347.7 - 045208 = LAMOST J053347.70 - 045208.4 = V731 Ori, which is a RS CVn type variable and is an M dwarf star (M3 subclass). Gaia DR2 data are: $L = 0.13 L_{\odot}$, $G = 15.34$, $T_{eff} = 3690$ K, the distance $r = 338$ pc [18].

CRTS J075525.0 + 2359522 = LAMOST J075525.0 + 235952.2 ($\langle V \rangle = 17.01$, $P = 323.71$ days, $J - H = 0.82$, $H - K = 0.12$), is known also as ULAS J075525.09 + 235952.2. In paper [19] this object is presented as an M giant at a distance 50 kpc from the Sun.

CRTS J094757.4 + 131643 = IRC + 10216 (CW Leo), an N-type carbon star [20] and well known protoplanetary nebula (PPN), the reddest object among the sample (see Fig.3, $J - H = 4.09$, $H - K = 2.46$, $P = 652$ days).

CRTS J111320.6 + 221116, $\langle V \rangle = 18.28$, $P = 183.35$ days, this object is an N-type C star in the dwarf spheroidal galaxy Leo II [21].

CRTS J181216.8 + 311455 = PZ Her, a LPV, $L = 480 L_{\odot}$ (having the maximum luminosity among the sample) is an M type giant, Gaia DR2 BP - RP = 2.84 mag.

LINEAR 2825992 = LP 376-6 is a high proper motion star (Plx = 30.5 mas) at a distance 33 pc from the Sun.

CRTS J122846.8 + 052726 = EL Vir = LAMOST J122846.80 + 052726.4, an eclipsing binary, subclass is K3, $L = 5.57 L_{\odot}$, distance is 1860 pc according to [18].

CRTS J123014.1 + 251806 = LINEAR 3766947 ($\langle V \rangle = 15.6$ mag, $P = 897.65$ days, Amp. = 2.24 mag) = ICRF J123014.0 + 251807 (BL Lac object) [22].

CRTS J124219.4 + 093820 = LINEAR 7682813 = LEDA 1367921 (galaxy) [23].

CRTS J151915.9 + 064529 = LINEAR 13990545 = LAMOST J151915.86 + 064529.1, $P = 1503.71$ days, $\langle V \rangle = 16.8$, Amp. = 0.63 mag, object with largest P among the 1184 sample considered [24].

CRTS J170810.3 - 022022 ($\langle V \rangle = 12.97$, $P = 385.21$ day, $J - H = 1.37$, $H - K = 1.11$) is presented by Drake et al. [7] as a LPV. This object is observed in the H₂O maser line by Yung et al. [25]. In our list we noted spectral class as "Unknown".

CRTS J211429.5 + 074833 = IRAS 21120 + 0736, $J - H = 1.16$, $H - K = 0.96$, is a Mira variable Galactic OH/IR star [26] with large Gaia DR2 color index (BP - RP = 7.68 mag).

CRTS J224003.3 + 251532 = 2MASS J22400335 + 2515346 = LAMOST J224003.34 + 251534.6 with Gaia DR2 radial velocity data RV = -403 km/s is an M4 subclass AGB star at a distance 6610 pc from the Sun [18].

numerous papers as a dwarf/giant discriminator. It can select the area on the diagram ($0.0 \leq H - K \leq 0.7$, and $0.2 \leq J - H \leq 1.0$) where the maximum concentration of objects is evident. Primarily F, G, and K type stars are in this region. Objects with $J - H \geq 1.0$ are M and N-type AGB stars only. A few unknown objects lie in the zone where $J - H < 0.8$ and $H - K > 0.2$. Further spectroscopic observations are necessary to clarify the nature of these objects. Usually in this region of the diagram M dwarfs, carbon dwarfs (dC) and brown dwarfs are located.

6. Parameters for some M stars. Faint LPV stars offer the best opportunity to probe and study the outer halo of the Milky Way and are ideal

for tracing the Sagittarius dwarf galaxy (Sgr) tidal streams, and also to map the all sky view of the Galaxy. Table 2 presents some important data for newly confirmed M stars having $J - K > 1.2$. They are presented by Drake et al. [7] as LPV stars.

The distance estimation (Table 2) is based on applying the Period-Luminosity ($P - L$) relation from Whitelock et al. [27]. The $P - L$ relation used here is:

$$M(K) = -3.69(\log P - 2.38) - 7.33. \quad (1)$$

The last two objects in Table 2 deserve more attention. They are fainter than 11 mag in the 2MASS Ks band and belong to the leading arm of the Sgr dwarf

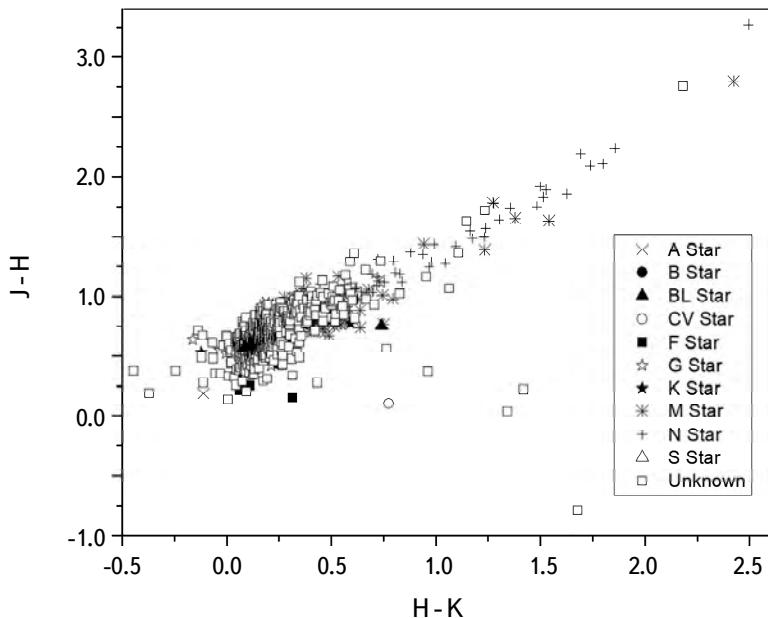


Fig.3. 2MASS color-color diagram for CSS and LINEAR PVs.

Table 2

SOME IMPORTANT GAIA DR2 DATA FOR 6 PV STARS

CRTS and LINEAR Number	$\langle V \rangle$	Period days	G	BP-RP color	hs or he associations	D (kpc)
J012510.2+173835	12.73	425.35	12.54	3.08	hs 012510+173835	18.0
J012842.1+433218	13.05	119.00	13.26	3.34	hs 012842+433218	10.0
J063516.1+524425	12.08	259.59	12.12	4.83	hs 063516+524424	3.98
J133725.3-014948	12.91	147.53	12.65	2.43	he 133725-014948	10.5
J152042.9-093148	15.75	233.37	16.03	3.33	he 152042-093148	50.0
LINEAR 9809348	15.47	76.87	15.46	1.71	he 133646+075230	33.0

galaxy (see more detail in Fig.22 of Huxor and Grebel [28]). Drake et al. [7] discussed and presented the distribution of LPVs (see their Fig.37, compared to the Law & Majewski [29]) in a model of the Sagittarius streams for objects with $14.9 < V_{\text{CSS}} < 15.9$ but without information about spectral classes and adopted for all LPVs $M_V = -3.0$. However, LPV stars have a very broad range of absolute magnitudes [30]. Note that only for object CRTS J063516.1+524425 (M8 subclass star) are the distance estimation based on P-L relation and presented in catalogue I/347/gaia2dis [18] based on parallaxes in good agreement. These two values of the distances are inconsistent for the remaining objects of the Table 2.

Table 3 presents CRTS and LINEAR PVs with available Gaia DR2 luminosity and LAMOST DR5 spectral class information.

Table 3

LAMOST DR5 SPECTRAL CLASSES FOR 9 PV STARS

CRTS or LINEAR	Period (days)	Gaia DR2 T_{eff} (K)	Luminosity L_\odot	LAMOST DR5	Sp. Class
J034525.1+294352	13.88	3470	0.33	J034525.07+294352.8	M3
J035614.7-022826	240.9	5070	2.15	J035615.47-022810.6	F9
J040513.0+220743	10.00	3570	0.06	J040513.07+220743.8	M2
J045535.3+213800	60.46	4080	21.82	J045535.29+213800.4	G5
J144715.4-021415	13.57	4440	2.60	J144715.50-021415.2	K3
J170211.1+175334	10.24	4970	26.73	J170211.11+175334.2	G9
J173134.5+573738	14.98	4970	69.17	J173134.56+573738.0	G5
LINEAR 3513885	16.18	4980	6.5	J121628.86+313743.5	K1
LINEAR 13990545	1503.71	9470		J151915.86+064529.1	B0 IV

In Fig.4 LAMOST telescope spectra in the range $\lambda 3700 - 9000 \text{\AA}$ for objects CRTS J034525.1+204352 and CRTS J144715.4-021415 of Table 3 are presented. Fig.5 presents Gaia DR2 color-temperature relation for 1184 PVs. We selected 76 PVs out of 1184 having large Gaia DR2 BP - RP colors (> 5.0 mag). All of them are Miras (M stars later than M7 subclasses). In our list we could not classify 23 objects with very red colors. They are all unknown and associated with IRAS Point Sources (CDS VizieR catalog II/125/main) and are out of the HQS and HES fields. Their V_{CSS} is brighter than 13 mag. In the blue part of the diagram ($T_{\text{eff}} > 9000 \text{ K}$), there are 3 objects. They are LINEAR 13990545=SDSS J151915.86 + 064529.1 (B0 IV star, $V = +76 \text{ km/s}$) is a CV star, LINEAR 152733636=CT Ser = SDSS J154539.08 + 142231.6 (B0 IV star, $V = -28 \text{ km/s}$ [31], and CRTS J204053.8 - 115426 (eclipsing binary, spectral class unknown).

7. Discussion and conclusion. PV stars include different classes of objects with different absolute magnitudes. In this paper we continue the spectral class

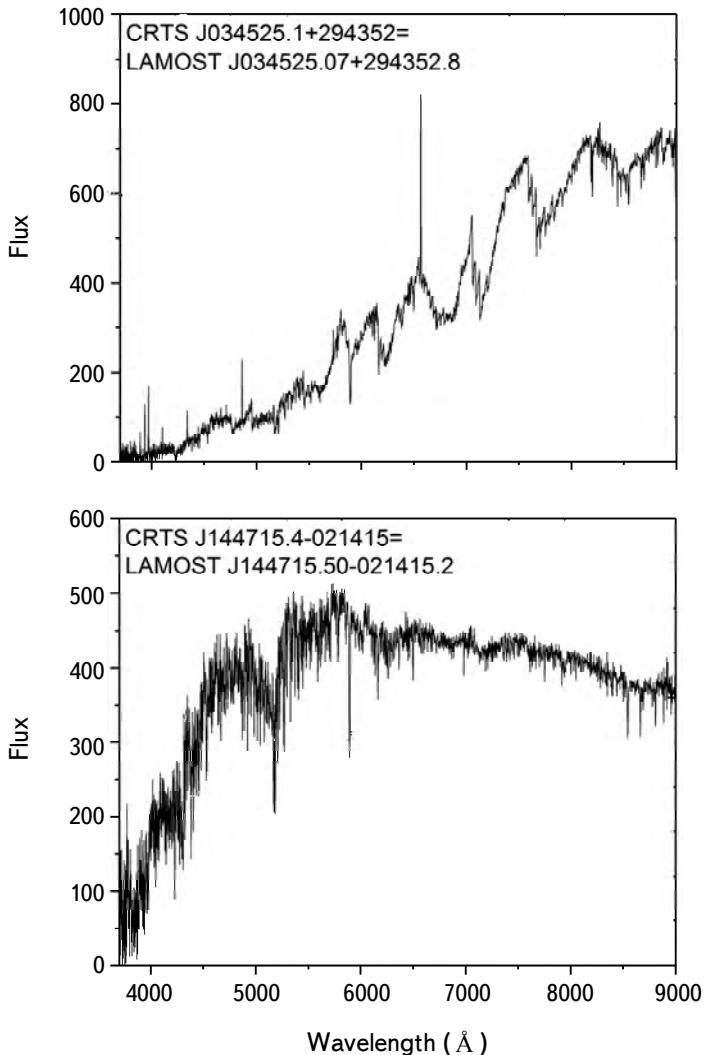


Fig.4. LAMOST telescope spectra for CRTS J034525.1+294352 (classified as eclipsing binary) and CRTS J144715.4-021415 (RS CVn type variable) in the range λ 3700 - 9000Å .

determinations for faint PVs at high Galactic latitudes selected from the CSS and LINEAR databases. We listed 1184 CRTS and LINEAR objects for which $P \geq 10$ days. A large amount of objects among the sample are newly confirmed faint pulsating LPV, M and N-class evolved giants and AGB stars at high latitudes. Spectral classes are confirmed for more than 650 PV stars. The most important results in this paper can be summarized as follows: (a) using modern large sky area spectroscopic databases, we classify more than 650 CRTS and LINEAR PVs, (b) many PVs are associated with the F, G, K, and M giants and dwarfs, also

the faint N-type AGB C stars at high Galactic latitudes, (c) a significant number of the faint Mira variables are classified as M stars of very early subclasses, (d) for a large number of the PVs, we confirm spectral classes for objects presented in the "General Catalogue of Variable Stars: Version GCVS 5.1" [32] but without spectral class information. Our list should be very useful for future versions of the GCVS.

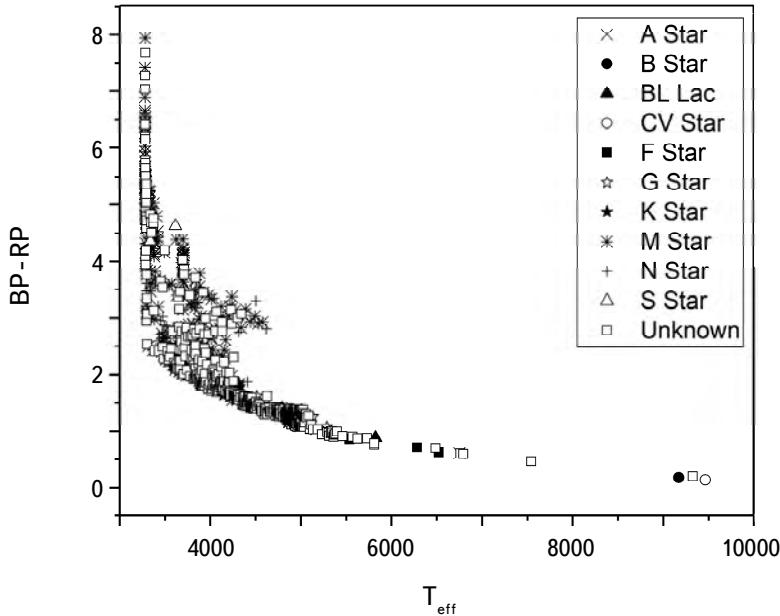


Fig.5. Gaia DR2 color-temperature relations for CRTS and LINEAR PVs. The symbols are the same as in Fig.3.

Five objects in our list deserve more attention. For all of them Gaia DR2 $RV > 300 \text{ km/s}$. They are CRTS J102416.0+240215, $RV = +317.9 \text{ km/s}$, $\langle V \rangle = 13.12$, $P = 324.44 \text{ day}$, $T_{\text{eff}} = 4069 \text{ K}$, $r = 6442 \text{ pc}$ [18], RS Cvn type variable, spectral class "Unknown", CRTS J133855.8+184241=AL Boo, variable star of Mira Cet type, $RV = +307.01 \text{ km/s}$, $\langle V \rangle = 12.66$, $P = 165.45 \text{ days}$, $T_{\text{eff}} = 3641 \text{ K}$, $r = 8349 \text{ pc}$ [18], CRTS J163945.4+091635=hs163945+091636=V1118 Her, Mira variable, $RV = -368.15 \text{ km/s}$, $\langle V \rangle = 11.67$, $P = 126.63 \text{ day}$, $T_{\text{eff}} = 3800 \text{ K}$, $r = 3220 \text{ pc}$ [18], CRTS J171457.0+182559=hs174757+182559, $RV = -412.6 \text{ km/s}$, $\langle V \rangle = 12.77$, $P = 327.4 \text{ day}$, Amp. = 0.27 mag, $r = 8517 \text{ pc}$ [18], RS CVn type variable, CRTS J224003.3+251533=LAMOST J224003.34+251534.6, $RV = -403.46 \text{ km/s}$, $\langle V \rangle = 13.33$, $P = 127.72 \text{ day}$, $r = 6610 \text{ pc}$ [18]. We confirm spectral classes for last four objects. They are M stars.

We note also that a few southern objects ($\delta < -10^\circ$, and brighter than 13 mag. in visual) was cross-matched with the ASAS [33] (see the CDS VizieR Catalogue

II/264/asas3). We confirm the spectral classes for some of PVs in ASA data base. Meanwhile, it is worthy to note also the ASAS-SN (onlain at <https://www.astronomy.ohio-state.edu/asassn/index.shtml/>) variability data base, which covers all sky. Both variability surveys are not deeper (<16 mag) than Catalina and LINEAR.

Nearly 100 LPV stars and 25 objects with very large Gaia DR2 BP - RP colors still need to be confirmed spectroscopically, and they will be included in our future observations. For a large fraction of the LPVs, the CRTS $\langle V \rangle$ median magnitudes is fainter than 15.0 - 16.0. Our list very significantly extend the census of M giants, faint N-type AGB carbon stars, and M dwarfs in the Solar vicinity up to 17.0 mag in the visual.

The full catalogue is available on request by mailing to kgigoyan@bao.sci.am.

Acknowledgements. This research has made use of the SIMBAD and VizieR databases, operated at CDS, Strasbourg, France; 2MASS, which is a joint project of the University of Massachusetts and IPAC, Caltech; and the SDSS data base. We used the Gaia DR2 catalogue data. Gaia is a European Space Agency (ESA) (<http://www.cosmos.esa.int/gaia/>) space mission. We also used the LAMOST telescope spectra. The LAMOST is a National Major Scientific project built by the Chinese Academy of Sciences. This work made used of the Catalina data base, California Institute of Technology.

This work was made possible in part by research grant astroex-5153 from the Armenian National Science and Education Fund (ANSEF) based in New York, USA. K.S.G. thanks CNRS, LATMOS, University of Versailles Saint Quentin en Yvelines, and LAM for supporting this study.

The authors thank the referee for a constructive report, which helped to significantly improve the quality of the manuscript.

¹ NAS RA V.Ambartsumian Byurakan Astrophysical Observatory (BAO), Armenia, e-mail: kgigoyan@bao.sci.am

² Yerevan State University, Department of General Physics and Astrophysics, Armenia

³ Universite de Versailles Saint-Quentin, CNRS/INSU, LATMOS-IPSL, France,

⁴ Aix Marseille Univ., CNRS, CNES, LAM, Laboratoire d'Astrophysique de Marseille, Marseille, France

⁵ Institute of Astrophysics of the Academy of Sciences of the Republic of Tajikistan, Bukhoro 22, Dushanbe, 734042, Tajikistan,

ИССЛЕДОВАНИЕ ПЕРИОДИЧЕСКИХ ПЕРЕМЕННЫХ ИЗ БАЗ ДАННЫХ CATALINA И LINEAR

К.С.ГИГОЯН¹, Г.Р.КОСТАНДЯН¹, К.К.ГИГОЯН²,
А.САРКИССИАН³, М.МЕФТА³, Д.РУССЕИЛ⁴, Ф.ЖАМКОЧЯН⁴,
Ф.Д.РАХМАТУЛЛАЕВА³, Г.ПАРОНЯН¹

В настоящей работе мы продолжаем определение спектральных классов для большого количества оптически слабых периодических переменных. Эти переменные взяты из данных Catalina Surveys 1 (CSDR1) и LINEAR. Спектральные классы и некоторые другие очень важные параметры представлены для 1184 периодических переменных, для которых $P \geq 10$ дней, используя современные спектроскопические и фотометрические базы данных на большой области неба, таких как LAMOST (Large Sky Area Multi - Object Fiber Spectroscopic Telescope), SDSS (Sloan Digital Sky Survey), Hamburg Quasar Survey (HQS), Hamburg/ESO Survey (HES) и Gaia Data Release 2 (DR2). В Gaia DR2 каталоге светимости представлены для 276 объектов, а лучевые скорости - для 108 объектов из 1184. Спектральные классы были подтверждены для более чем 650 объектов. Установлено, что большинство переменных - это карлики и гиганты F, G, K, M спектральных классов, несколько десятков - углеродные звезды (C) (звезды AGB (Asymptotic Giant Branch) класса N), а также несколько звезд спектрального класса S. Некоторые периодические переменные - это голубые объекты, такие как звезды спектральных классов B и A. Периоды для всех звезд находятся в диапазоне $10 \leq P \leq 1504$ дней, а CSDR 1 величины в диапазоне $11^{m}.5 \leq V \leq 20^{m}.0$. Обнаружение эволюционированных новых и слабых AGB звезд в Гало нашей Галактики является первоочередной задачей. Создан список, содержащий многопараметрические данные для 1184 периодических переменных из современных астрономических баз данных.

Ключевые слова: Каталоги: периодические переменные: обзоры: звезды поздних M и С классов

REFERENCES

1. J.R.Percy, "Understanding Variable Stars", University of Toronto, Toronto, Ontario, Canada, 2007.
2. B.Sesar, Z.Ivezic, R.H.Lupton et al., Astron. J., 134, 2236, 2007.

3. *G.A.Tamman, A.Sandage, B.Reindl*, Astron. Astrophys., **404**, 423, 2003.
4. *G.A.Tamman, A.Sandage, B.Reindl*, Astrophys. J., **679**, 52, 2008.
5. *P.A.Whitelock, M.W.Feast, F. van Leeuwen*, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **386**, 313, 2008.
6. *K.S.Gigoyan, N.Mauron, A.Sarkissian et al.*, Astrophysics, **61**, 324, 2018.
7. *A.J.Drake, M.J.Graham, S.D.Djorgovski et al.*, Astrophys. J. Suppl. Ser., **213**, 9, 2014.
8. *L.Palaversa, Z.Ivezic, L.Eyer et al.*, Astron. J., **146**, 101, 2013.
9. *M.F.Skrutskie, R.M.Cutri, R.Stiening et al.*, Astron. J., **131**, 1163, 2006.
10. *D.G.York, J.Adelman, J.E.Anderson et al.*, Astron. J., **120**, 1579, 2000.
11. Gaia Collaboration, *A.G.A.Brown, A.Vallenari, T.Prusti et al.*, Astron. Astrophys., **616**, A1, 2018.
12. *C.Xiang-Qun, Z.Yong-Heng, C.Yao-Quan et al.*, Research in Astron. Astrophys., **12**, 1197, 2012.
13. *N.Mauron, K.S.Gigoyan, T.R.Kendall*, Astron. Astrophys., (2020, in press).
14. *A.J.Drake, S.G.Djorgovski, A.Mahabal et al.*, Astrophys. J., **696**, 870, 2009.
15. *G.Torrealba, M.Catelan, A.J.Drake et al.*, Mon. Not. Roy. Astron. Soc. **446**, 2251, 2015.
16. *A.J.Drake, B.T.Gansicke, S.D.Djorgovski et al.*, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **441**, 1186, 2014.
17. *J.W.Menzies, P.A.Whitelock, M.W.Feast*, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **452**, 910, 2015.
18. *C.A.L.Bailer-Jones, Y.Rybiski, M.Fouesneau et al.*, Astron. J., **156**, 58, 2018.
19. *J.J.Bochanski, B.Willman, N.Caldwell et al.*, Astrophys. J. Lett., **790**, L5, 2014.
20. *M.Cohen*, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **186**, 837, 1979.
21. *M.Azzopardi, J.Lequeux, B.E.Westerlund*, Astron. Astrophys., **144**, 388, 1985.
22. *A.Christopher, R.Alexandroff, A.Prieto et al.*, Astrophys. J. Suppl., **203**, 21A, 2012.
23. *G.Paturel, C.Petit, P.Prugniel et al.*, Astron. Astrophys., **412**, 45, 2003.
24. *P.Szkody, M.E.Everett, S.B.Howell et al.*, Astron. J., **148**, 63, 2014.
25. *B.H.K.Yung, J-I.Makashina, C.Henkel*, Astrophys. J., **794**, 81, 2014.
26. *B.M.Lewis, J.N.Chengalur, J.Schmelz et al.*, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **246**, 523, 1990.
27. *P.A.Whitelock*, Astrophys. Space Sci., **341**, 123, 2012.
28. *A.P.Huxor, E.K.Grebel*, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **453**, 2653, 2015.
29. *D.R.Law, S.R.Majewski*, Astrophys. J., **714**, 229, 2010.
30. *O.J.Fraser, S.L.Hawley, K.H.Cook et al.*, Astron. J., **129**, 768, 2005.
31. *A.Ozdonmez, E.Ege, T.Guver et al.*, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., **476**, 4162, 2018.
32. *N.N.Samus, E.V.Kazarovets, O.V.Durlevich et al.*, Astron. Rep., **61**, 80, 2017.
33. *G.Pojmanski, G.Maciewski, B.Pilecki et al.*, Acta Astronomica, **50**, 177, 2002.

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 64

ФЕВРАЛЬ, 2021

ВЫПУСК 1

LIGHT CURVE ANALYSIS OF SOME ECLIPSING BINARY SYSTEMS

M.S.ALENAZI¹, M.M.ELKATEEB^{1,2}

Received 16 July 2020

Accepted 23 December 2020

We present the first photometric observations and light curve modelling of the discovered systems GSC 01870-00458 and USNO-A2.0-0975 04721840. Our modelling was carried out using a recent Windows interface version of Wilson and Devinney code based on model atmospheres provided by Kurucz. The accepted models revealed absolute and physical parameters that can be used to study the evolutionary states of systems. The parameters show that primary component is more massive and hotter than the secondary component for both systems, and spectral types of the system components were adopted. Locations of both systems on theoretical mass-luminosity and mass-radius curves revealed a good fit for components of both systems except for the secondary component of the system GSC 01870-00458.

Keywords: *light curve; eclipsing binary: GSC 01870-00458: USNO-A2.0-0975 04721840*

1. *Introduction.* Studies of eclipsing binaries are the primary source of our knowledge of the fundamental properties of stars, which often a combination of photometric and spectroscopic data (Kallrath, Milion [1]). Photometric and spectroscopic observations of eclipsing binary systems are essential in deriving absolute parameters of the components, such as the stellar radii and effective temperatures. These parameters and many others are important to understanding the evolutionary stage and stellar structure of eclipsing binary systems (Yilmaz et al. [2]). The present paper models the light curves of the discovered systems GSC 01870-00458 and USNO-A2.0-0975 04721840. Table 1 lists the coordinates of the systems together with their comparison and check stars. The remainder of the paper is organized as follows. Section 2 briefly describes the studied systems while section 3 models light curves. Section 4 discusses the evolutionary status for both systems. The summary of the results and conclusions of the study are presented in section 5.

2. *Observations.*

2.1. *GSC 01870-00458.* The system GSC 01870-00458 was used as a comparison star for the system V781 Tau by Liu et al. [3] and discovered to be a variable star by Nakajima and Nagai [4] during their observations of the system V781 Tau. Nakajima, Nagai listed the system as an Algol-type eclipsing binary

Table 1

COORDINATES AND *BV* MAGNITUDE OF THE VARIABLE,
COMPARISON AND CHECK STARS

Star Name	α (2000.0)	δ (2000.0)	<i>B</i>	<i>V</i>	<i>B-V</i>
Variable (GSC 01870-00458)	05 ^h 50'25".88	+26°56'50".60	10.91	10.89	0.02
Comparison (GSC 01870-00582)	05 ^h 50'20".80	+26°56'42".36	11.92	11.46	0.46
Check (GSC 01870-00514)	05 ^h 50'22".39	+26°59'55".00	10.13	9.68	0.45
Variable (USNO-A2.0-0975 04721840)	07 ^h 09'56".34	+12°06'08".20	16.06	15.18	0.88
Comparison (USNO-A2.0-0975 04707248)	07 ^h 09'26".30	+12°12'16".92	14.6	-	-
Check (GSC 00770-00051)	07 ^h 09'25".84	+12°11'42".43	13.53	-	-

variable star with a period $P=1^d.08481$. Complete *BVRc* light curves were observed by Nakajima and Nagai [4] on 37 nights from December 15, 2003 to January 7, 2005 using a Meade LX200 0.25-m f/6.3 SCT telescope with a CV-04 (KAF-401) (CCD) detector. The systems GSC 01870-00582 and GSC 01870-00514 were used as comparison and check stars respectively during the observations. Table 1 lists their basic information while Fig.1 presents observed light curves in *BVRc* pass bands. The ephemeris adopted by Nakajima and Nagai [4] was used to calculate the individual phases of all observational data:

$$\text{Min. I} = \text{HJD} 2452996.043 + 1.084737 \times E. \quad (1)$$

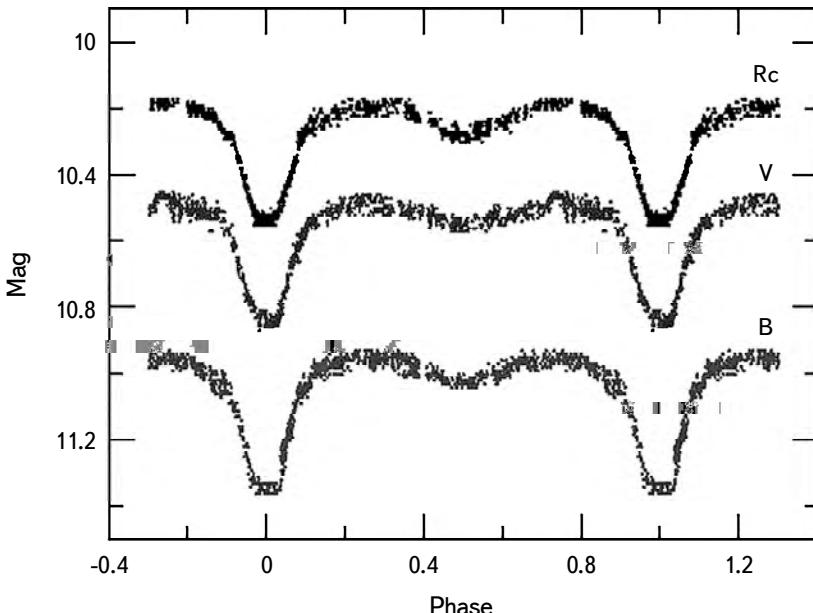


Fig.1. CCD light curves of the system GSC 01870-00458 in the *BVRc* pass band.

2.2. USNO-A2.0-0975 04721840. Liakos and Niachros [5] discovered the system USNO-A2.0-0975 04721840 ($P=0^d.50460$) to be a variable star in the field of the systems AV CMi and GSC 00770-00523 and classified as an EB-type light curves. They carried out the first CCD photometric observations of the new system in *VI* (Bessell) pass bands using a 0.4-m Cassegrain f/8.1 telescope equipped with an SBIG ST-10XME CCD camera at the observatory of the University of Athens, Greece. The systems USNO-A2.0-0975 04707248 and GSC 00770-00051 were used as comparison and check stars respectively during the observations. Their basic information is listed in Table 1, while the observed light curves are presented in Fig.2 in *VI* (Bessell) pass bands. The phases of the individual observations were calculated using the first ephemeris estimated by Liakos and Niachros [5]:

$$\text{Min.I} = \text{HJD}2455594.4123(6) + 0.50460(3) \times E. \quad (2)$$

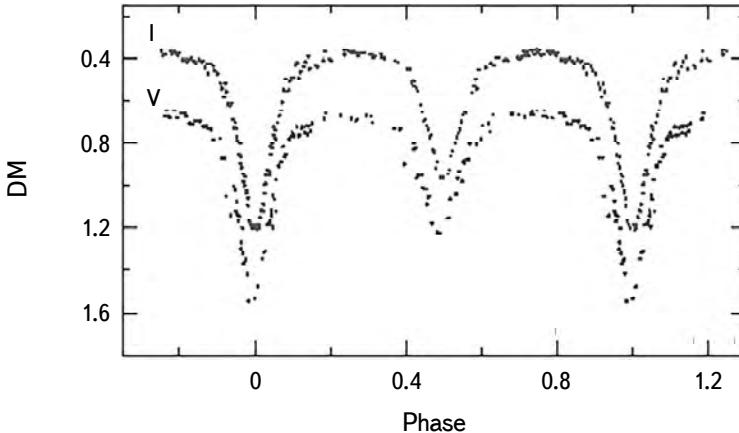


Fig.2. CCD light curves of the system USNO-A2.0-0975 04721840 in the *VI* (Bessell) pass band.

3. Photometric analysis. The observed light curves of the studied systems were analysed using the 2009 version of the Wilson and Devinney code (Windows interface version by Nelson [6]) to estimate the orbital elements describing the observed curves. The used code applies a model atmosphere created by Kurucz [7] and produces synthetic light curves similar to observed light curves using constructed models and adopted absolute parameters. The initial values of temperatures of the primary component T_1 for both systems were estimated using the color index ($J-H$) for each system listed in SIMBAD (<http://simbad.u-strasbg.fr/simbad/sim-fbasic>), where the corresponding temperature was estimated using the ($J-H$) color index relation of Pecaut, Mamaek [8]. The temperature adopted for the primary component of each system was used as an initial value in the modelling of light curves. Gravity darkening exponents (g_1, g_2) and bolometric

albedo values (A_1 , A_2) were adopted following Lucy [9] and Rucinski [10] for the convective envelopes ($T_{\text{eff}} > 7500$ K) of late-type stars as $g_1 = g_2 = 0.32$ and $A_1 = A_2 = 0.5$. Limb darkening coefficients based on the interpolated logarithmic law were taken from the tables of Van Hamme [11]. Spectroscopic measurements of the radial velocity for eclipsing binary systems are known to be important in adjusting the mass ratio q . The studied systems are new systems and thus do not have a history of spectroscopic observations, and we thus adopted a q -search to estimate the initial values for the systems mass ratio q . A q -search based on mass ratios q with values ranging from 0.10 to 0.9 was conducted by means of Mode (5) for the system GSC 01870-00458 and Mode (2) for the system USNO-A2.0-0975 04721840. A convergent solution was obtained for each assumed q value. The sum of squared deviations $\Sigma(O - C)^2$ for each q value is presented in Fig.3a, b for the two studied systems. The mass ratio q corresponding to the minima of $\Sigma(O - C)^2$ was used as an initial value. Adjustable parameters in modelling were the orbital inclination i , mass ratio q , mean temperature of the secondary star T_2 , potential of the components Ω_1, Ω_2 , and luminosity of the primary star L_1 . The relative brightness of the secondary star L_2 was calculated from stellar atmospheric models.

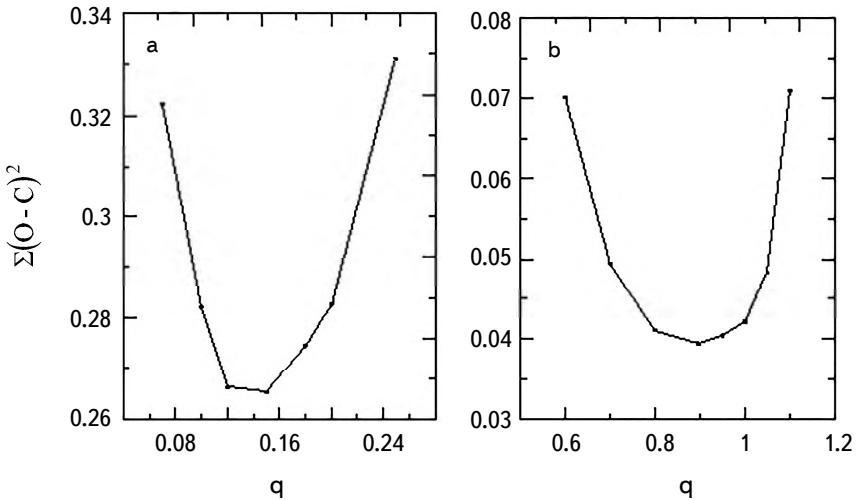


Fig.3. q -search of binary systems: a) GSC 01870-00458, and b) USNO-A2.0-0975 04721840.

3.1. GSC 01870-00458. The first observed $BVRc$ light curves of the discovered system GSC 01870-00458 were analysed using Mode 5 (semidet-Algod) of the Wilson and Devinney code (Windows interface version) developed by Nelson [6]. As mentioned earlier, the initial value of the mass ratio q was adopted according to a q -search (see Fig.3a). An acceptable model was adopted following

Table 2

PHOTOMETRIC SOLUTION FOR THE SYSTEMS GSC 01870-00458
AND USNO-A2.0-0975 04721840

Parameter	GSC 01870-00458	USNO-A2.0 0975-04721840
i ($^{\circ}$)	78.29 ± 0.10	84.95 ± 0.26
$g_1 = g_2$	0.32	0.32
$A_1 = A_2$	0.5	0.5
q (M_2/M_1)	0.1556 ± 0.0009	0.8955 ± 0.0045
Ω_1	2.3941 ± 0.0035	4.1105 ± 0.0126
Ω_2	2.1182	3.6777 ± 0.0119
T_1 ($^{\circ}$ K)	7110 (fixed)	5300 (fixed)
T_2 ($^{\circ}$ K)	4272 ± 11	4896 ± 5
Ω_{in}	2.1182	3.5780
Ω_{out}	2.0178	3.0826
r_1 pole	0.4441 ± 0.0009	0.3073 ± 0.0055
r_1 side	0.4705 ± 0.0011	0.3163 ± 0.0062
r_1 back	0.4806 ± 0.0013	0.3290 ± 0.0075
r_2 pole	0.2165 ± 0.0009	0.3345 ± 0.0073
r_2 side	0.2251 ± 0.0009	0.3490 ± 0.0088
r_2 back	0.2571 ± 0.0009	0.3746 ± 0.0122
$\Sigma(O - C)^2$	0.25045	0.03947

trials with adjustable parameters. The parameters obtained using the model are listed in Table 2, which shows that the primary component of the system GSC

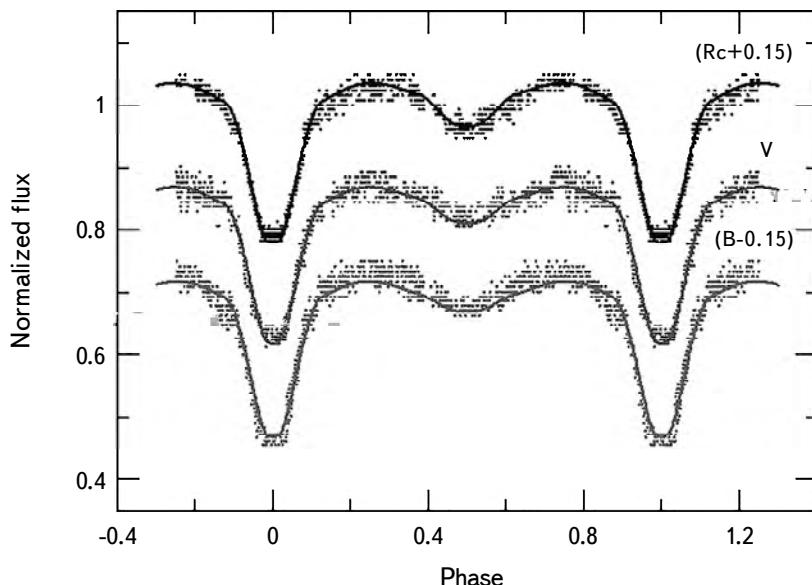


Fig.4. Synthetic and observed curves for the system GSC 01870-00458.

01870-00458 is hotter than the secondary component by 2838 K, and consequently, their spectral types are F1 and K6 respectively according to their adopted temperatures (Popper [12]). Fig.4 presents the observed light curves (normalized flux) of the system GSC 01870-00458 (filled circles) together with synthetic light curves (solid line) obtained using the adopted model in *BVRc* pass bands.

3.2. USNO-A2.0-0975 04721840. A photometric study of the discovered EB system USNO-A2.0-0975 04721840 was first carried out using the observed light curves in the *VI* (Bessell) pass band adopting Mode 2 (detached) of the Wilson and Devinney code developed by Nelson [6]. The accepted model shows that the spectral types of the primary and secondary components are G8 and K2 respectively and that the primary component is 404 K hotter than the secondary component. Table 2 lists the estimated parameters of the photometric solution while Fig.5 displays the reflected observed points (normalized flux) in *VI* (Bessell) pass bands together with the corresponding theoretical light curves obtained using the model.

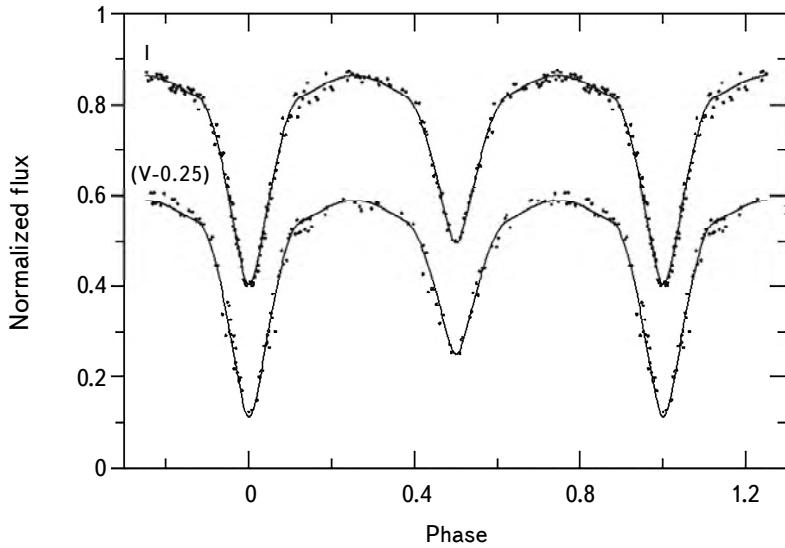


Fig.5. Synthetic and observed curves for the system USNO-A2.0-0975 04721840.

Spectroscopic observations of the radial velocity are the main source of data used in estimating physical parameters of the eclipsing binary components. For the discovered systems there are no previous spectroscopic observations, and the absolute physical parameters were estimated using the empirical T_{eff} -mass relation given by Harmanec [13]. Table 3 lists the calculated absolute physical parameters of the components of the studied systems. The parameters show that the primary components are more massive than the secondary component for both systems.

Table 3

ABSOLUTE PHYSICAL PARAMETERS FOR GSC 01870-00458 AND
USNO-A2.0-0975 04721840

Element	Star name	
	GSC 01870-00458	USNO-A2.0-0975 04721840
$M_1 (M_\odot)$	1.5399 ± 0.0629	0.9477 ± 0.0387
$M_2 (M_\odot)$	0.2396 ± 0.0098	0.8487 ± 0.0347
$R_1 (R_\odot)$	1.5944 ± 0.0651	1.0460 ± 0.0427
$R_2 (R_\odot)$	0.6670 ± 0.0272	0.9011 ± 0.0368
$T_1 (T_\odot)$	1.2305 ± 0.0502	0.9173 ± 0.0375
$T_2 (T_\odot)$	0.7394 ± 0.0302	0.8474 ± 0.0346
$L_1 (L_\odot)$	5.8205 ± 0.2376	0.7735 ± 0.0316
$L_2 (L_\odot)$	0.1328 ± 0.0054	0.4180 ± 0.0171
$M_{\text{bol_1}}$	2.8376 ± 0.1159	5.0289 ± 0.2053
$M_{\text{bol_2}}$	6.9423 ± 0.2834	5.6970 ± 0.2326
Sp. Type	(F1) ¹ , (K6) ²	(G8) ¹ , (K2) ²

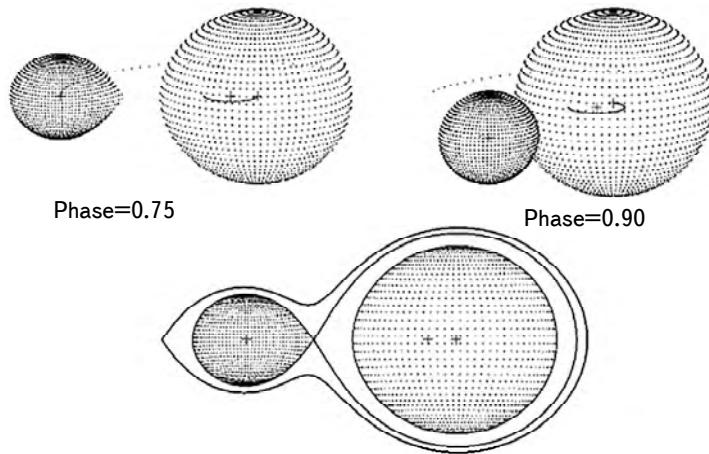


Fig.6. Three-dimensional structure of the binary system GSC 01870-00458.

Geometrical structures of the studied systems were created according to the calculated parameters using the software package Binary Maker 3.03 (Bradstreet, Steelman [14]) and are displayed in Fig.6, 7.

4. *Evolutionary states.* Evolutionary states of the studied systems were investigated using the estimated physical parameters listed in Table 3 by means of mass-luminosity $M-L$ and mass-radius $M-R$ relations and the evolutionary tracks computed by Girardi et al. [15] for both zero age main sequence stars

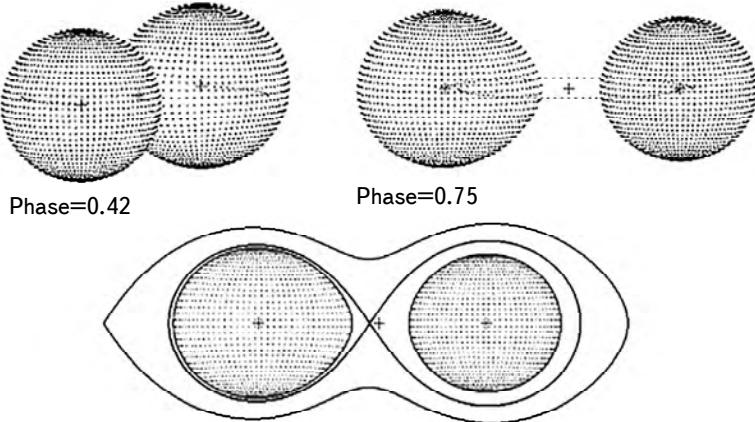


Fig.7. Three-dimensional structure of the binary system USNO-A2.0-0975 04721840.

(ZAMS) and thermal age main sequence stars (TAMS) with metallicity $z = 0.019$. We also used the luminosity-effective temperature $L-T_{\text{eff}}$ relation of non-rotating models and the empirical mass-effective temperature $M-T_{\text{eff}}$ relation of intermediate and low-mass eclipsing binaries. Fig.8a, b present the locations of the components of the studied systems on the curves of mass-luminosity $M-L$ and mass-radius $M-R$ relations. The figures show that the components of the system USNO-A2.0-0975 04721840 (S_1, S_2) are located near the ZAMS while the primary component S_1 of the system GSC 01870-00458 is located on the ZAMS, and the secondary

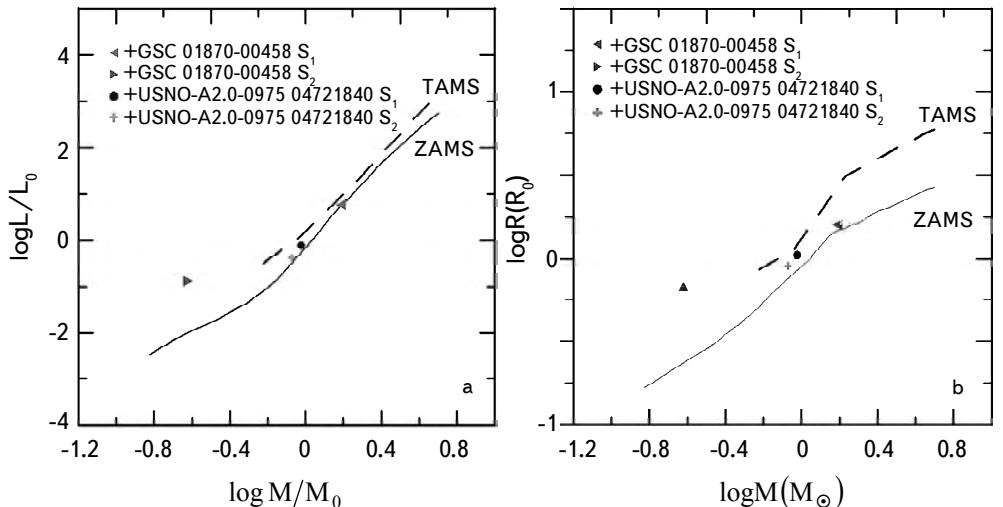


Fig.8. Positions of the components (S_1, S_2) of the systems GSC 01870-00458 and USNO-A2.0-0975 04721840 on the a) theoretical mass-luminosity diagram and b) theoretical mass-radius diagram of Girardi et al. (2000).

component S_2 lies above the TAMS track. The deviation of secondaries is ascribed to energy transfer from the primary to secondary through the common convective envelope, as suggested by Lucy [16]. Using the non-rotating evolutionary models of Ekstrom et al. [17] at solar metallicity $z = 0.014$, we assigned components of the two systems on the $T_{\text{eff}} - L$ relation as shown in Fig.9. Both components of system USNO-A2.0-0975 04721840 (S_1, S_2) and the primary component S_1 of

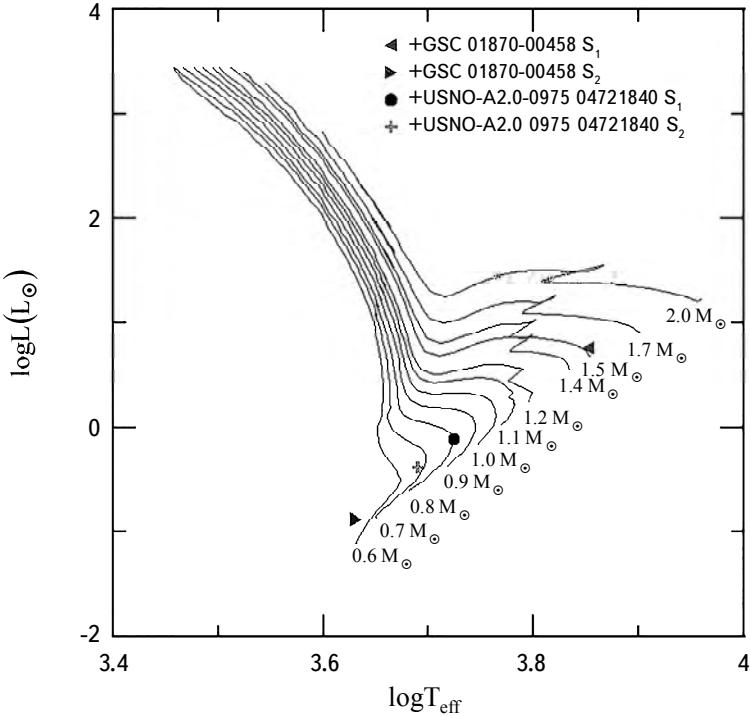


Fig.9. Positions of the components (S_1, S_2) of the systems GSC 01870-00458 and USNO-A2.0-0975 04721840 on the effective temperature-luminosity diagram of Ekstrom et al. (2012).

system GSC 01870-00458 lie on expected tracks, while the secondary component S_2 of system GSC 01870-00458 deviates from the expected track. The mass-effective temperature relation $M-T_{\text{eff}}$ for intermediate and low-mass stars (Malkov [18]) is displayed in Fig.10 for both systems. The locations of the studied systems on the $M-T_{\text{eff}}$ diagram have a good fit for the components of system USNO-A2.0-0975 04721840 (S_1, S_2) and the primary component S_1 of system GSC 01870-00458, while the secondary component S_2 of system GSC 01870-00458 has a poor fit. The components thus have the same behaviour in terms of mass-luminosity and mass-radius relations.

5. Discussion and conclusion. The semidetached system GSC 01870-00458 and detached system USNO-A2.0-0975 04721840 were discovered as

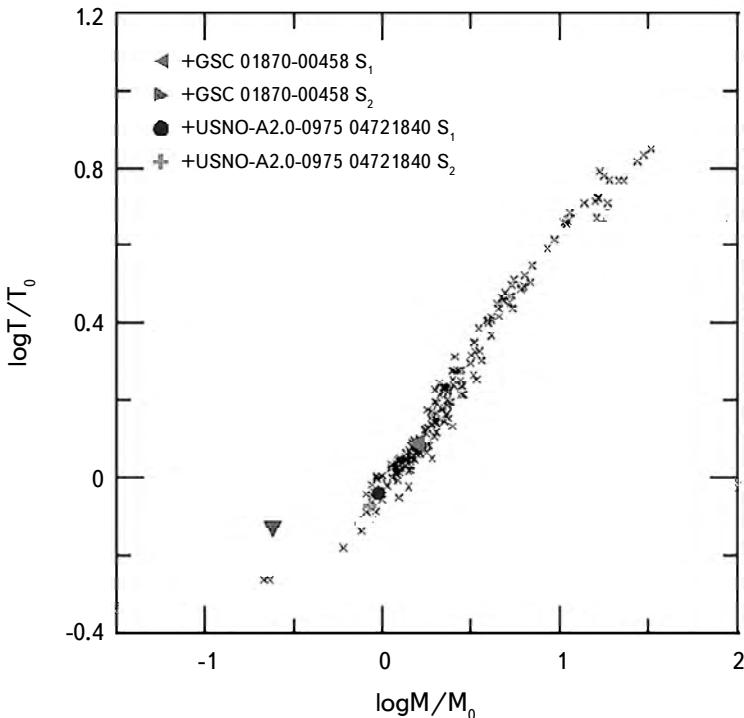


Fig.10. Positions of the components S_1 , S_2 of the systems GSC 01870-00458 and USNO-A2.0-0975 04721840 on the empirical $M-T_{\text{eff}}$ curve for low-intermediate-mass stars provided by Malkov (2007).

eclipsing binary systems in 2006 and 2011 respectively. CCD observations of the two systems were used to estimate orbital solutions, which revealed absolute and physical parameters. The estimated parameters showed that the primary component is hotter and more massive than the secondary component for both systems. Spectral types of the system components were adopted according to estimated temperatures. The evolution of the studied systems was investigated to explore behaviours in terms of $M-R$ and $M-L$ relations. The locations of components of both systems on $M-R$ and $M-L$ relations fitted ZAMS tracks except in the case of the secondary component of the system GSC 01870-00458. The system GSC 01870-00458 is semidetached whereby the secondary component star is filling its Roche lobe and transferring mass to the primary on a thermal time scale. The secondary star is out of thermal equilibrium, which may explain its behaviour.

Acknowledgements. The authors gratefully acknowledge approval and support of this research from the Deanship of Scientific Research at Northern Border University, Arar, Saudi Arabia under grant no. 2019-1-10-F and thank Glenn

Pennycook, MSc, from Edanz Group (<https://en-author-service-edanzgroup.com/ac/>) for editing a draft of this manuscript.

¹ Physics Dept., Faculty of Science, Northern Border University, Arar, 91431-1321, Saudi Arabia, e-mail: Elkhateeb@nbu.edu.sa

² Astronomy Dept., National Research Institute of Astronomy and Geophysics (NRIAG), 11421, Helwan, Cairo, Egypt

АНАЛИЗ КРИВЫХ БЛЕСКА НЕКОТОРЫХ ЗАТМЕННЫХ ДВОЙНЫХ СИСТЕМ

М.С.АЛЕНАЗИ¹, М.М.ЭЛЬХАТИБ^{1,2}

Представлены первые фотометрические наблюдения и моделирование кривых блеска обнаруженных систем GSC 01870-00458 и USNO-A2.0-0975 04721840. Моделирование проводилось с использованием последней версии кода Уилсона и Девинни для интерфейса Windows на основе моделей атмосфер Куруца. Принятые модели позволили определить физические параметры, которые могут быть использованы для изучения эволюционных состояний систем, а также спектральные классы компонентов системы. Параметры показывают, что для обеих систем первичный компонент более массивный и горячий, чем вторичный. Расположение систем на теоретических кривых масса- светимость и масса-радиус хорошо соответствует ожидаемому расположению для компонентов обеих систем за исключением вторичного компонента системы GSC 01870-00458.

Ключевые слова: *кривая блеска: затменная двойная: GSC 01870-00458: USNO-A2.0-0975 04721840*

REFERENCES

1. *J.Kallrath, E.Milion*, in Eclipsing Binary Stars Modelling and Analysis, New York Springer, 1999.
2. *M.Yilmaz, R.Nelson, H.Senavci et al.*, RMxAA, 53, 29, 2017.

3. *Q.Liu, Y.Yang*, Astron. Astrophys. Suppl., **142**, 31, 2000.
4. *K.Nakajima, K.Nagai*, Inf. Bull. Var. Stars, 5700, 2006.
5. *A.Liakos, P.Niachros*, Inf. Bull. Var. Stars, 5998, 2011.
6. *R.Nelson*, <http://members.shaw.ca/bob.nelson/software1.htm>, 2009.
7. *R.Kurucz*, In: E.Milon (Ed.), Light Curve Modeling of Eclipsing Binary Stars. Springer-Verlag, New York, p.93, 1993.
8. *M.Pecaut, E.Mamaek*, Astrophys. J. Suppl. Ser., **208**, 9, 2013.
9. *L.Lucy*, Z. Astrophys., **65**, 89, 1967.
10. *S.Rucinski*, Acta Astronaut., **19**, 156, 1969.
11. *W. van Hamme*, Astron. J., **106**, 2096, 1993.
12. *D.Popper*, Ann. Rev. Astron. Astrophys., **18**, 115, 1980.
13. *P.Harmanec*, Bull. Astron. Inst. Czechosl., **39**, 329, 1988.
14. *D.Bradstreet, D.Steelman*, Astron. Astrophys. Suppl., **201**, 7502, 2002.
15. *L.Girardi, A.Bressan, G.Bertelli et al.*, Astron. Astrophys. Suppl., **141**, 371, 2000.
16. *L.Lucy*, Astrophys. Sp. Sci., **22**, 381, 1973.
17. *S.Ekstrom, C.Georgy, P.Eggenberger et al.*, Astron. Astrophys., **537**, 146, 2012.
18. *O.Y.Malkov*, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **382**, 1073, 2007.

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 64

ФЕВРАЛЬ, 2021

ВЫПУСК 1

ORBITS AND INDIVIDUAL MASSES OF SOME VISUAL BINARIES

E.A.ELKHOLY^{1,2}, W.H.ELSANHOURY^{2,3}, M.I.NOUH²

Received 16 August 2020

Accepted 23 December 2020

The orbits of visual binary systems still attract the interest of many working groups in astronomy. These orbits are the most important and reliable sources of stellar masses. In the present paper, we computed the orbits and dynamical masses of some visual binaries using an independent code. We used the Kowalsky method to compute the geometrical elements, while the dynamical elements (the orbital period and the time of periastron passage) were computed by implementing the double areal constant. We used the developed code to calculate the orbits for four visual binaries: WDS J02262+3428, WDS J14310-0548, WDS J17466-0354, and WDS J12422+2622. We introduce a new orbit for the neglected visual binary WDS J17466-0354 and modified the orbits for the remaining three binaries. Using Gaia DR2 parallaxes, we computed the total and individual dynamical masses of the systems. Comparing the adopted masses with those derived from the mass-spectral type relation revealed good agreement.

Keywords: *methods: Kowalsky, stars: visual binaries: orbital elements, stellar masses*

1. *Introduction.* The study of visual binaries is one of the most crucial sources of existing knowledge regarding stellar masses. In addition, the utilization of these masses led to the discovery of the mass-luminosity relation, which in turn supports many theories of stellar evolution. On the other hand, the correlation between binary parameters provides important data for theories concerning star formation. Many authors have developed automated orbit determination techniques with the advent of modern computers. For example, in the same manner as the Thiele-Innes-van den Bos method [1-3], a 3.5 observing points method was proposed in which all observations are used simultaneously in the final stage only.

A sufficiently accurate set of orbital parameters is required for a first approximation by many techniques and methods. Eichhorn and Xu [4] developed a method that requires a precise initial orbit, and only in the improvement phase are all the observations used at the same time. Catovic and Olevic [5] suggested a falsified observation approach for the least-squares solution, which should be chosen as an ellipse; as a result, many elliptical orbits can be created by changing the position, and the final choice of the best orbit is left to the computer. Pourbaix [6] and Pourbaix and Lampens [7] developed a function-based method to quantify the distance from the observed position to the calculated position; the simulated

annealing method has been used to minimize this distance successfully, thus minimizing the function of the best orbit. Nouh et al. [8] introduced an algorithm implementing an optimum point (ρ_a, θ_a) that minimizes the average length of a particular function between the smallest and least-squares solutions.

The aim of the present paper is two-fold. The first is to introduce computational algorithms for the determination of visual orbits using the Kowalsky method. The second is to implement the proposed algorithm to determine the orbital elements and individual masses of selected visual binary systems. To confirm the calculation efficiency, we predict the ephemerides of the systems and compare the present orbits and masses with those in the sixth orbit catalog of visual binary stars.

The structure of the remainder of this paper is as follows. Section 2 is devoted to the computational method used to calculate the orbits. In section 3, we compute the orbital elements of the visual systems under study. Section 4 describes the computational algorithm. Section 5 presents the results. In section 6, we outline the conclusion.

2. Computational method. The orbital elements are extracted from observations of celestial motions. To characterize the movements of the components of visual binaries in their orbits, seven quantities are required: the orbital period P (usually expressed in years for visual binaries); the inclination i of the orbital plane measured with respect to the tangent plane of the celestial sphere centered on the star; the position angle Ω (measured clockwise from north) of the line of nodes joining the points of intersection between the orbital and tangent planes; the longitude of the periastron ω ; the angle between the direction pointing to the ascending node (at which the star crosses the tangent plane while receding from the observer) and the direction oriented toward the point of closest approach of the two stars (periastron) (this angle is measured in the orbital plane in the direction of orbital motion); the length of the semimajor axis of orbit a , usually expressed in kilometers or astronomical units; the eccentricity of orbit e (a dimensionless number between zero and unity); and the time of periastron passage T (the time at which the two stars pass through the periastron).

The Kowalsky method was described first in [9], after which Smart [10] offered formulae and an elegant proof. An analytical formulation and a computational algorithm for the Kowalsky scheme are presented here briefly. Given the apparent separation ρ in arcseconds and the position angle θ in degrees, the equation of the apparent ellipse is given by

$$Ax^2 + 2Hxy + By^2 + 2Gx + 2Fy + 1 = 0, \quad (1)$$

where $x = \rho \cos \theta$ and $y = \rho \sin \theta$.

The constants A, B, \dots, F of Equation (1) for the apparent orbit are first

derived from the least-squares method. After some manipulation, the following equations are obtained:

$$F^2 - G^2 + A - B = \frac{\cos 2\Omega \tan^2 i}{p^2}, \quad (2)$$

where

$$p = a(1 - e^2), \quad (3)$$

$$FG - H = -\frac{\sin 2\Omega \tan^2 i}{2p^2}. \quad (4)$$

Combining Equations (2) and (4) gives

$$(F^2 - G^2 + A - B) \sin 2\Omega + 2(FG - H) \cos 2\Omega = 0, \quad (5)$$

from which Ω can be determined.

Using the value of Ω found above, the value of $\tan^2 i / p^2$ is found by either Equation (2) or Equation (4). Additionally, we have

$$F^2 + G^2 - (A + B) = \frac{2}{p^2} + \frac{\tan^2 i}{p^2}. \quad (6)$$

However, $\tan^2 i / p^2$ has already been determined; hence, the value of p^2 can be determined from Equation (6). When p has been found, the value of $\tan^2 i$ (and hence, the inclination) can be calculated. Finally, we can compute ω from

$$\tan \omega = \frac{(F \cos \Omega - \sin \Omega G) \cos i}{F \sin \Omega + G \cos \Omega}. \quad (7)$$

Using the above equations, we can determine the geometrical elements (a, e, i, Ω, ω); the details of the computational steps will be described in section 2.2. The remaining two of the seven orbital elements, namely, the orbital period and the time of periastron passage, are computed as follows. The double of the areal constant C computed for the number N of observed positions (ρ, θ) takes the form

$$C = \frac{1}{N-1} \sum_{j=1}^{N-1} S_j, \quad (8)$$

where

$$S_j = (x_j \Delta y_j - y_j \Delta x_j) / \Delta t_{j+1}.$$

The period P is then given by

$$P = \frac{2\pi a^2 \sqrt{1-e^2}}{C} \cos i. \quad (9)$$

The mean motion μ and eccentric anomaly can be written as

$$\mu = \frac{2\pi}{P}, \quad (10)$$

and

$$E = 2\tan^{-1} \left[\sqrt{\frac{1-e}{1+e}} \tan(v/2) \right]. \quad (11)$$

The true anomaly v is computed from

$$\tan(v+\omega) = \tan(\theta - \Omega)\cos i. \quad (12)$$

The mean anomaly M is computed from the Kepler equation:

$$M = E - e \sin E. \quad (13)$$

Finally, the time of periastron passage T is given by

$$T = (\mu t - M)/\mu. \quad (14)$$

3. Total and individual masses. The total and individual dynamical masses can be computed using the well-known formula

$$M_a + M_b = \frac{d^3 a^3}{P^2}, \quad (15)$$

where d is the distance to the system in parsecs, a is the length of the semimajor axis in arcseconds, and P is the period in years. We determine the mass ratio M_b/M_a from the relation [11]

$$\frac{M_b}{M_a} = 10^{-0.1157(m_b - m_a)}, \quad (16)$$

where m_a and m_b are the apparent magnitudes of the primary and secondary components, respectively. Consequently, the individual masses are derived by solving Equations (15) and (16). The errors in the masses can be obtained from the equation

$$\frac{\sigma_M}{M} = \sqrt{9\left(\frac{\sigma_\pi}{\pi}\right) + 9\left(\frac{\sigma_a}{\pi}\right) + 4\left(\frac{\sigma_P}{P}\right)}. \quad (17)$$

4. Computational algorithm. To calculate the seven orbital elements $(a, e, i, \Omega, \omega, P, T)$, we traverse the following computational sequence.

- Input: ρ'' and θ°

1. Compute the following for $i = 1, \dots, N$: $x_i = \rho_i \cos \theta_i$, $y_i = \rho_i \sin \theta_i$.
2. Solve Equation (1) by the least-squares method, which yields A , B , F , G , H .
3. Compute the quantities X_1 , X_2 , X_3 from $X_1 = -2(FG - H)$, $X_2 = F^2 - G^2 + A - B$, $X_3 = F^2 + G^2 - (A + B)$.
4. Compute Ω (the angle of the ascending node) from $\Omega = (1/2)\tan^{-1}[X_1/X_2]$.
5. Compute Y_1 and Y_2 from $Y_1 = X_2/\cos 2\Omega$, $Y_2 = 2/(X_3 - Y_1)$.

6. Compute the semiparameter p from $p = \sqrt{Y_2}$.
7. Compute i (the inclination) from $i = \tan^{-1} [p \sqrt{Y_1}]$.
8. Compute ϕ_1 and ϕ_2 from $\phi_1 = [F \cos \Omega - G \sin \Omega] \cos i$, $\phi_2 = [F \sin \Omega + G \cos \Omega]$.
9. Compute ω (the angle of the descending node) from $\omega = \tan^{-1} [\phi_1 / \phi_2]$.
10. Compute Y_3 from $Y_3 = \phi_1^2 + \phi_2^2$.
11. Compute e (the eccentricity) from $e = \sqrt{Y_3}$.
12. Compute a (the length of the semimajor axis) from $a = p / (1 - Y_3^2)$.
13. For all $i = 1(1)N$, compute the true anomalies v_i from

$$v_i = \tan^{-1} \left[\frac{\tan(\theta_j - \Omega)}{\cos i} \right] - \omega; \quad j = 1(1)N.$$
14. For all $i = 1(1)N$, compute the eccentric anomalies E_i from

$$E_i = 2 \tan^{-1} \left[\sqrt{\frac{1-e}{1+e}} \tan \frac{v_i}{2} \right].$$
15. For all $i = 1(1)N$, compute the mean anomalies M_i from $M_i = E_i - e \sin E_i$.
16. Compute the double areal constant from

$$C = \frac{1}{N-1} \sum_{j=1}^{N-1} S_j, \quad S_j = (x_j \Delta y_j - y_j \Delta x_j) / \Delta t_{j+1}.$$

17. Compute the period P from $P = \frac{2\pi a^2 \sqrt{1-e^2}}{C} \cos i$.
18. Compute the time of periastron passage T from $T = (\mu t - M) / \mu$,

$$t = \frac{1}{N-1} \sum_{i=1}^N t_i, \quad M = \frac{1}{N-1} \sum_{i=1}^N M_i, \quad T = \frac{1}{N-1} \sum_{i=1}^N T_i, \quad \mu = \frac{2\pi}{P}.$$

To determine the true anomaly v , we employ the following sequence. First, we determine the kind of motion: if the motion is retrograde, $R1 = v + \omega$; otherwise, if the motion is direct, $R1 = 2\pi - v - \omega$. Then, we determine the quadrant of $R1$. Second, we set $R = \theta - \omega$ and determine the quadrant of R . Third, we compare R and $R1$ as follows: if the quadrant of $R1$ is greater than the quadrant of R , then v must be reduced to $v - \pi/2$; if the quadrant of R is greater than the quadrant of $R1$, then v becomes $v + \pi/2$.

5. Results. Based on the Kowalsky method described in section 2, we developed an independent FORTRAN code utilizing the computational algorithm described in section 4 to calculate the orbits of the four visual binaries whose information is listed in Table 1. The apparent magnitudes m_a and m_b in columns 2 and 3, respectively, are derived from the Washington Double Star Catalog [12], the distances d in parsecs listed in column 4 are derived from Gaia DR2 [13] except for the system WDS J17466-0354, and the spectral types in column 5 are obtained from [12]. Columns 6, 7, and 8 represent the masses, effective temperatures, and absolute magnitudes, respectively, derived from the mass-spectral type relation presented by [14]. The epochs of the observations t , the position angles

Table 1

OBSERVATIONAL PARAMETERS OF THE FOUR VISUAL BINARIES

WDS name	m_a	m_b	d (pc)	Sp. type	Masses	T_{eff}	M_V
02262+3428	8.70	9.14	44.41 ± 0.21	G8+G9	0.99, 0.95	5559, 5450	4.92, 5.25
14310-0548	8.81	8.39	41061 ± 0.43	G5+G5	1.031, 1.031	5741, 5741	4.64, 4.64
17466-0354	9.34	10.22	----	F8	1.222, 1.222	6152, 6152	3.8, 3.8
12422+2622	10.09	10.8	41.0846	K4V	0.8, 0.8	4400, 4400	7, 7

θ° , and the angular separations ρ'' are retrieved from the Fourth Catalog of Interferometric Measurements of Binary Stars (astro.gsu.edu/wds/int4.html). The updated list for each system is formed using additional observed positions collected from the literature and added to the list retrieved from the Fourth Catalog of Interferometric Measurements of Binary Stars.

To determine the errors accompanying the orbital elements, we use the trial and error technique, while the standard deviation is calculated in the usual way. The best orbit is chosen according to the following criteria. The dynamical masses for the computed orbits are determined by employing the parallax of Gaia DR2; therefore, these masses are compared to the masses derived from the mass-spectral type relation. Moreover, to compute the ephemerides from the calculated orbits and determine the orbit with the smallest $\Delta\theta$ and $\Delta\rho$, we used the algorithm developed by [15-16]. In the following subsection, we present the results for the four selected visual binaries.

5.1. *WDS J02262+3428*. The visual binary WDS J02262+3428 (HD 15013, HIP 11352, GR2 326940164774368384) is a late-type star (G8+G9) with apparent magnitudes $m_a = 8.74$ and $m_b = 9.14$. The Gaia DR2 parallax $\pi = 22.515$

Table 2

ORBITAL ELEMENTS AND MASSES FOR THE VISUAL BINARY WDS J02262+3428

Element	Present work	Sixth orbit catalog
a''	0.101 ± 0.003	0.099
e	0.27 ± 0.02	0.291
i°	51.47 ± 0.50	49.9
Ω°	13.80 ± 1.5	16.0
ω°	4.13 ± 0.22	2.8
P (years)	6.63 ± 0.30	6.937
T	1998.98 ± 0.20	2015.82
$M'_*(M_\odot)$	2.05 ± 0.14	1.87
$M'_a(M_\odot)$	1.08 ± 0.07	0.99
$M'_b(M_\odot)$	0.96 ± 0.06	0.88

mas, and the spectral type of both stars is G5V. The orbit in the sixth orbit catalog (<http://www.astro.gsu.edu/wds/orb6.html>) is calculated by [17]. Table 2 lists the two sets of orbital elements (our orbit and the orbit calculated by [17]) and the dynamical masses calculated using Equations (15)-(17). The difference between our time of periastron passage and that computed by [17] is remarkable. By investigating the observed angular separation, one can easily obtain that the minimum value of the separation is approximately $\rho = 0.057$ arcseconds, and this separation occurred at epoch 2000, which ensures the validity of our result. The total and individual masses agree well (within error) with the masses derived from the empirical relation by [14] listed in Table 1. In addition to the observed positions

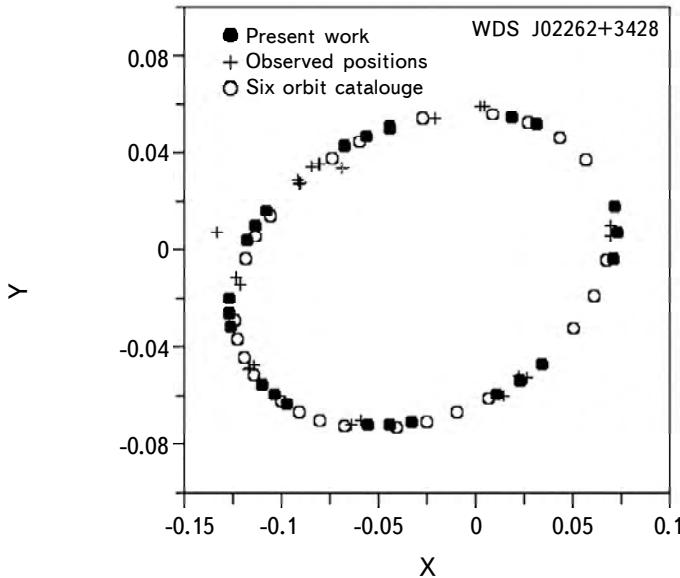


Fig.1. The orbit of the visual binary WDS J02262+3428.

plotted in Fig.1, we illustrate the positions computed from the present orbit and those computed from the orbit calculated by [17].

3.2. WDS J14310-0548. The two components of the system WDS J14310-0548 (HIP 70973, HD 127352, IDS 14258-0522, Gaia DR2 3641365877340584064) are late-type stars (G5V) with apparent magnitudes of $m_a = 8.81$ and $m_b = 8.39$, and the Gaia DR2 parallax $\pi = 24.354$ mas. The orbit in the sixth orbit catalog computed by [18] and the present orbit are described in Table 3. The total and individual masses computed from the present orbit using the distance derived from the Gaia DR2 catalog ($d = 41.061$ pc) are in good agreement (the mass of the primary is slightly overestimated) with the masses derived from the mass-spectral

Table 3

ORBITAL ELEMENTS AND MASSES FOR THE VISUAL
BINARY WDS J14310-0548

Elements	Present work	Sixth orbit catalog
a''	0.24 ± 0.01	0.243
e	0.48 ± 0.02	0.499
i°	50.44 ± 0.50	49.1
Ω°	11.62 ± 0.50	13.8
ω°	122.82 ± 0.88	121
P (years)	21.43 ± 0.42	22.98
T	1996.18 ± 0.60	1993.62
$M_a (M_{\odot})$	2.13 ± 0.21	1.881
$M_b (M_{\odot})$	1.12 ± 0.11	0.993602
$M_c (M_{\odot})$	1.01 ± 0.11	0.884202

type relation by [14]: $M_a = M_b = 1.03$. In Fig.2, we plot the positions computed from the present orbit and those computed from the orbit calculated by [18].

3.3. *WDS J17466-0354*. The spectral type of the system WDS J17466-0354 (ADS 10780, HD 161588, IDS 17413-0352, CCDM J17466-0354) in Simbad is between F3 and F8, and the apparent visual magnitudes are $m_a = 9.34$ and $m_b = 10.22$. There is no parallax for the system in the Hipparcos or Gaia

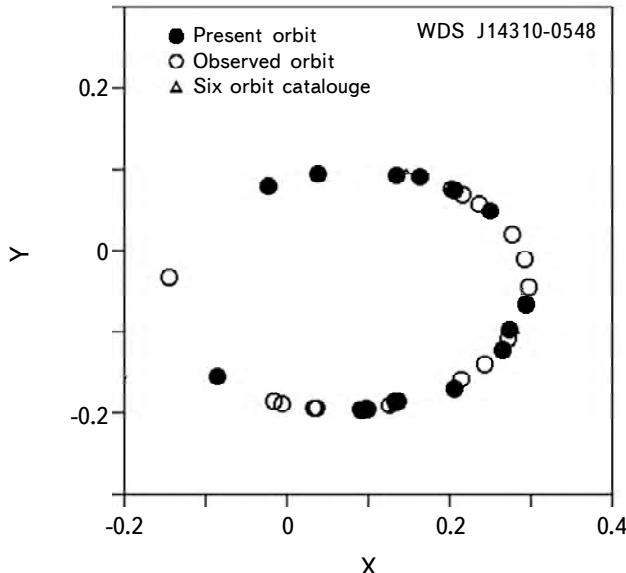


Fig.2. The orbit of the visual binary WDS J14310-0548.

Table 4

ORBITAL ELEMENTS AND MASSES FOR THE VISUAL
BINARY WDS J17466-0354

Element	Present work
a''	0.37 ± 0.03
e	0.23 ± 0.01
i°	67.58 ± 0.72
Ω°	62.56 ± 1.71
ω°	167.82 ± 0.40
P (years)	56.28 ± 0.02
T	1891.73 ± 0.05

DR2 surveys. This neglected system has no orbital elements in the sixth orbit catalog. We list our computed orbital elements in Table 4. The computed and observed positions are plotted in Fig.3 for the sake of comparison.

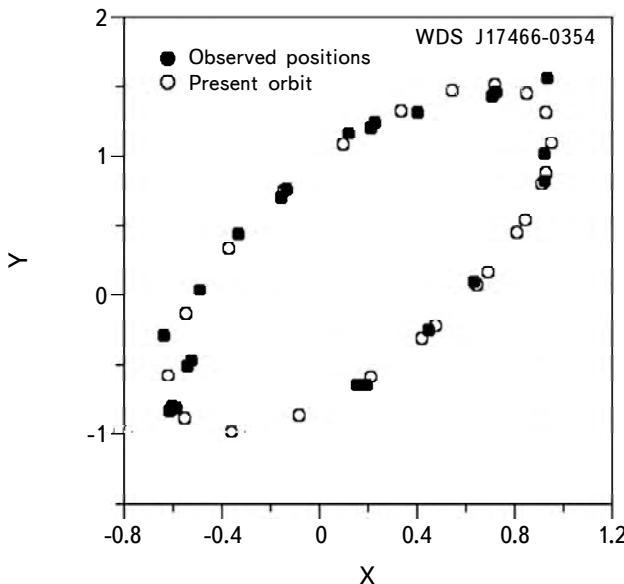


Fig.3. The orbit of the visual system WDS J17466-0354.

3.4. WDS J12422+2622. The components of the system WDS J12422+2622 (ADS 8635, HD 110465, HIP 61986) have apparent magnitudes of $m_a = 10.09$ and $m_b = 10.8$. The present orbital elements and the orbital elements from the sixth orbit catalog calculated by [19] are listed in Table 5. The total and individual masses computed from the present orbit using the distance supplied by the Gaia DR2 catalog ($d = 41.0846$ pc) are slightly different from those derived from the

Table 5

ORBITAL ELEMENTS AND MASSES FOR THE VISUAL
BINARY WDS J12422+2622

Element	Present work	Sixth orbit catalog
a''	0.41 ± 0.05	0.415
e	0.27 ± 0.01	0.252
i°	31.13 ± 1.52	26
Ω°	104.61 ± 3.42	129.8
ω°	383.22 ± 5.38	319.5
P (years)	63.71 ± 2.3	61.3
T	1958.09 ± 3.21	1959.3
$M_t (M_{\odot})$	1.17 ± 0.42	1.332
$M_a (M_{\odot})$	0.64 ± 0.02	0.66
$M_b (M_{\odot})$	0.53 ± 0.04	0.66

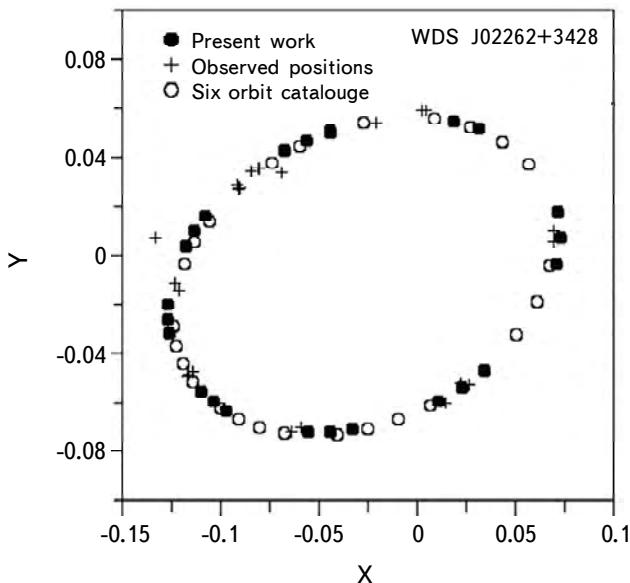


Fig.4. The orbit of the visual system WDS J12422+2622.

mass-spectral type relation ($M_a = M_b = 0.8$) [14] but are in good agreement with the masses computed using the orbital elements provided by [19].

6. *Conclusion.* In the present work, we introduced a computational algorithm to determine the orbital elements of visual binaries. The geometrical elements are computed using the Kowalsky method, while the orbital period and the time of periastron passage are determined by utilizing the double areal constant.

We derived the orbital elements, total masses, and individual masses for four visual binaries, namely, WDS J02262+3428, WDS J14310-0548, WDS J17466-0354, and WDS J12422+2622. Comparisons between our orbits with those listed in the sixth orbit catalog present good agreement. A comparison between the total dynamical masses derived from the present orbits and those computed from the empirical mass-spectral type relation also show good agreement. Finally, we introduced a new orbit for the neglected visual binary WDS J17466-0354.

Acknowledgments. The authors gratefully acknowledge the approval and the support of this research study by grant number SCI/2019/1/10/F/8282 from the Deanship of Scientific Research at Northern Border University, Arar, Saudi Arabia.

¹ Physics Department, College of Science, Northern Border University, Arar, Saudi Arabia

² Astronomy Department, National Research Institute of Astronomy and Geophysics (NRIAG), 11421 Helwan, Cairo, Egypt,
e-mail: abdo_nouh@hotmail.com

³ Physics Department, Faculty of Arts and Science, Northern Border University, Turaif Branch, Saudi Arabia

ОРБИТЫ И ИНДИВИДУАЛЬНЫЕ МАССЫ НЕКОТОРЫХ ВИЗУАЛЬНО-ДВОЙНЫХ ЗВЕЗД

Э.А.ЭЛХОЛИ^{1,2}, В.Х.ЭЛЬСАНХУРИ^{2,3}, М.И.НОУ²

Орбиты визуально-двойных систем по-прежнему вызывают интерес у многих рабочих групп по астрономии. Эти орбиты являются наиболее важными и надежными источниками звездных масс. В данной статье вычислены орбиты и динамические массы некоторых визуально-двойных звезд с помощью независимого кода. Для вычисления геометрических элементов использован метод Ковальского, в то время как динамические элементы (период обращения и время прохождения перигея) определены с использованием постоянной двойной площади. Разработанный код использован для расчета орбит для четырех визуальных двойных систем: WDS J02262+3428, WDS J14310-0548, WDS J17466-0354 и WDS J12422+2622. Получена новая орбита визуально-двойной системы WDS J17466-0354 и модифицированы орбиты для остальных трех двойных систем. Используя параллаксы Gaia DR2, вычислены полные и индивидуальные динамические массы систем. Сравнение принятых масс с

массами, полученными из соотношения масс-спектральный тип, показало хорошее согласие.

Ключевые слова: *методы: Ковальский, звезды: визуально-двойные системы: элементы орбиты: звездные массы*

REFERENCES

1. *J.A.Docobo*, Celestial Mechanics, **36**, 143, 1985.
2. *J.A.Docobo, J.F.Ling, C.Prieto*, Complementary Approaches to Double and Multiple Star Research, ASP Conference Series, Vol. 32, IAU Colloquium 135, 1992, H.A.McAlister and W.I.Hartkopf, Eds., p.220, 1992.
3. *J.A.Docobo*, Proceedings of the workshop "Orbital Couples: Pas de Deux in the Solar System and the Milky Way". Held at the Observatoire de Paris, Editors: F.Arenou, D.Hestroffer. ISBN 2-910015-64-5, p.119-123, 2012.
4. *H.K.Eichhorn, Y.Xu Xu*, Astron. J., **358**, 575, 1990.
5. *Z.Catovic, D.Olevic*, Complementary Approaches to Double and Multiple Star Research, ASP Conference Series, Vol. 32, IAU Colloquium 135, H.A.McAlister and W.I.Hartkopf, Eds., p.217, 1992.
6. *D.Pourbaix*, Astron. Astrophys., **290**, 682, 1994.
7. *D.Pourbaix, P.Lampens*, Visual Double Stars: Formation, Dynamics and Evolutionary Tracks. Edited by J.A.Docobo, A.Elipe and H.McAlister. Dordrecht: Kluwer Academic, p.383, 1997.
8. *M.A.Sharaf, M.I.Nouh, A.S.Saad et al.*, Romanian Astron. J., **12**, 123, 2002.
9. *J.Hellerich*, Astron. Nachr., **223**, 335, 1925.
10. *W.M.Smart*, Text-Book on Spherical Astronomy, Cambridge: University Press, 5th ed, 1965.
11. *M.Scardia, J.-L.Prieur, L.Pansecchi et al.*, Astron. Nachr., **329**, 379, 2008.
12. *B.D.Mason, G.L.Wycoff, W.I.Hartkopf et al.*, Astron. J., **122**, 3466, 2001.
13. Gaia Collaborator et al., Astron. Astrophys., **616**, A1, 2018.
14. *Z.Eker, V.Bakiş, S.Bilir et al.*, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **479**, 5491, 2018.
15. *M.A.Sharaf, M.S.Abo-Elazm, M.I.Nouh*, Astron. Nachr., **321**, 59, 2001.
16. *M.I.Nouh, M.A.Sharaf*, J. Astrophys. Astron., **33**, 375, 2012.
17. *J.A.Docobo, Y.Y.Balega, P.P.Campo*, Inf. Circ., **196**, 1, 2018.
18. *J.A.Docobo, Y.Y.Balega, J.F.Ling, V.Tamazian et al.*, Astron. J., **119**, 2422, 2000.
19. *W.D.Heintz*, Astrophys. J. Suppl. Ser., **117**, 587, 1998.

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 64

ФЕВРАЛЬ, 2021

ВЫПУСК 1

АККРЕЦИЯ И МАГНИТНЫЕ ПОЛЯ ЗВЕЗД Ae/Be ХЕРБИГА

А.Ф.ХОЛТЫГИН¹, О.А.ЦИОПА², Я.А.ДОРОНИНА¹, И.М.ТУМАНОВА²,
Е.Б.РЫСПАЕВА³, О.А.МЕРКУЛОВА¹

Поступила
Принята к печати

Исследования магнитных полей Ae/Be звезд Хербига (HAeBe) могут помочь в понимании того, как создаются и эволюционируют магнитные поля AB звезд промежуточных масс. Показано, что магнитные поля и магнитные потоки звезд HAeBe перед их выходом на Главную последовательность значительно меньше, чем у их потомков, звезд AB Главной последовательности. Чтобы объяснить эту загадку, изучено влияние аккреции на звезды Хербига и на их магнитные поля. Обнаружены свидетельства в пользу предположения, что у магнитных HAeBe звезд с большей скоростью аккреции магнитные поля в среднем меньше. Однако в силу того, что скорости аккреции экспоненциально убывают с возрастом звезды, этот эффект, даже если он будет подтвержден, не может полностью объяснить скачкообразное возрастание магнитных полей и магнитных потоков при выходе HAeBe звезд на Главную последовательность.

Ключевые слова: звезды:магнитное поле - звезды:Ae/Be звезды Хербига:аккреция

1. Введение. Происхождение магнитных полей у звезд ранних спектральных классов до сих пор остается загадочным. Обычно считается, что магнитные поля могут быть либо реликтовыми, либо они могут генерироваться при слиянии звезд перед их выходом на Главную последовательность (ГП) [1]. Изучение магнитных полей Ae/Be звезд Хербига (HAeBe), находящихся на стадии эволюции до ГП, может пролить свет на происхождение и эволюцию магнитных полей их потомков, AB звезд ГП.

В статье [2] было уже показано, что средние магнитные поля и магнитные потоки HAeBe звезд существенно ниже, чем соответствующие значения у их потомков, AB звезд ГП. Недавнее исследование [3] показало, что магнитные поля звезд Хербига слабо возрастают с возрастом, тогда как соответствующие магнитные потоки убывают, достигая минимального значения непосредственно перед выходом на ГП. Удивительным фактом явилось то, что магнитные потоки звезд промежуточных масс с обнаруженными магнитными полями на ГП возрастают на порядок после выхода звезды на ГП.

В работе [4] показано, что скорость аккреции на звезды Хербига зависит от величины их магнитного поля. Тем самым можно предположить, что

скорость акреции на НАeВе звезду в существенной мере определяет величину ее магнитного поля. В настоящей работе исследуется влияние акреции на величину магнитных полей звезд Ae/Be Хербига.

Статья организована следующим образом. Источники сведений о магнитных полях и других характеристиках звезд Хербига описаны в разделе 2. В разделе 3 исследуется зависимость скорости акреции от возраста звезды Хербига. Обсуждение полученных результатов представлено в разделе 4. Некоторые выводы даны в заключении к работе.

2. Средние значения магнитных полей и масс звезд Хербига.

Обзор данных измерений магнитных полей НАeВе звезд сделан недавно в работе [3]. Дополнительно к данным, используемым в настоящей работе, добавлены недавние измерения магнитных полей в работах [6,7], вышедших после опубликования статьи [3]. В качестве наиболее подходящей характеристики магнитного поля звезды будем использовать, как и в работе [3], среднеквадратичное магнитное поле, определенное Borr et al. [5]:

$$\mathcal{B} = \sqrt{\frac{1}{n} \sum_{j=1}^n (B_z^j)^2}, \quad (1)$$

где суммируются квадраты всех измеренных продольных магнитных полей B_z^j для данной звезды. Здесь j - номер наблюдения, а n - их общее число.

Аналогично подходу, используемому в статье [3], разделим все Ae/Be звезды Хербига на 4 группы. К первой группе DD (Definite Detection) отнесем одиночные звезды, у которых по крайней мере для одного измерения поля с номером j абсолютное значение измеренного магнитного поля $|B_z^j|$ в 3 раза больше ошибки его измерения σ_j . Двойные звезды, для НАeВе компонентов которых выполняется это условие, отнесем к группе BS (Binary Stars). Третью группу MD (Marginal Detection) составляют звезды, для которых хотя бы для одного измерения с номером j магнитного поля выполняется условие $|B_z^j|/\sigma_j > 2$.

Все остальные звезды отнесем к группе ND (No Detections). К этой большой (свыше 200) группе звезд относятся как звезды, у которых магнитное поле измерялось, но не было зарегистрировано, так и звезды, магнитное поле которых еще не было измерено.

Во 2 и 3 столбцах табл.1 даны средние значения магнитных полей $\overline{\log(\mathcal{B})}$ для указанных групп звезд и соответствующие стандартные отклонения $\log(\sigma_{\mathcal{B}})$. Представленные в таблице значения $\log(\mathcal{B})$ и $\log(\sigma_{\mathcal{B}})$ слегка отличаются от приведенных в статье [3] вследствие добавления новых измерений магнитных полей. Для сравнения в последней строке таблицы даны характеристики функции распределения магнитных полей магнитных АВ звезд ГП, взятые из статьи [3].

Отметим также, что ввиду сложной конфигурации магнитных полей Ae/Be звезд Хербига и возможным значительным вкладам локальных магнитных полей, реальное магнитное поле может отличаться от получаемого усреднением нескольких измерений по формуле (1) ввиду компенсации вкладов магнитных полей магнитных силовых трубок разного знака.

В работе Vioque et al. [9] дана обширная сводка определений масс звезд Хербига. Средние значения масс и соответствующих стандартных отклонений для указанных выше групп звезд Хербига приведены в двух последних столбцах табл.1.

Таблица 1

**СРЕДНИЕ ЗНАЧЕНИЯ МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ, МАСС И
ИХ СТАНДАРТНЫХ ОТКЛОНЕНИЙ ДЛЯ РАЗЛИЧНЫХ
ГРУПП НАeВe ЗВЕЗД**

Группа звезд	$\overline{\log(B)}$	$\sigma_{\log(B)}$	$\overline{M / M_\odot}$	σ_{M / M_\odot}
DD	1.96	0.30	2.54	1.27
BS	2.00	0.33	2.51	1.17
MD	1.91	0.31	2.47	0.72
NM	-	-	3.78	3.14
AB	2.53	0.54	-	-

3. Влияние акреции на магнитные поля звезд Хербига. Скорости акреции на звезды Хербига определены в недавней работе [8]. В статье [9] представлены возрасты t звезд Хербига с использованием уточненных расстояний до звезд, определенных из анализа данных второго релиза DR2 спутника Gaia. Для определения значений t использованы треки модели эволюции [10] звезд различного химического состава на стадии эволюции до ГП. Нуль-пункт данной модели соответствует положению звезды на треке Хаяши с центральной температурой звезды в центре звезды $T_c = 10^5$ К.

Использование значений t позволяет изучить зависимость характеристик Ae/Be звезд Хербига от времени. Скорость эволюции звезд Хербига сильно зависит от их начальных масс, поэтому удобнее использовать вместо абсолютного относительный возраст звезды $\tau_{\text{rel}} = t / \tau_{\text{PMS}}$, где τ_{PMS} - полное время жизни звезды на стадии до ГП.

Так как химический состав звезд Хербига близок к солнечному, то следует использовать значения τ_{PMS} , полученные в модели [10] для солнечного значения $Z=0.017$. Зависимость полного времени жизни звезды Хербига от ее массы M в модели [10] для данного значения Z можно представить таким образом:

$$\log(\tau_{\text{PMS}}) = 7.66 - 2.27q - 1.02q^2 + 0.90q^3, \quad (2)$$

где $q = \log(M/M_\odot)$. Параметры зависимости (2) уточнены по сравнению с данными в работе [3]. Необходимые для расчета величин τ_{PMS} массы звезд Хербига взяты из работы [9].

На рис.1 показана зависимость скоростей акреции \dot{M} на звезды Хербига от относительного возраста звезды. Видно, что максимальные значения величин \dot{M} соответствуют самым молодым звездам.

Из рисунка видно, что скорости акреции убывают с увеличением относительного возраста звезды. При исключении из выборки звезд со скоростями акреции $\log \dot{M} < -6.5$, имеющими низкую точность, зависимость скоростей акреции от относительного возраста звезд Хербига можно аппроксимировать следующей формулой:

$$\log(\dot{M}) = -3.65 \pm 0.21 - (3.41 \pm 0.37)\tau_{\text{rel}}. \quad (3)$$

Эта зависимость показана пунктирной линией на рис.1.

Рассмотрим влияние акреции на магнитные поля звезд Хербига. При большой скорости акреции силовые линии магнитного поля могут стать ближе к фотосфере звезды по сравнению с аналогичной звездой с низкой скоростью акреции. Это может привести к тому, что звезды с одинаковой величиной магнитного поля, но с разным темпом акреции могут иметь различные величины измеряемого магнитного поля.

Чтобы проверить это предположение мы проанализировали зависимость величины среднеквадратичного магнитного поля звезд от скорости акреции. Указанная зависимость представлена на рис.2. Для одиночных магнитных

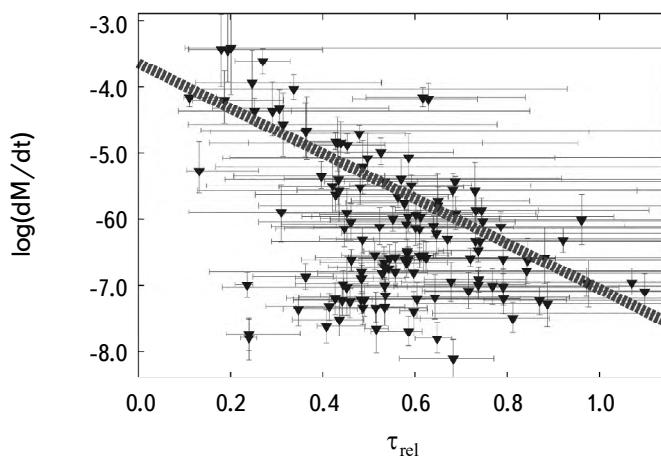


Рис.1. Зависимости скоростей акреции на звезды Хербига от возраста звезды. Пунктирной линией показана линейная аппроксимация этой зависимости.

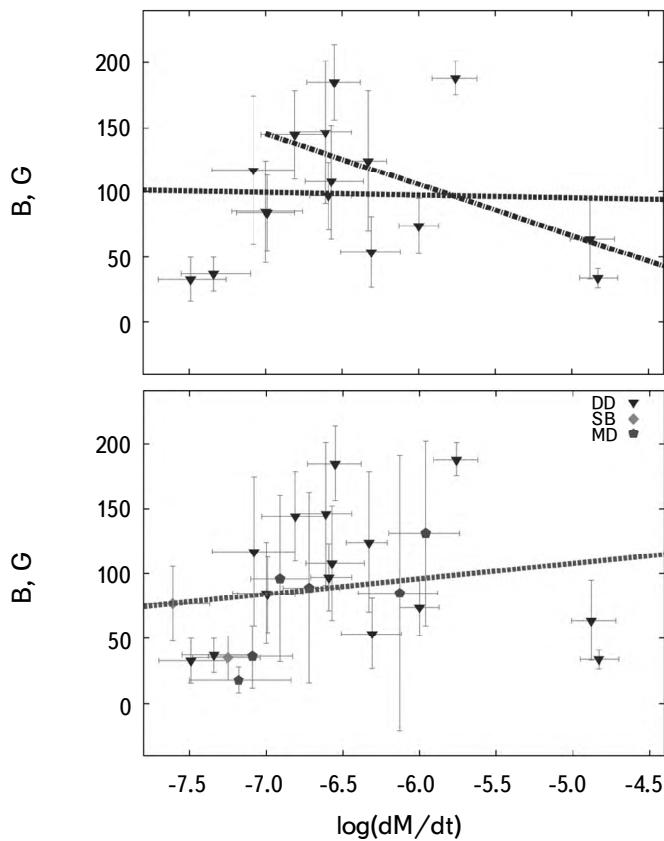


Рис.2. Слева: зависимость среднеквадратичного магнитного поля звезд Хербига от скоростей акреции для группы звезд DD. Пунктирной линией показана ее линейная аппроксимация, штрих-пунктирной - линейная аппроксимация для значений $\log \dot{M} > -7.0$. Справа: то же, что на левом рисунке, но для группы DD+BS+MD. Пунктирная линия - линейная аппроксимация данной зависимости.

звезд Хербига группы DD (рис.2, слева) зависимость среднеквадратичных магнитных полей от скоростей акреции незначима (коэффициент корреляции $R = -0.03$).

В то же время, если ограничиться только звездами со скоростью акреции $\log \dot{M} > -7.0$, то зависимость между скоростями акреции и среднеквадратичными магнитными полями, показанная штрих-пунктирной кривой, становится лучше выраженной. Видно, что у звезд с большей скоростью акреции магнитные поля в среднем меньше. В то же время коэффициент корреляции между этими величинами $R = -0.5$ с уровнем значимости $\alpha = 0.15$, что не позволяет сделать достаточно надежный вывод об уменьшении магнитного поля с ростом скорости акреции.

Если же добавить к одиночным магнитным звездам Хербига магнитные

HAeBe звезды в двойных системах и звезды с маргинально определенными магнитными полями групп DD и MD (рис.2, справа), то зависимость среднеквадратичных магнитных полей от скорости аккреции меняется на обратную. Впрочем, учитывая, что в данном случае коэффициент корреляции $R = 0.18$ и уровень значимости $\alpha = 0.40$, то следует, что эта зависимость также является незначимой.

4. Обсуждение результатов. Резюмируя, можно сделать вывод, что имеющих на настоящее время данных о магнитных полях HAeBe звезд и соответствующих скоростях аккреции недостаточно для того, чтобы сделать сколь-либо определенный вывод об их корреляции. В то же время, даже если такая зависимость будет установлена, она не сможет в полной мере объяснить скачок величины магнитных полей HAeBe звезд при их выходе на ГП, так как у звезд Хербига скорости аккреции непосредственно перед выходом на ГП минимальны.

По этой причине важно обсудить другие возможные причины такого феномена. Одним из возможных механизмов формирования звездных магнитных полей является, как отмечено во *Введении*, слияние протозвезд перед их выходом на ГП и генерация магнитного поля при этом процессе динамо-механизмом [1].

Очевидно, что в этом случае массы одиночных магнитных звезд будут существенно выше масс немагнитных звезд, как установлено, например, для одиночных магнитных белых карликов [12]. По этой причине следует выяснить, выполняется ли это соотношение для HAeBe звезд. Средние массы различных групп звезд Хербига даны в пятом столбце табл.1. Анализ этих данных показывает, что средние массы немагнитных HAeBe звезд значительно выше средних масс различных групп звезд Хербига. Тем самым можно сделать вывод, что гипотеза [1] генерации звездных магнитных полей вряд ли справедлива для звезд Хербига.

Пролить свет на загадку генерации магнитных полей звезд Хербига могло бы их исследование не только в оптическом, но и в других диапазонах спектра. Недавний анализ архивных рентгеновских спектров восьми звезд Хербига, полученных на спутнике XMM [11], показал, что 2 звезды из этой выборки, а именно HD104237 и HD144668, у которых было измерено магнитное поле, характеризуются наиболее жесткими рентгеновскими спектрами.

Жесткости их спектров, определяемые как отношение рентгеновских потоков в интервалах энергий 2 - 8 кэВ и 0.2 - 2 кэВ, составляют 0.75 и 0.71, соответственно, что существенно выше, чем у звезд Хербига, у которых магнитное поле не обнаружено. Столь высокие значения жесткости спектров возможно

свидетельствуют о присутствии дополнительного источника нетеплового рентгеновского излучения, связанного, возможно, с локальными магнитными полями НАeВe звезд.

Подводя итоги нашего исследования магнитных полей звезд Хербига, можно высказать предположение, что именно во время выхода НАeВe звезды на ГП во время загорания водорода в ядре звезды происходит перестройка распределения зарядов в звезде, приводящая к усилению начального магнитного поля звезды, включающего как глобальное магнитное поле, так и локальные магнитные поля.

Для проверки этого предположения было бы важно исследовать свойства звезд Хербига непосредственно перед выходом на ГП и во время этого процесса.

5. Заключение. В настоящей работе выполнен анализ зависимости среднеквадратичного магнитного поля звезд Хербига от скоростей акреции на звезду. В результате анализа можно сделать следующие выводы:

- Скорости акреции на Ae/Be звезды Хербига экспоненциально убывают с увеличением возраста звезды.
- Магнитные НАeВe звезды с большими скоростями акреции возможно обладают в среднем меньшими магнитными полями.

Настоящее исследование поддержано грантом Российского научного фонда 18-02-00554.

¹ Санкт-Петербургский государственный университет, С.-Петербург,
Россия, e-mail: afkholtynin@gmail.com

² Главная (Пулковская) Астрономическая обсерватория, Россия

³ Крымская астрофизическая обсерватория, Россия

ACCRETION AND MAGNETIC FIELDS OF Ae/Be HERBIG STARS

A.F.KHOLTYGIN¹, O.A.TSIOPA², Ya.A.DORONINA¹, I.M.TUMANOVA²,
E.B.RYSPAЕVA³, O.A.MERKULOVA¹

Studies of magnetic fields in Herbig Ae/Be (HAeBe) stars can help us to improve our understanding how the magnetic fields of these stars are generated and evolve. As recently shown by Kholtynin et al. (2019) the magnetic fields and

magnetic fluxes of HAeBe stars just before the main sequence are significantly smaller than those for main sequence AB stars, the descendants of Ae/Be Herbig stars. To explain this enigma we study the impact of accretion onto Herbig star on their magnetic fields. It appears that the role of the accretion is not enough strong to explain this enigma.

Keywords: *stars: magnetic field - stars: Ae/Be Herbig stars: accretion*

ЛИТЕРАТУРА

1. *L.Ferrario, J.E.Pringle, C.A.Tout et al.*, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **400**, L71, 2009.
2. *A.F.Kholtygin, A.S.Akhnevsky, O.A.Tsiopa*, ASP Conf. Ser., **518**, 83, 2019.
3. *A.F.Kholtygin, O.A.Tsiopa, E.I.Makarenko et al.*, Astrophys. Bull., **74**, 293, 2019.
4. *A.Kholtygin, O.Tsiopa, E.Makarenko et al.*, AJ Azerbaijan, 15, (in press), 2020.
5. *E.F.Borra, J.D.Landstreet, I.Thompson*, Astrophys. J. Suppl., **151**, 5, 1983.
6. *S.Jarvinen, T.A.Carroll, S.Hubrig et al.*, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **486**, 5499, 2019.
7. *S.Jarvinen, T.A.Carroll, S.Hubrig et al.*, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **489**, 886, 2019.
8. *C.Wichittanakom, R.D.Oudmaijer, J.R.Fairlamb et al.*, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **493**, 234, 2020.
9. *M.Vioque, R.D.Oudmaijer, D.Baines et al.*, Astron. Astrophys., **620**, A128, 2018.
10. *A.Bressan, P.Marigo, L.Girardi et al.*, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **427**, 127, 2012.
11. *E.Ryspaeva, A.Kholtygin*, (готовится к печати), 2020.
12. *L.Ferrario, D.T.Wickramasinghe*, Adv. Space Res., **66**, 1025, 2020.

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 64

ФЕВРАЛЬ, 2021

ВЫПУСК 1

ВЗАИМОСВЯЗЬ МЕЖДУ КОРОНАЛЬНЫМИ ВЫБРОСАМИ МАССЫ ТИПА ГАЛО И ВСПЫШКАМИ НА СОЛНЦЕ ПО НАБЛЮДЕНИЯМ В 23-м И 24-м ЦИКЛАХ

Е.А.БРУЕВИЧ^{1,2}, В.А.БУРОВ², А.С.АРАКЕЛОВ², Ю.П.ОЧЕЛКОВ²

Поступила 16 июня 2020
Принята к печати 23 декабря 2020

Проведен анализ активности Солнца взрывного характера в 23-м и 24-м циклах. Использовались данные спутниковых наблюдений рентгеновского излучения GOES-15 во вспышках и наблюдения выбросов корональной массы (CME) на коронографе SOHO/LASCO. Были проанализированы интервалы задержки между началом вспышки и началом CME типа Гало, связанных одной и той же активной областью. Показано, что временной интервал между началом вспышки и началом CME в среднем в 2 раза меньше для вспышек классов $\geq X1$, чем для менее мощных вспышек. Отдельно были рассмотрены все события, которые сопровождались мощными вспышками классов $\geq X1$. Проведена оценка взаимосвязи CME типа Гало и индексов геомагнитной активности Kp и Dst, используемых для прогнозирования космической погоды. Показано, что вероятность опасной магнитной бури на Земле с $Kp \geq 7$ составляет более 80%, если одновременно выполняются два условия: $V_{\text{CME}} \geq 1000 \text{ км/с}$ и $|Dst| \geq 100 \text{ нТ}$.

Ключевые слова: Солнце: 23-й и 24-й циклы: вспышки: вспышки в мягком рентгеновском диапазоне: CME типа Гало: индексы геомагнитной активности

1. Введение. Переменность потоков солнечного излучения и плазмы, определяющая космическую погоду, связана с непрерывно меняющимся магнитным полем Солнца. Силовые линии магнитного поля изменяются и запутываются в результате воздействия дифференциального вращения Солнца на всплывающие конвективные потоки плазмы. Распределение магнитных полей на поверхности Солнца сильно неоднородно: жгуты силовых линий поля в пятнах характеризуются напряженностью в сотни нТ, при средней напряженности глобального магнитного поля в 0.1–1 нТ. В разреженной плазме короны эти локальные магнитные поля замыкаются, формируя дуги силовых линий. Потеря равновесия в сложных конфигурациях поля над пятнами влечет за собой события взрывного характера – солнечные вспышки, солнечные протонные события (Solar Proton Events – SPE) и корональные выбросы массы (Coronal Mass Ejection – CME), сопровождающиеся высвобождением большого количества энергии. В ходе SPE,

сопровождающих самые мощные вспышки, генерируются нетепловые протоны и другие частицы - солнечные космические лучи. СМЕ характеризуются выбросом в солнечный ветер большого количества солнечной плазмы и магнитного поля. Согласно [1,2], наиболее мощные эруптивные события сопровождаются всеми этими проявлениями. В настоящее время не до конца ясно, насколько тесно вспышки, SPE и СМЕ взаимосвязаны. Например, небольшая часть СМЕ (как будет показано ниже ~5-8% для СМЕ типа Гало) происходит вне активных областей и связана с протуберанцами, теряющими стабильность [3,4]. СМЕ являются наиболее мощными проявлениями солнечной активности. Они представляют собой распространяющиеся от Солнца крупномасштабные магнитоплазменные структуры, которые часто имеют форму магнитной петли, расширяющейся при удалении от Солнца. Магнитные облака, связанные с СМЕ, распространяются на фоне спокойного (невозмущенного) солнечного ветра со скоростями до 2500 км/с и имеют сильное и упорядоченное магнитное поле в десятки нТ. Если скорость СМЕ превышает скорость основного потока солнечного ветра на локальную скорость звука, то перед корональным выбросом образуется ударная волна, за которой магнитное поле усилено сжатием. Именно такие образования вызывают самые мощные бури [5].

2. *Вспышки и СМЕ.* Согласно последним исследованиям, посвященным СМЕ (см., например, [6]), мощные события, наиболее вероятно связанные с магнитными бурями, относятся к СМЕ типа Гало и составляют примерно 5% от общего числа СМЕ. СМЕ типа Гало имеют наивысшие значения массы и энергии. Этот тип СМЕ является относительно редким из-за добавочного требования особой ориентации вектора магнитного момента. И в то же время именно этот тип СМЕ оказывает наибольшее воздействие на космическую погоду. Как известно, именно СМЕ (а не вспышки) возбуждают межпланетные возмущения, а затем и магнитные бури (см., например, [7]). При этом вспышки могут быть использованы исследователями и прогнозистами как индикаторы солнечной активности, связанные с СМЕ и межпланетными возмущениями. СМЕ типа Гало имеют различный характер в минимуме и в максимуме солнечной активности, поэтому для наиболее полного статистического анализа в данной работе изучены все события данного типа для 23-го и 24-го циклов из каталога [8].

Рассмотрим, как связаны СМЕ и вспышки на примере события 03.11.2011. На рис.1 представлен поток от вспышки 03.11.2011 мощностью X1.9 в диапазоне 0.1-0.8 нм по данным GOES-15. Отмечено начало вспышки в 21:18.

Видно, что вспышка и СМЕ начались почти одновременно. Также наблюдалось небольшое SPE-событие, вызванное вспышкой (3.6 pfu в диапазоне

>10 MeV) и слабое возмущение магнитного поля через 1.5 дня (Disturbances storm-time/Dst ~ -40 нТ). Геоэффективность этого события невелика в результате того, что активная область, которая сгенерировала вспышку и СМЕ, находилась в восточной части лимба (N22E63).

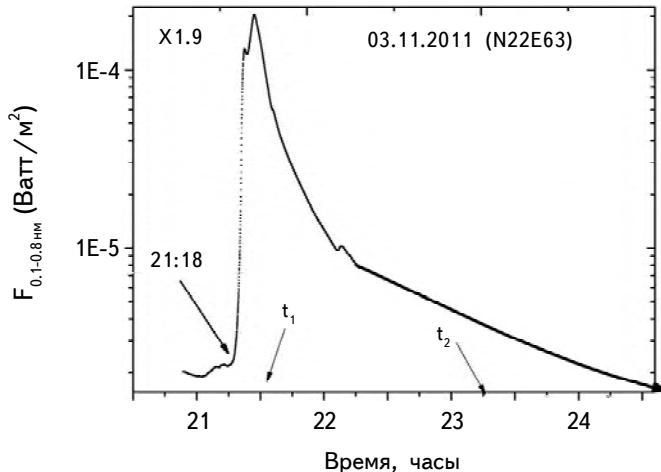


Рис.1. Поток излучения от вспышки 03.11.2011 в диапазоне 0.1-0.8 нм (логарифмический масштаб по оси ординат, принятый в представлении данных GOES-15). Отмечено время начала СМЕ (t_1) и время первого наблюдения СМЕ (t_2).

3. *Связь между началом вспышки и ассоциированным со вспышкой СМЕ.* Согласно каталогу [8], всего за два последних цикла с 1997 по 2017 гг. наблюдались около 700 СМЕ типа Гало. Но из рассмотрения были исключены события, произошедшие за лимбом Солнца. Изучение связи между СМЕ (наблюдения LASCO/SOHO [8]) и вспышками в этих случаях не представляется возможным, так как вспышки (наблюдения GOES [9]) за лимбом не видны. Данные наблюдений СМЕ и их характеристики доступны в архивах и в режиме реального времени [8,10]. Все события 23-го и 24-го циклов, за исключением залимбовых, были отобраны нами для статистического изучения, всего 385 событий с СМЕ типа Гало. Мы считаем, что вспышка и СМЕ связаны между собой, если интервал времени между началом вспышки и началом СМЕ не превышает 40 мин. Очевидно, что даже при таком интервале запаздывания, события перекрываются между собой по времени. Ниже из рис.4 можно оценить величину интервала запаздывания. Результаты представлены в сводной табл.1.

Из табл.1 следует, что в 93-95% случаев для разных циклов существует связь между СМЕ типа Гало и вспышками с различной мощностью.

В таблице в первых двух колонках приведены данные о долях СМЕ

Таблица 1

ЧАСТОТА СОЛНЕЧНЫХ СОБЫТИЙ ВЗРЫВНОГО ХАРАКТЕРА,
СОПРОВОЖДАЮЩИХСЯ ВЫСВОБОЖДЕНИЕМ БОЛЬШОГО
КОЛИЧЕСТВА ЭНЕРГИИ ВО ВСПЫШКАХ И СМЕ

СМЕ связанные со вспышками C5-X17.5	СМЕ не связанные со вспышками C5-X17.5	Число СМЕ/Гало	Число СПС I _{pr} ≥ 2 pfu (≥ 10 МэВ)	Число вспышек $\geq M1$
23-й цикл				
218 (95.6%)	10 (4.4%)	228	96	1390
24-й цикл				
157 (92.4%)	13 (7.6%)	170	52	750

связанных и не связанных со вспышками (в процентах от общего числа СМЕ), для 23-х и 24-х циклов. В последней колонке для характеристики активности циклов приведены данные о количестве вспышек $\geq M1$.

Примерно в 5-7% случаев связь между СМЕ типа Гало и вспышками не установлена. Это означает, что интервал времени между началом вспышки и началом СМЕ составляет более 40 мин. Чаще всего это случается для очень слабых вспышек класса C5-C9, сопровождающих СМЕ, у которых амплитуда в максимуме в диапазоне 0.1-0.8 нм составляет менее 10^{-5} Ватт/м². Неопределенность связи усугубляет тот факт, что если есть заметный выброс СМЕ типа Гало и его сопровождает маломощная вспышка, то чаще всего сама вспышка растянута по времени, потоки от вспышки близки к фоновым значениям, что затрудняет определение времени начала вспышки.

Для определения интервалов времени между началом вспышки и началом СМЕ нами проанализированы все 385 случаев с СМЕ типа Гало в 23-24-х циклах. По данным наблюдений SOHO/LASCO C2, для всех случаев определяются времена начала СМЕ t_1 как, например, в событии 03.11.2011 на рис.2. Наблюдения SOHO/LASCO C2 события 03.11.2011 представлены в виде 11 измерений СМЕ на различном удалении от солнечного диска. Наклон прямой на рис.2 соответствует линейной скорости СМЕ (остающейся примерно постоянной) и равной 991.1 км/с. Из этого же графического представления на рис.2 определяется время начала СМЕ - t_1 , равное 21:30:42. Первое наблюдение SOHO/LASCO C2 на рис.2 (полые кружки) соответствует измерениям скорости СМЕ на расстоянии 10 радиусов Солнца R_{\odot} .

На рис.3 приводятся моменты первого наблюдения СМЕ типа Гало, сопутствующего вспышке 03.11.2011, соответствующие началу вспышки по данным GOES-15 (а) и моменту максимума (б). Отметим, что в момент

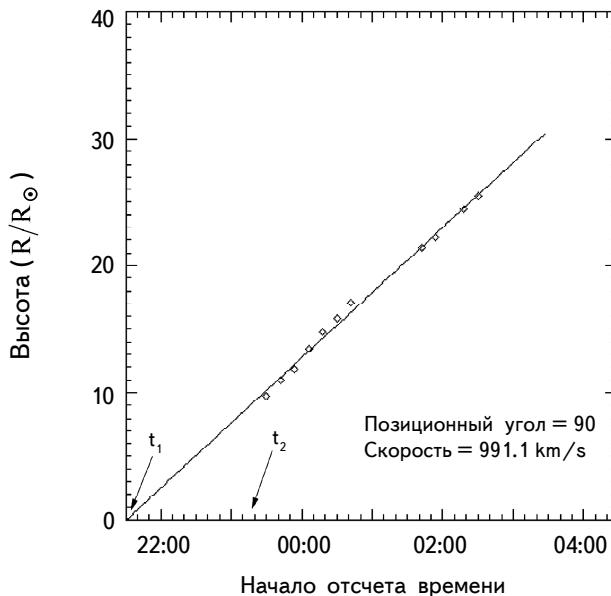


Рис.2. Наблюдения СМЕ типа Гало, ассоциированного со вспышкой 03.11.2011 по данным наблюдений SOHO/LASCO (C2) [8]. По оси абсцисс время наблюдения (UT). Время t_1 соответствует началу СМЕ, время t_2 соответствует времени первого наблюдения СМЕ. По оси ординат - приведенная высота наблюдения СМЕ в (R/R_{\odot}).

начала СМЕ на рис.3а виден поток плазмы в узком конусе над активной областью, расположенной над вспышкой. В момент первого наблюдения СМЕ на рис.3б виден корональный выброс, охватывающий угол в 360° , т.е.

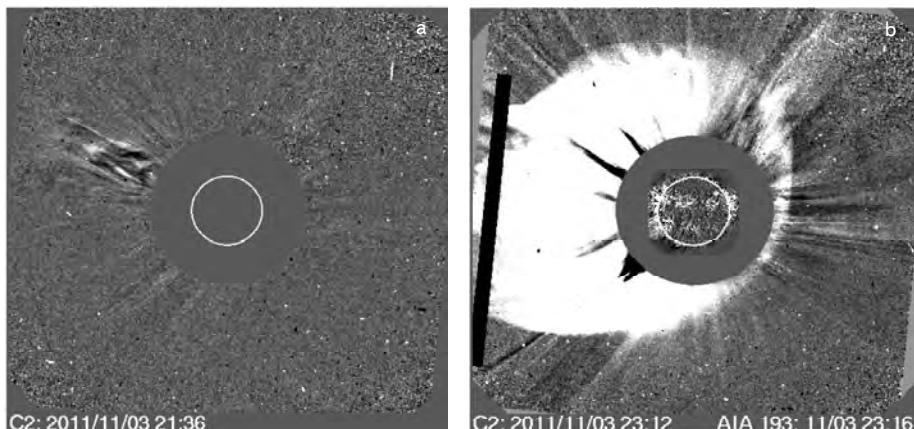


Рис.3. Наблюдения СМЕ типа Гало, ассоциированного со вспышкой X1.9 от 03.11.2011 по данным наблюдений SOHO/LASCO (C2) и SDO/AIA 19.3 нм. (а) - в момент начала СМЕ (обозначенного t_1) и (б) - в момент первого наблюдения СМЕ (обозначенного t_2), произошедшего примерно через 2 часа от начала.

данный СМЕ относится к типу Гало. Очевидно, что ориентация СМЕ типа Гало позволяет считать эти СМЕ наиболее геоэффективными среди всех СМЕ.

Для всех 385 событий СМЕ типа Гало определены моменты t_1 , соответствующие началу коронального выброса (см. рис.2 и рис.3а для события 03.11.2011) и время t_2 - время первого наблюдения коронального выброса (соответствуют рис.2 и рис.3б для события 03.11.2011). Из каталогов вспышек 23-го и 24-го циклов [11,12] для этих 385 событий определены времена начала вспышек $t_{\text{flare start}}$, а также интервал времени между началом СМЕ $t_{\text{CME start}}$ и началом соответствующей вспышки $dt = t_{\text{flare start}} - t_{\text{CME start}}$. Распределение N числа событий от величины dt представлено на рис.4. Распределение имеет некоторую асимметрию с ярко выраженным максимумом в центре. Это соответствует факту, что практически 14% событий характеризуются $dt = 0$. Если предположить, что распределение на рис.4 подобно нормальному, то

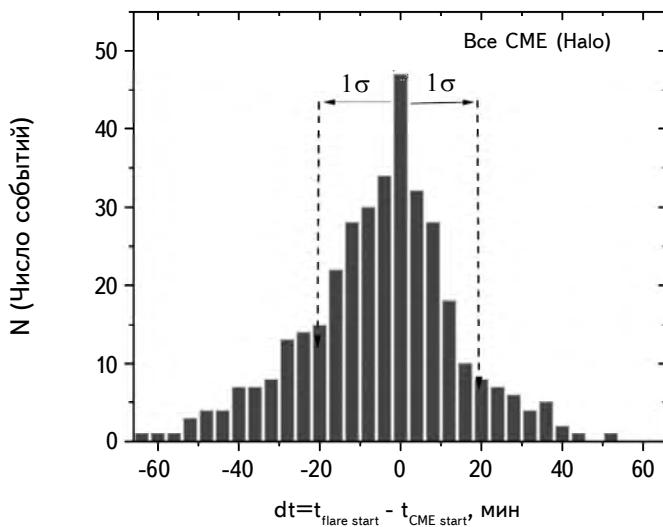


Рис.4. Связь между началом вспышки и ассоциированным со вспышкой СМЕ для 385 СМЕ типа Гало в 23-м и 23-м циклах.

можно оценить величину стандартного отклонения 1σ . Для исследуемой выборки в 385 событий $1\sigma = 20$ мин. Таким образом, в интервале $\pm 1\sigma$ заключены 66.7% событий.

4. *Связь между началом вспышки и началом СМЕ для крупных событий (класс $\geq X1$)*. Для крупных событий, представляющих особый интерес в связи с последующими за ними возмущениями геомагнитных индексов, мы провели анализ между началом крупных вспышек классов $\geq X1$ и ассоциированными с ними СМЕ (см. рис.5). Таких событий в 2-х циклах

было 95.

Из рис.5 видно, что временной разброс между началом вспышки и началом СМЕ меньше, чем для всех событий подряд. Для исследуемой выборки из 95 событий $1\sigma = 10$ мин. Отметим, что для вспышек классов $\geq X1$ вспышки и СМЕ взаимосвязаны практически в 100% случаев.

Проведенный анализ подтверждает, что связь (в частности, определяемая по величине временного интервала между началом вспышки и временем первого наблюдения СМЕ) между вспышками и СМЕ уменьшается с уменьшением класса вспышек, что согласуется с [13,14].

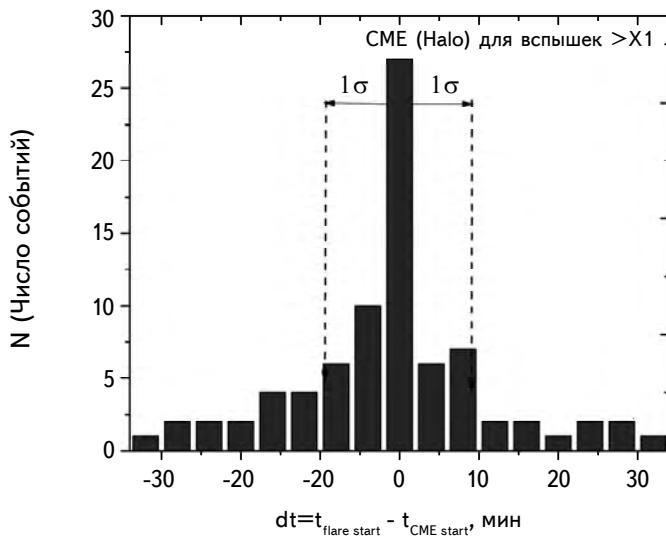


Рис.5. Связь между началом вспышки и связанным со вспышкой СМЕ для 95 СМЕ типа Гало, ассоциированных с крупными вспышками классов $\geq X1$, в 23-м и 24-м циклах.

5. Связь между характеристиками геоэффективных событий на Солнце (вспышками и СМЕ) и геомагнитными индексами. Влияние событий на Солнце на процессы на Земле определяется при анализе вариаций индексов геомагнитной активности, характеризующих мощность магнитных бурь. Наиболее часто используются Кр и Dst-индексы.

Кр-индекс (введен Дж. Бартельсом в 1938г.) - глобальный планетарный индекс геомагнитной активности, представляющий собой трехчасовой квазилогарифмический индекс геомагнитной активности по отношению к кривой спокойного дня (см., например, архив наблюдений GOES [15]). Планетарный индекс Кр вычисляется как среднее значение К-индексов, определенных на 13 геомагнитных обсерваториях, расположенных между 44 и 60 градусами северной и южной геомагнитных широт. Его диапазон изменяется от 0 до 9, но Кр

индекс определяется с точностью до 1/3: 7⁻ означает 6 и 2/3, 7⁰ - 7 ровно, 7⁺ означает 7 и 1/3.

Для безопасности авиаперелетов, космических аппаратов и обеспечения устойчивой радиосвязи, важно прогнозировать магнитные бури с $K_p \geq 7 - 8$, соответствующие самым опасным событиям на Земле. Очевидно, что подавляющее количество мощных магнитных бурь связано со вспышками и сопутствующими им СМЕ. Для оценки связи между СМЕ и последующими событиями в магнитосфере также рассмотрим важную характеристику -линейную скорость V_{CME} . Величина V_{CME} характеризует масштаб явления, определяет кинетическую энергию выброса.

На рис.6 приводится точечная диаграмма, характеризующая связь между линейной скоростью СМЕ - V_{CME} и вызванными СМЕ мощными магнитными бурами ($K_p \geq 8^-$) для событий 23-го и 24-го циклов. На рис.6 представлены все самые крупные события 2-х циклов с $K_p \geq 8^-$. В принципе, подобная связь может быть различна для событий 23-го и 24-го циклов, но поскольку подобных геоэффективных событий в 24-м цикле было всего 8, мы объединили их с событиями в 23-м цикле на одной диаграмме.

Данные по самым мощным геоэффективным событиям взяты из каталога [16], где собраны события 23-го цикла и из [17] для 24-го цикла. Можно сделать следующее заключение: в 23-м цикле было всего 12 событий с $K_p \geq 9^-$ и 40 событий с $K_p \geq 8^-$; в 24-м цикле события с $K_p \geq 9^-$ не было, а событий с $K_p \geq 8^-$ было всего 8.

Из рис.6 следует, что СМЕ, вызывающие магнитные бури с $K_p \geq 9^-$, в большинстве случаев (75%) характеризовались скоростями $V_{\text{CME}} \geq 1500 \text{ км/с}$,

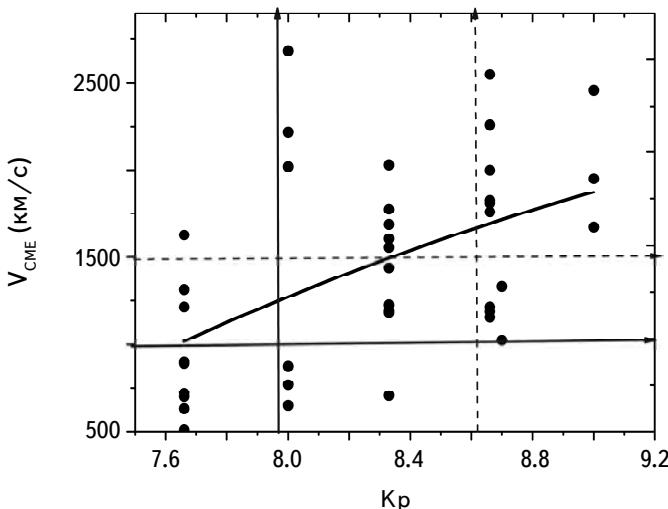


Рис.6. Взаимосвязь между K_p и V_{CME} за 23-й и 24-й циклы.

а события с $K_p \geq 8^-$, в большинстве случаев (80%) характеризовались скоростями $V_{\text{CME}} \geq 1000 \text{ км/с}$.

Dst-индекс геомагнитной активности в низких широтах был введен Сугиурой в 1964г. как мера изменения поля из-за кольцевых токов, возникающих в магнитосфере во время магнитных бурь. Dst индекс вычисляется и публикуется Мировым центром данных по геомагнетизму в Киото [18]. Критическим значением для безопасности, например, авиаперелетов и устойчивой радиосвязи является $\text{Dst} \leq -100$.

На рис.7 представлена статистическая зависимость, характеризующая связь между V_{CME} для СМЕ типа Гало и связанными с характеристиками магнитной бури геомагнитными индексами Dst и Kp для событий 23-го и 24-го циклов.

Из рис.7, представляющего собой точечную диаграмму и состоящую из точек двух цветов (черные точки характеризуют события с $K_p < 7$, серые точки - мощные магнитные бури с $K_p \geq 7$), видно, что существует тесная связь между скоростью СМЕ и геомагнитными индексами Dst и Kp. Из рисунка следует, что критической величиной V_{CME} для прогноза крупных магнитных бурь, является величина $V_{\text{CME}} = 1000 \text{ км/с}$. На рисунке отмечена область с $V_{\text{CME}} \geq 1000 \text{ км/с}$ и $|\text{Dst}| \geq 100 \text{ нТ}$. Если V_{CME} и одновременно Dst-индекс геомагнитной активности попадают в эту область, то вероятность события на Земле с $K_p \geq 7$ равняется 0.83, а вероятность ложного события равняется 0.17.

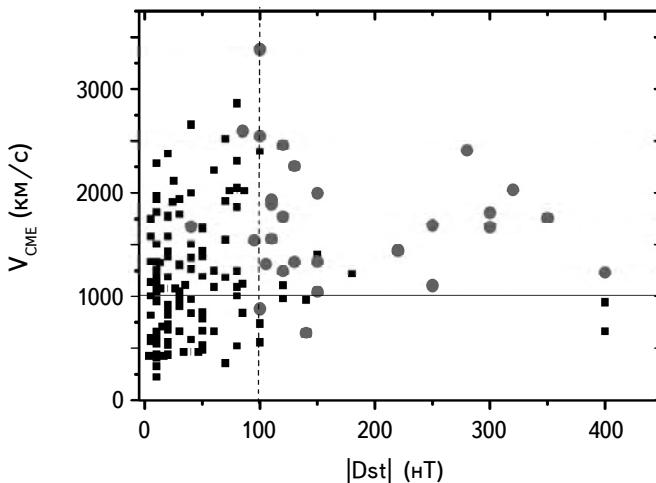


Рис.7. Взаимосвязь между $|\text{Dst}|$ и V_{CME} за 23-й и 24-й циклы с учетом зависимости от величины Kp-индекса. Серые заполненные кружки соответствуют событиям с $K_p \geq 7$.

6. Выводы. 1. Мощные вспышки классов $\geq X1$ связаны с СМЕ типа Гало, исходящими из той же активной области, практически в 100% случаев.

Для вспышек классов $< X1$ связь подтверждена в 92–95% случаев. Временной интервал между началом вспышки и началом СМЕ в среднем в 2 раза меньше для вспышек классов $\geq X1$, чем для менее мощных вспышек.

2. По величине линейной скорости СМЕ типа Гало можно оценить наступление магнитных бурь с $Kp \geq 7$, опасных для авиаперелетов, космических аппаратов и качественной радиосвязи. Таким образом, если одновременно выполняются два условия: $V_{\text{CME}} \geq 1000 \text{ км/с}$ и $|Dst| \geq 100 \text{ нТ}$, то вероятность опасной магнитной бури на Земле с $Kp \geq 7$ составляет более 80%.

¹ Московский Государственный университет им. М.В.Ломоносова,
Государственный Астрономический институт им. П.К.Штернберга, Москва,
Россия, e-mail: red-field@yandex.ru

² Институт Прикладной Геофизики им. Е.К.Федорова, Москва, Россия,
e-mail: globur2000@yahoo.com a.s.arakelov@gmail.com yur_och@mail.ru

INTERCONNECTION BETWEEN CORONAL MASS EJECTIONS AND SOLAR FLARES ACCORDING TO OBSERVATIONS IN 23rd AND 24th CYCLES

E.A.BRUEVICH^{1,2}, V.A.BUROV², A.S.ARKELOV², Yu.P.OCHELKOV²

Activity of the Sun of explosive type in 23 and 24 cycles has been studied. The data from satellite observations of GOES-15 X-ray in flare's fluxes and observations of coronal mass ejections (CME) on the SOHO/LASCO coronagraph were used. The delay intervals between the onset of the flare and the Halo type CME from the same active region were analyzed. Separately, all the events which were accompanied by powerful flashes of classes $\geq X1$ have been considered. It was shown that the delay interval between the onset of the flare and the onset of the Halo type CME for flares X1 classes is half the average than for the less powerful flares. The relationship between the Halo-type the onset of CME and the geomagnetic activity indices Kp and Dst , used for space weather forecasting, was estimated. It was shown that the probability of the dangerous geomagnetic storms with $Kp \geq 7$ is equal 80% if at the same time $V_{\text{CME}} \geq 1000 \text{ km/s}$ and $|Dst| \geq 100 \text{ nT}$.

Keywords: *Sun: 23rd and 24th activity cycles: flares: flares in the soft x-ray range: CME of Halo type: Indices of geomagnetic activity*

ЛИТЕРАТУРА

1. *S.Yashiro, N.Gopalswamy, S.Akiyama et al.*, J. Geophysical Research, **110**, A12S05, 2005.
2. *Yu.I.Yermolaev, M.Yu.Yermolaev, G.N.Zastenker et al.*, Planetary and Space Science, **53/1-3**, 189, 2005.
3. *N.Gopalswamy, M.Shimojo, W.Lu et al.*, Astrophys. J., **586**, 562, 2003.
4. *З.М.Вашаломидзе, Т.В.Закарашвили, В.Д.Кухианидзе и др.*, Астрофизика, **62**, 591, 2019, (Astrophysics, **62**, 529, 2019).
5. *V.Bothmer, R.Schwenn*, Journal of Geomagnetism and Geoelectricity, **47**, 1127, 1995.
6. *N.Gopalswamy*, Geoscience Lett., **3**, 8, 2016.
7. *J.Gosling*, J. Geophysical Research, **98**, 18937, 1993.
8. SOHO/LASCO HALO CME CATALOG, (https://cdaw.gsfc.nasa.gov/CME_list/halo/halo.html/), 2019.
9. GOES 13-15, http://www.n3kl.org/sun/noaa_archive/, 2020.
10. CACTUS, <http://sidc.oma.be/CACTus/>, 2020.
11. Catalog of Solar Flare Events with X-ray Class M1 - X>17.5. XXIII cycle of Solar Activity (1996-2008), <http://esdb.wdcbe.ru/doi/2018/esdb-sad-fe-01.html>
12. Current Catalog of Solar Flare Events with X-ray Classes M1 - X>17.5 XXIV Cycle of Solar Activity (I.2009-I.O.2018), http://www.wdcbe.ru/stp/data/Solar_Flare_Events/FI_XXIV.pdf, 2018.
13. *S.W.Kahler et al.*, Proceedings from the 18th International Cosmic Ray Conference, **4**, 6, 1983.
14. *S.W.Kahler, N.R.Jr.Sheeley, M.Liggett*, Astrophys. J., **344**, 1026, 1989.
15. GOES-15, <http://space-weather.ru/index.php?page=Proton-flux-24-hours-ru>, 2020.
16. Геомагнитные индексы самых мощных событий 23-го цикла, <https://www.spaceweatherlive.com/ru/avroralnaya-aktivnost/tor-50-reyting-geomagnitnyh-shtormov/solnechnyy-cikl/23>, 2009.
17. Геомагнитные индексы самых мощных событий 24-го цикла, <https://www.spaceweatherlive.com/ru/avroralnaya-aktivnost/tor-50-reyting-geomagnitnyh-shtormov/solnechnyy-cikl/24>, 2019.
18. WDC for Geomagnetism, Kyoto, <http://wdc.kugi.kyoto-u.ac.jp/aedir/>, 2020.

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 64

ФЕВРАЛЬ, 2021

ВЫПУСК 1

CYANAMIDE (NH_2CN) IN INTERSTELLAR MEDIUM: POTENTIAL SPECTRAL LINES

M.K.SHARMA

Received 30 April 2019

Accepted 23 December 2020

Cyanamide (NH_2CN) has pyramidal equilibrium structure with two substates, denoted by 0^+ and 0^- . For each state of NH_2CN , knowing rotational and centrifugal distortion constants in conjunction with electric dipole moment, energies for rotational levels and the probabilities for radiative transitions between the levels are calculated. The radiative transition probabilities in conjunction with scaled values for rate coefficients for collisional transitions between the levels are used in the Large Velocity Gradient analysis for each substate. For each substate, we have found anomalous absorption in three doublets at high temperature and weak MASER action at low temperature. We have also found emission feature in nine transitions in each substate. These transitions, along with the observed ones, may play important role for identification of NH_2CN in a cosmic object.

Keywords: molecules: NH_2CN : Einstein A-coefficients: radiative transfer

1. Introduction. Containing two atoms of nitrogen, cyanamide is one of the rare interstellar molecules. It is considered relevant for prebiotic chemistry, as in the liquid water, it may convert into urea which is important in the biological processes [1]. It is found to have pyramidal equilibrium structure with two substates, denoted by 0^+ and 0^- . Spectrum analysis of cyanamide is carried out from time to time [2-9]. We have considered spectroscopic data of Coutens et al. [9]. For both the substates, rotational and centrifugal distortion constants reported by Coutens et al. [9] are used in the present investigation and are reported in Table 1. The substates 0^+ and 0^- have electric dipole moment $\mu_a = 4.25 \pm 0.02 \text{ D}$ and $\mu_a = 4.24 \pm 0.02 \text{ D}$, respectively [3]. Because of two hydrogen atoms, each substate has ortho and para species. In the 0^+ substate, ortho specie is described by even value of k_a , whereas the case is reverse for the 0^- substate. First detection of cyanamide towards solar-type protostars, IRAS 16293B and towards IRAS2A are reported by Coutens et al. [8]. This molecule has also been detected in other galaxies, such as NGC 253 and M82 [10,11], in the massive star-forming regions Sgr B2 [12,13], in solar-type protostar IRAS 162932422 B [9] and in high-mass proto-star IRAS 20126+410 [14].

In the ground vibrational state, they [8] have found $17_{0,17}-16_{0,16}$, $17_{2,15}-16_{2,14}$, $18_{1,18}-17_{1,17}$, $18_{2,16}-17_{2,15}$, $18_{3,16}-17_{3,15}$, $18_{3,15}-17_{3,14}$, and $18_{1,17}-17_{1,16}$ transitions in IRAS

Table 1

ROTATIONAL AND CENTRIFUGAL DISTORTION CONSTANTS
OF NH₂CN IN MHz

Constant	0 ⁺ substate	0 ⁻ substate
<i>A</i>	312142.025	304454.083
<i>B</i>	10129.75679	10112.65371
<i>C</i>	9866.659953	9865.923593
<i>D_J</i>	3.741178 · 10 ⁻³	3.7782 · 10 ⁻³
<i>D_{JK}</i>	396.199 · 10 ⁻³	359.211 · 10 ⁻³
<i>D_K</i>	44.1278	27.9564
<i>d₁</i>	-140.8332 · 10 ⁻⁶	-119.7066 · 10 ⁻⁶
<i>d₂</i>	-32.5952 · 10 ⁻⁶	-21.9978 · 10 ⁻⁶
<i>H_J</i>	-1.031 · 10 ⁻⁹	-0.621 · 10 ⁻⁹
<i>H_{JK}</i>	1.3677 · 10 ⁻⁶	0.7919 · 10 ⁻⁶
<i>H_{KJ}</i>	-338.05 · 10 ⁻⁶	-190.77 · 10 ⁻⁶
<i>H_K</i>	17.213 · 10 ⁻³	4.307 · 10 ⁻³
<i>L_{JK}</i>	12.47 · 10 ⁻⁹	12.47 · 10 ⁻⁹
<i>L_{KKJ}</i>	-4.034 · 10 ⁻⁶	-3.328 · 10 ⁻⁶
<i>L_K</i>	21.33 · 10 ⁻⁶	10.69 · 10 ⁻⁶

16293 B, and 12_{1,11}-11_{1,10} and 16_{1,16}-15_{1,15} transitions in IRAS2A. Most of the transitions in are both the substates. The comparison of frequencies shows that all these nine transitions belong to the 0⁺ substate.

Using the spectroscopic data (rotational and centrifugal distortion constants, and electric dipole moment), we have calculated energies of 120 rotational levels of each specie in each substate and the radiative transition probabilities (Einstein *A* and *B* coefficients) for radiative transitions between the levels by using the computer code ASROT [15]. The radiative transition probabilities in conjunction with scaled values of collisional rate coefficients are used for solving a set of 120 statistical equilibrium equations coupled with the equations of radiative transfer. Out of a large number of lines, we have considered the strongest emission and absorption lines. In each substate, three doublets, 1₁₀-1₁₁, 2₁₁-2₁₂, 3₁₂-3₁₃ are found to show anomalous absorption at high temperature and weak MASER action at low temperature. In each substate, nine transitions, 4₁₄-3₁₃, 5₁₅-4₁₄, 6₁₆-5₁₅, 3₀₃-2₀₂, 4₀₄-3₀₃, 5₀₅-4₀₄, 7₀₇-6₀₆, 8₀₈-7₀₇, 9₀₉-8₀₈ are found to show emission feature. The intensities of observed lines are found weaker than the lines discussed here. These lines, along with the observed ones, may play important role in the detection of cyanamide in a cosmic object.

2. *Model.* The model used here is the same as discussed by Sharma et al. [16-20]. In the Large Velocity Gradient (LVG) analysis, a set of statistical

equilibrium equations coupled with the equations of radiative transfer is written as the following.

$$n_i \sum_{\substack{j=1 \\ j \neq i}}^{120} P_{ij} = \sum_{\substack{j=1 \\ j \neq i}}^{120} n_j P_{ji} \quad i = 1, 2, \dots, 120 \quad (1)$$

where n denotes the population density of energy level and the parameter P is as the following.

(i) For a radiatively allowed transition

$$P_{ij} = \begin{cases} (A_{ij} + B_{ij} I_{v,bg}) \beta_{ij} + n_{H_2} C_{ij} & i > j \\ B_{ij} I_{v,bg} \beta_{ij} + n_{H_2} C_{ij} & i < j \end{cases}$$

(ii) For a radiatively forbidden transition

$$P_{ij} = n_{H_2} C_{ij}.$$

Here, A and B are the Einstein coefficients, C the rate coefficient for collisional transition and n_{H_2} the density of molecular hydrogen. The escape probability β for the transition is

$$\beta_{lu} = \beta_{ul} = \frac{1 - \exp(-\tau_v)}{\tau_v},$$

where optical depth τ_v is expressed as

$$\tau_v = \frac{hc}{4\pi(d v_r/dr)} [B_{lu} n_l - B_{ul} n_u],$$

where $(d v_r/dr)$ denotes the velocity gradient in the region. This is non-linear set of equations.

The external radiation field impinging on the volume element, generating the lines, is the cosmic microwave background (CMB) only, which corresponds to the background temperature $T_{bg} = 2.73$ K. The parameter γ is expressed as $\gamma = n_{mol}/(d v_r/dr)$. Here, n_{mol} is the density of the species of cyanamide and $(d v_r/dr)$ the velocity gradient in the object. Equation (1) is a set of homogeneous equations which does not have unique solution. In order to make the set of equations inhomogeneous, the last statistical equilibrium equation is replaced by the following equation, showing conservation.

$$\sum_{i=1}^{120} n_i = n_{mol}.$$

Using the values of radiative and collisional transition probabilities, each set of non-linear equations is solved through iterative procedure where the initial population densities of levels are taken as the thermal populations, corresponding to the kinetic temperature.

2.1. Radiative transitions in cyanamide. In each substate, the electric dipole moment is along *a*-axis of inertia. The radiative transitions are governed by the selection rules:

$$\begin{aligned} J : \quad & \Delta J = 0, \pm 1 \\ k_a, k_c : \quad & \text{even, even} \leftrightarrow \text{even, odd} \\ k_a, k_c : \quad & \text{odd, even} \leftrightarrow \text{odd, odd}. \end{aligned}$$

For 120 rotational levels, for each specie in each substate, the 0^+ substate has 309 ortho and 310 para transitions whereas in the 0^- substate, there are 308 ortho and 309 para transitions. For the given values of rotational and centrifugal distortion constants, and electric dipole moment, we have calculated energies of 120 rotational levels and line strengths for radiative transitions between the levels with the help of the software ASROT [15].

For a radiative transition from upper level u to lower level l , the line-strength S_{ul} ($= S_{lu}$) is related to the Einstein *A*-coefficient, A_{ul} , as

$$A_{ul} = \frac{64\pi^4 v_{ul}^3 \mu_1^2}{3 g_u h c^3} S_{ul},$$

where g_u ($= 2J_u + 1$) is the statistical weight of upper level with rotational quantum number J_u , μ_1 is component of electric dipole moment and v_{ul} the frequency of transition. The Einstein *A* and *B* coefficients are related through the relations:

$$A_{ul} = \frac{8\pi h v^3}{c^3} B_{ul} \quad \text{and} \quad B_{lu} = \frac{g_u}{g_l} B_{ul},$$

where g_l denotes the statistical weights for the lower level.

2.2. Collisional transitions. Though the collisional transitions, contrary to the radiative transitions, between the rotational levels do not follow any selection rules, the calculation of collisional rate coefficients for the transitions is a difficult task [21-23]. The collisional rate coefficients for cyanamide are not available, therefore, they are estimated following the procedure discussed by Sharma et al. [16,17,19,20,24].

$$C(J'_{k'_a, k'_c} \rightarrow J_{k_a, k_c}) = \frac{10^{-11}}{2J'+1} \sqrt{\frac{T}{30}}.$$

This expression is equivalent to the cross section times the relative velocity of collision partner, which is generally taken as the molecular hydrogen H_2 , whose abundance is the largest in a molecular region. These collisional rate coefficients are such that they do not generate any anomalous phenomenon from their own.

3. Results and discussion. In order to consider a large number of cosmic objects, where the cyanamide may be found, the calculations are done for wide

ranges of physical quantities. The molecular hydrogen density n_{H_2} is taken from 10^2 to 10^6 cm^{-3} ; the kinetic temperatures T are 20, 40, 60, 80, 100 K. However, in figures we have given the values for 40 and 100 K. Two values of $\gamma [= n_{mol} / (d v_r / dr)]$ are taken as 10^{-5} and $10^{-6} \text{ cm}^{-3} (\text{km/s})^{-1} \text{ pc}$. Here, n_{mol} is the density of the species of NH_2CN and $(d v_r / dr)$ the velocity-gradient in the region.

In Fig.1, we have plotted brightness temperature versus hydrogen density for two temperatures, 40 and 100 K (written on the top) for six para transitions (written on the left) in 0^+ substate. Fig.2, is the same as Fig.1, but for six ortho transitions in 0^+ substate. Fig.3 and 4 are for ortho and para transitions, respectively, in the 0^- substate. The kinks in the plots are due to numerical instabilities. Interesting to note that Fig.1 and 3 are very similar whereas Fig.2 and 4 are very similar.

Three doublets, $1_{10}-1_{11}$, $2_{11}-2_{12}$, $3_{12}-3_{13}$ in each substate are found to show anomalous absorption at high temperature and weak MASER action at low temperature. The transition $1_{10}-1_{11}$, in particular, may be utilized as a probe for the search of molecule. In each substate, nine transitions, $4_{14}-3_{13}$, $5_{15}-4_{14}$, $6_{16}-5_{15}$,

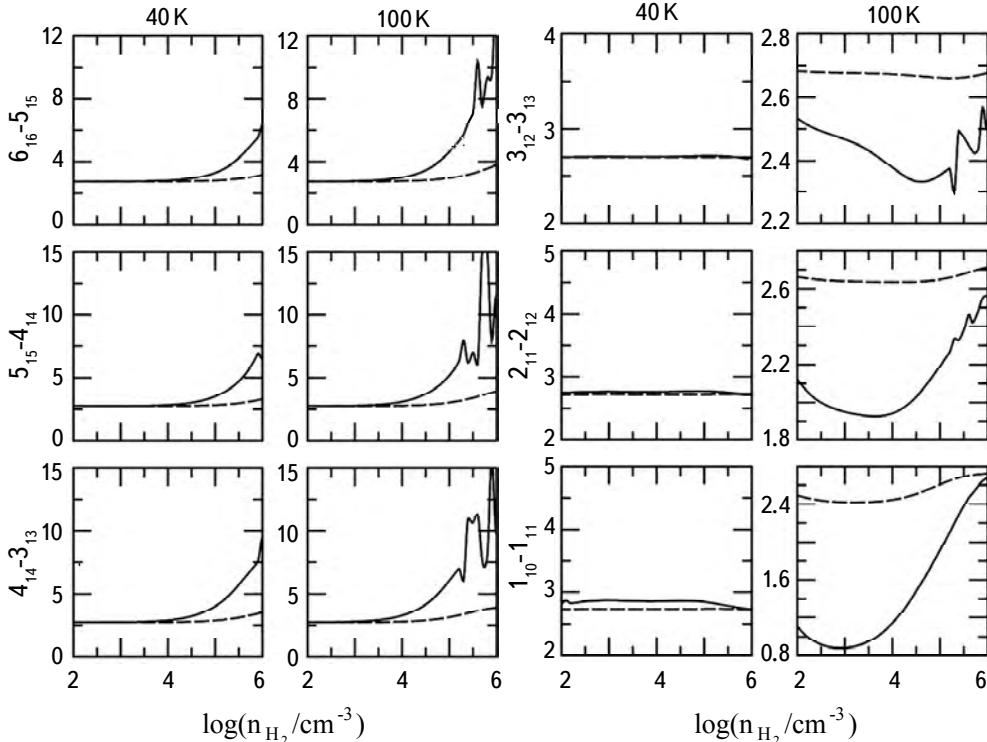


Fig.1. Variation of brightness temperatures T_B (K) versus molecular hydrogen density n_{H_2} for kinetic temperatures 40 and 100 K (written at the top) for six para transitions (written on the left) in 0^+ substate of NH_2CN . Solid line is for $\gamma = 10^{-5} \text{ cm}^{-3} (\text{km/s})^{-1} \text{ pc}$, and dotted line for $\gamma = 10^{-6} \text{ cm}^{-3} (\text{km/s})^{-1} \text{ pc}$.

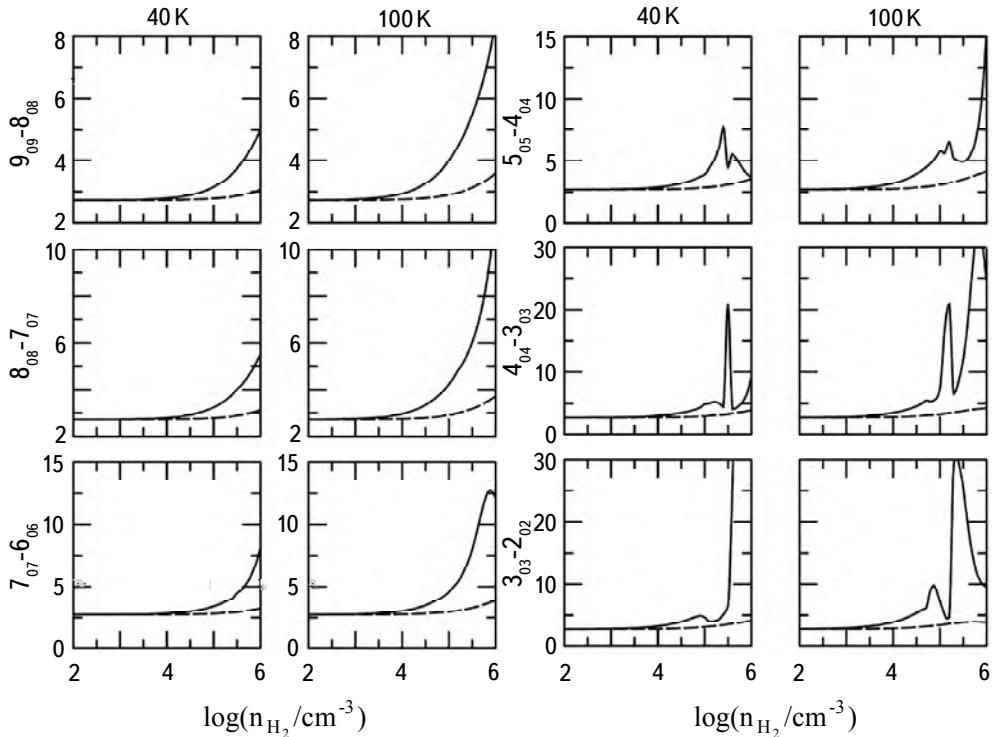


Fig.2. Same as for Fig.1, but for six ortho transitions (written on the left) in 0⁺ substate of NH₂CN.

Table 2

FREQUENCY, EINSTEIN A-COEFFICIENT, ENERGY OF UPPER LEVEL, RADIATIVE LIFE-TIMES OF UPPER AND LOWER LEVELS FOR TRANSITIONS IN 0⁺ SUBSTATE OF NH₂CN

Transition	v (MHz)	A_{ul} (s ⁻¹)	E_u (cm ⁻¹)	t_u (s)	t_l (s)
1 ₁₀ -1 ₁₁	263.096	$1.914 \cdot 10^{-12}$	10.7409	$5.22 \cdot 10^{11}$	∞
2 ₁₁ -2 ₁₂	789.280	$1.723 \cdot 10^{-11}$	12.0827	$2.43 \cdot 10^5$	$2.53 \cdot 10^5$
3 ₁₂ -3 ₁₃	1578.540	$6.891 \cdot 10^{-11}$	14.0954	$5.67 \cdot 10^4$	$5.90 \cdot 10^4$
4 ₁₄ -3 ₁₃	79455.036	$4.394 \cdot 10^{-5}$	16.6913	$2.28 \cdot 10^4$	$5.90 \cdot 10^4$
5 ₁₅ -4 ₁₄	99317.825	$8.988 \cdot 10^{-5}$	20.0019	$1.11 \cdot 10^4$	$2.28 \cdot 10^4$
6 ₁₆ -5 ₁₅	119179.967	$1.597 \cdot 10^{-4}$	23.9745	$6.26 \cdot 10^3$	$1.11 \cdot 10^4$
3 ₀₃ -2 ₀₂	59988.159	$1.945 \cdot 10^{-5}$	3.9992	$5.14 \cdot 10^4$	$1.86 \cdot 10^5$
4 ₀₄ -3 ₀₃	79982.990	$4.781 \cdot 10^{-5}$	6.6652	$2.09 \cdot 10^4$	$5.14 \cdot 10^4$
5 ₀₅ -4 ₀₄	99976.775	$9.550 \cdot 10^{-5}$	9.9979	$1.05 \cdot 10^4$	$2.09 \cdot 10^4$
7 ₀₇ -6 ₀₆	139960.159	$2.690 \cdot 10^{-4}$	18.6622	$3.72 \cdot 10^3$	$5.97 \cdot 10^3$
8 ₀₈ -7 ₀₇	159960.235	$4.049 \cdot 10^{-4}$	23.9939	$2.47 \cdot 10^3$	$3.72 \cdot 10^3$
9 ₀₉ -8 ₀₈	179936.219	$5.802 \cdot 10^{-4}$	29.9917	$1.72 \cdot 10^3$	$2.47 \cdot 10^3$

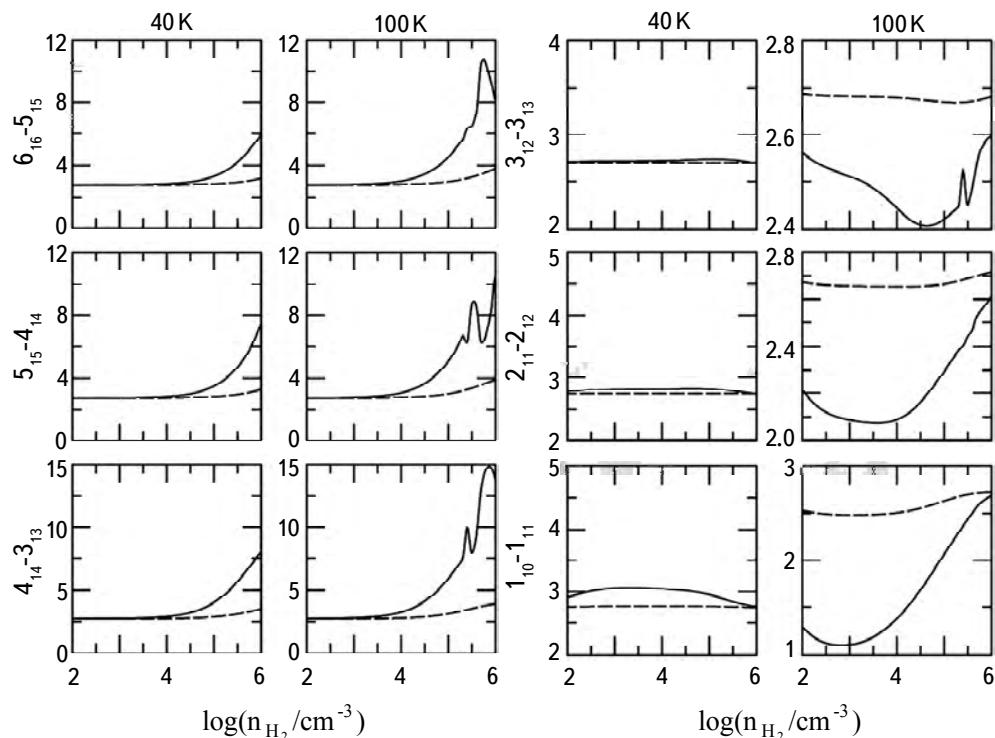
Fig.3. Same as for Fig.1, but for six ortho transitions (written on the left) in 0^- substate of NH_2CN .

Table 3

FREQUENCY, EINSTEIN A-COEFFICIENT, ENERGY OF UPPER
LEVEL, RADIATIVE LIFE-TIMES OF UPPER AND LOWER LEVELS
FOR TRANSITIONS IN 0^- SUBSTATE OF NH_2CN

Transition	ν (MHz)	A_{ul} (s^{-1})	E_u (cm^{-1})	t_u (s)	t_l (s)
$1_{10}-1_{11}$	246.729	$1.571 \cdot 10^{-12}$	10.4846	$6.37 \cdot 10^{11}$	∞
$2_{11}-2_{12}$	740.182	$1.414 \cdot 10^{-11}$	11.8247	$2.45 \cdot 10^5$	$2.54 \cdot 10^5$
$3_{12}-3_{13}$	1480.346	$5.657 \cdot 10^{-11}$	13.8348	$5.72 \cdot 10^4$	$5.93 \cdot 10^4$
$4_{14}-3_{13}$	79416.727	$4.367 \cdot 10^{-5}$	16.4327	$2.29 \cdot 10^4$	$5.93 \cdot 10^4$
$5_{15}-4_{14}$	99269.960	$8.933 \cdot 10^{-5}$	19.7417	$1.12 \cdot 10^4$	$2.29 \cdot 10^4$
$6_{16}-5_{15}$	119122.561	$1.587 \cdot 10^{-4}$	23.7124	$6.30 \cdot 10^3$	$1.12 \cdot 10^4$
$3_{03}-2_{02}$	59934.703	$1.931 \cdot 10^{-5}$	3.9957	$5.18 \cdot 10^4$	$1.87 \cdot 10^5$
$4_{04}-3_{03}$	79911.791	$4.746 \cdot 10^{-5}$	6.6584	$2.11 \cdot 10^4$	$5.18 \cdot 10^4$
$5_{05}-4_{04}$	99887.896	$9.480 \cdot 10^{-5}$	9.9890	$1.05 \cdot 10^4$	$2.11 \cdot 10^4$
$7_{07}-6_{06}$	139836.173	$2.670 \cdot 10^{-4}$	18.6456	$3.75 \cdot 10^3$	$6.01 \cdot 10^3$
$8_{08}-7_{07}$	159807.855	$4.019 \cdot 10^{-4}$	23.9726	$2.49 \cdot 10^3$	$3.75 \cdot 10^3$
$9_{09}-8_{08}$	179777.572	$5.759 \cdot 10^{-4}$	29.9651	$1.74 \cdot 10^3$	$2.49 \cdot 10^3$

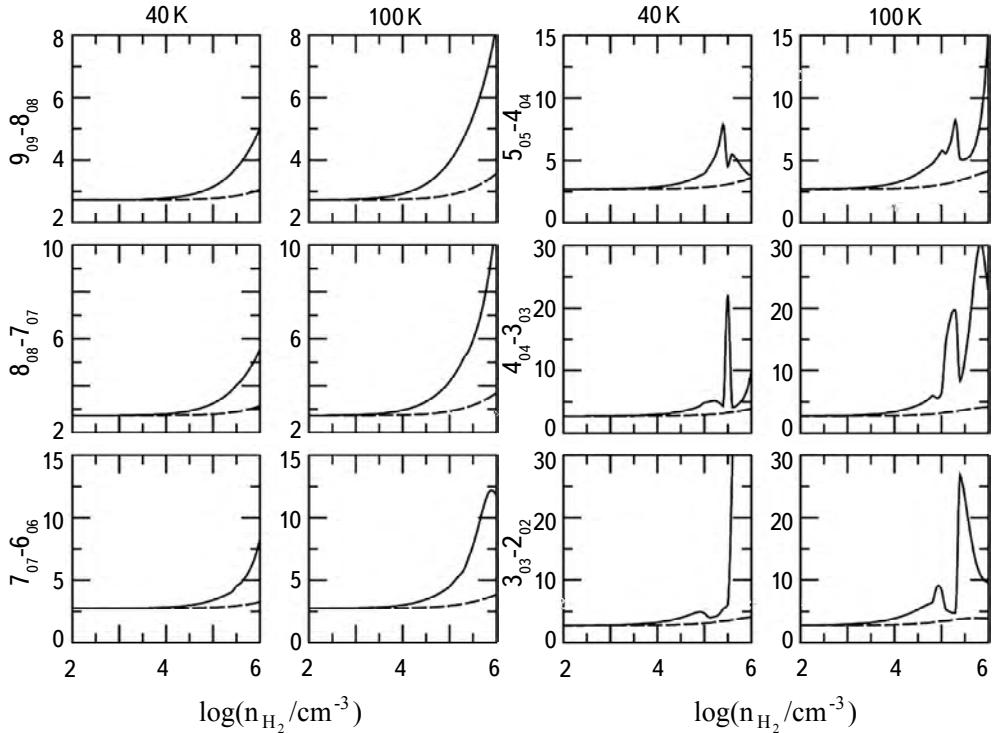


Fig.4. Same as for Fig.1, but for six para transitions (written on the left) in 0^- substate of NH_2CN .

$3_{03}-2_{02}$, $4_{04}-3_{03}$, $5_{05}-4_{04}$, $7_{07}-6_{06}$, $8_{08}-7_{07}$, $9_{09}-8_{08}$ are found to show emission feature. The intensity of a transition is found to increase with the increase of density and kinetic temperature. Parameters for these transitions are given in Tables 2 and 3 for 0^+ and 0^- substate, respectively. For all 24 transitions, the life time of lower level is found larger than that of the upper level. Still finding MASER action is interesting feature.

All nine observed lines, $17_{0.17}-16_{0.16}$, $17_{2.15}-16_{2.14}$, $18_{1.18}-17_{1.17}$, $18_{2.16}-17_{2.15}$, $18_{3.16}-17_{3.15}$, $18_{3.15}-17_{3.14}$, $18_{1.17}-17_{1.16}$, $12_{1.11}-11_{1.10}$ and $16_{1.16}-15_{1.15}$ in 0^+ substate are found to have weaker intensity as compared to those discussed above. Besides the observed lines, the lines discussed here may play important role in the detection of cyanamide in a cosmic object.

4. Conclusions. The LVG analysis carried out for 0^+ and 0^- substates of NH_2CN has found 12 additional transitions, $1_{10}-1_{11}$, $2_{11}-2_{12}$, $3_{12}-3_{13}$, $5_{15}-4_{14}$, $6_{16}-5_{15}$, $3_{03}-2_{02}$, $4_{04}-3_{03}$, $5_{05}-4_{04}$, $7_{07}-6_{06}$, $8_{08}-7_{07}$, $9_{09}-8_{08}$ transitions, for each state, which may help in the identification of cyanamide in a cosmic object.

Acknowledgements. The author is grateful to learned Reviewer for encouraging and constructive comments. He is also grateful to Hon'ble Dr. Ashok

K.Chauhan, Founder President, and Honorable Dr. Atul Chauhan, Chancellor, Prof. Dr. Balvinder Shukla, Vice Chancellor, Amity University for valuable support and encouragements. He is thankful to the SERB, Department of Science & Technology, New Delhi for awarding the NPDF.

Amity Center for Astronomy & Astrophysics, Amity Institute of Applied Sciences, Amity University, Noida 201313, India
e-mail: mohitkumarsharma32@yahoo.in mksharma4@amity.edu

ЦИАНАМИД (NH_2CN) В МЕЖЗВЕЗДНОЙ СРЕДЕ: ВОЗМОЖНЫЕ СПЕКТРАЛЬНЫЕ ЛИНИИ

М.К.ШАРМА

Цианамид (NH_2CN) имеет пирамидальную структуру равновесия с двумя подсостояниями, обозначенными 0^+ и 0^- . Для каждого состояния NH_2CN , зная константы вращательного и центробежного дисторсий в сочетании с электрическим дипольным моментом, вычислены энергии вращательных уровней и вероятности радиационных переходов между уровнями. Используя вероятности радиационных переходов в сочетании с масштабированными значениями коэффициентов скорости для столкновительных переходов между уровнями, выполнен LVG анализ для каждого подсостояния. Для каждого подсостояния мы обнаружили аномальное поглощение в трех дублетах при высокой температуре и слабый мазерный эффект при низкой температуре.

Мы также обнаружили особенности излучения в девяти переходах в каждом подсостоянии. Эти переходы, наряду с наблюдаемыми, могут играть важную роль для идентификации NH_2CN в астрофизических объектах.

Ключевые слова *ISM: молекулы, NH_2CN : A-коэффициенты Эйнштейна: перенос излучения*

REFERENCES

1. *M.L.Kilpatrick*, J. Am. Chem. Soc., **69**, 40, 1947.
2. *J.K.Tyler, J.Sheridan, C.C.Costain*, J. Mol. Spectrosc., **43**, 248, 1972.
3. *R.D.Brown, P.D.Godfrey, B.K.Nomer*, J. Mol. Spectrosc., **114**, 257, 1985.
4. *W.G.Read, E.A.Cohen, H.M.Pickett*, Mol. Spectr., **115**, 316, 1986.
5. *M.Birk, M.Winnewisser, E.A.Cohen*, J. Mol. Spectrosc., **159**, 69, 1993.
6. *A.Krasnicki, Z.Kisiel, W.Jabs et al.*, J. Mol. Spectrosc., **267**, 144, 2011.
7. *Z.Kisiel, A.Krasnicki, W.Jabs et al.*, J. Phys. Chem. A, **117**, 9889, 2013.
8. *A.Coutens, E.R.Willis, R.T.Garrod et al.*, Astron. Astrophys., **612**, A107, 2018.
9. *A.Coutens, O.Zakharenko, F.Lewen et al.*, Astron. Astrophys., **623**, A93, 2019.
10. *S.Martn, R.Mauersberger, J.Martn-Pintado et al.*, Astrophys. J. Suppl., **164**, 450, 2006.
11. *R.Aladro, S.Martn, J.Martn-Pintado et al.*, Astron. Astrophys., **535**, A84, 2011.
12. *B.E.Turner, H.S.Liszt, N.Kaifu et al.*, Astrophys. J., **201**, L149, 1975.
13. *G.J.White, M.Araki, J.S.Greaves et al.*, Astron. Astrophys., **407**, 589, 2003.
14. *A.Palau, C.Walsh, A.Snchez-Monge et al.*, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **467**, 2723, 2017.
15. *Z.Kisiel, J.Demaison et al.*, (Eds.), Spectroscopy from Space, Kluwer, Dordrecht, 91, 2001.
16. *M.K.Sharma, M.Sharma, S.Chandra*, Astrophys. Space Sci., **362**, 168, 2017.
17. *M.K.Sharma, M.Sharma, S.Chandra*, Astrophys. Space Sci., **363**, 94, 2018a.
18. *M.K.Sharma*, J. Mol. Spectrosc., **15**, 1, 2019.
19. *M.K.Sharma, M.Sharma, S.Chandra*, Mol. Astrophys., **12**, 20, 2018b.
20. *M.K.Sharma*, Astron. Astrophys., **40**, 10, 2019.
21. *M.Sharma, M.K.Sharma, U.P.Verma et al.*, Adv. Space Res., **54**, 252, 2014a.
22. *M.K.Sharma, M.Sharma, U.P.Verma et al.*, Adv. Space Res., **54**, 1963, 2014b.
23. *M.K.Sharma, M.Sharma, U.P.Verma et al.*, Adv. Space Res., **55**, 434, 2015.
24. *M.K.Sharma*, J. Phys., **49**, 543, 2019.

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 64

ФЕВРАЛЬ, 2021

ВЫПУСК 1

SOBOLEV LVG ANALYSIS OF PREBIOTIC MOLECULE FORMAMIDE (NH_2CHO) FOUND IN THE ISM

M.K.SHARMA¹, V.D.MAMPATTA¹, M.SHARMA², S.CHANDRA¹

Received 16 May 2019

Accepted 23 December 2020

Using known values of rotational and centrifugal distortion constants in conjunction with electric dipole moment of NH_2CHO , we have calculated energies of rotational levels in the ground vibrational state, and the probabilities for radiative transitions between the levels. The radiative transition probabilities in conjunction with the scaled values of collisional rate coefficients are used in the Sobolev LVG analysis of NH_2CHO . There are some strong lines. For ortho- NH_2CHO , we have found one transition $1_{10}-1_{11}$ showing anomalous absorption and five transitions $6_{15}-5_{14}$, $7_{15}-6_{16}$, $7_{16}-6_{15}$, $8_{18}-7_{17}$, $8_{17}-7_{16}$ showing emission feature. For para- NH_2CHO , six emission transitions $5_{05}-4_{04}$, $6_{06}-5_{05}$, $7_{07}-6_{06}$, $8_{08}-7_{07}$, $9_{09}-8_{08}$, $10_{0,10}-9_{09}$ are found. Out of these 12 transitions, three transitions, $1_{10}-1_{11}$, $5_{05}-4_{04}$, and $8_{08}-7_{07}$, are already found in the ISM. Other relatively weaker lines are also found in the ISM. In addition to the observed lines, 9 transitions may play important role in the identification of NH_2CHO in a cosmic object.

Keywords: *ISM: molecules: NH_2CHO : Einstein A coefficients: radiative transfer*

1. Introduction. Formamide is a characteristic hot core molecule which is quite ubiquitous in the interstellar medium (ISM). In the ISM, the most abundant triatomic inorganic molecule is the H_2O and the organic molecule is the HCN. Combination of these two molecules gives the formamide (NH_2CHO).



Hence, we may say that the NH_2CHO is quite abundant in the ISM. The formamide plays a vital role in the prebiotic chemistry because it not only has amide linkage within it but also has four out of six elements (carbon, nitrogen, hydrogen, oxygen) which are common in all life forms [1]. Formamide also acts as a multifunctional prebiotic cursor because of its capability to produce a panel of low molecular weight compounds upon partial degradation, which later acts as intermediates for the synthesis of bio-molecules (nucleic acids) and thereby increasing the network of possible transformations [2]. Formamide may be considered as the origin point for the prebiotic synthesis of both metabolic and genetic species like amino acids, nucleic acid bases, sugars, and carboxylic acids.

For a colossal period of time, the prebiotic importance of formamide was hampered to the synthesis of adenine alone [3,4]. Gentle heating of NH_2CHO at 160°C in the presence of catalytic amounts of alumina (Al_2O_3), calcium

carbonate (CaCO_3), silica (SiO_2), and zeolite (Y type) yielded cytosine and 4(3H)-pyrimidinone, alongside adenine and purine [5]. Thymine and adenine were produced from NH_2CHO in the presence of titanium dioxide (TiO_2) [6]. Uracil, cytosine, adenine and hypoxanthine were obtained by the thermal condensation of NH_2CHO in the presence of clays of the montmorillonite family [7]. Adenine, cytosine and uracil were obtained by warming NH_2CHO in the presence of mineral phosphates [8,9]. The guanine is also synthesized from NH_2CHO by a combined UV-irradiation/thermal condensation process in the presence of phosphate minerals [10]. Irradiation (UV light) of NH_2CHO on the surface of a TiO_2 (001) single crystal at low temperature in ultra-high vacuum conditions showed the formation of all five nucleic bases [11]. The isocytosine, cytosine, adenine and uracil are synthesized from NH_2CHO and borate minerals [12]. Finally, in interstellar conditions, uracil, isocytosine and adenine are synthesized by heat driven condensation of NH_2CHO in the presence of Murchison material (meteorite) [13]. The peptide bond, $-\text{C}(=\text{O})\text{NH}-$ plays an important role in holding together chains of amino acids. A recent study [14] states that out of all possible simplest interstellar molecules having a peptide bond, formamide is having more stability energy wise.

It is a planar molecule with electric dipole moment having components $\mu_a = 2.7$ Debye and $\mu_b = 0.85$ Debye [23], showing that *a*-type transitions are much stronger than the *b*-types. Therefore, in the present investigation, we have considered *a*-type transitions.

In the ISM, the first detection of formamide was made by Rubin et al. [16] through the transition $2_{11} \rightarrow 2_{12}$ towards the direction of Sgr B2. Then, Gottlieb et al. [17] found formamide towards Sgr A through its transition $1_{11}-1_{10}$. Other *a*-type transitions of formamide found in the ISM are, $4_{13}-3_{12}$, $5_{15}-4_{14}$, $5_{14}-4_{13}$, $5_{05}-4_{04}$, $5_{32}-4_{31}$, $7_{34}-6_{33}$, $8_{35}-7_{34}$, $10_{19}-9_{18}$, $12_{58}-11_{57}$, $4_{04}-3_{03}$, $4_{22}-3_{21}$, $5_{23}-4_{22}$, $7_{25}-6_{24}$, $7_{26}-6_{25}$, $7_{44}-6_{43}$, $8_{08}-7_{07}$, $10_{29}-9_{28}$, $11_{29}-10_{28}$, $11_{2,10}-10_{29}$ [18,19]. Though the μ_b is very small, the *b*-type transitions, $16_{3,14}-16_{2,15}$, $8_{27}-7_{16}$, $17_{3,15}-17_{2,16}$, $34_{3,31}-34_{2,32}$, $18_{3,16}-18_{2,17}$, $28_{4,24}-28_{3,25}$, $19_{3,17}-19_{2,18}$, $20_{3,18}-20_{2,19}$, $20_{1,19}-19_{2,18}$ are found by Coutens et al. [20].

Because of its importance, the NH_2CHO has been studied in terrestrial laboratories from time to time [15,21-23]. In the present investigation, we have used the rotational and centrifugal distortion constants of Motiyenko et al. [23] derived in the S-reductions of Watson Hamiltonian in I^r representation, given in Table 1 (column 2). They have also derived the constants in A-reduction. We have also optimized the formamide with the help of the software GAUSSIAN 2009, where we have used B3LYP method, and aug-cc-pVDZ and aug-cc-pVTZ basis sets. The rotational and centrifugal distortion constants thus obtained, are given in columns 3 and 4 of Table 1. The coordinates of the constituent atoms of NH_2CHO are given in Table 2.

Table 1

 ROTATIONAL AND CENTRIFUGAL DISTORTION CONSTANTS OF
 NH_2CHO IN MHz

Constant	Experiment	aug-cc-pVDZ	aug-cc-pVTZ
A	72716.89840 (19)	68917.7431	69897.7677
B	11373.509642 (28)	11792.3951	11827.5278
C	9833.952804 (27)	10069.4321	10115.8128
$D_J \cdot 10^3$	7.761879 (23)	8.660732	8.758405
$D_{JK} \cdot 10^3$	-67.83261 (43)	-4.090403	2.360077
$D_K \cdot 10^3$	1400.6906 (38)	1710.978520	1822.174884
$d_1 \cdot 10^3$	1.5757698 (38)	-1.653967	-1.640637
$d_2 \cdot 10^3$	0.1116821 (18)	-0.167524	-0.172708
$H_J \cdot 10^9$	9.3375 (57)	1.640266469	1.530744346
$H_{JK} \cdot 10^6$	-0.19637 (18)	-7.078574333	-7.099341329
$H_{KJ} \cdot 10^6$	-5.7948 (20)	114.5500560	127.7877675
$H_K \cdot 10^6$	80.679 (48)	-0.3172925461	-0.3319796552
$h_1 \cdot 10^9$	4.5512 (18)	4.080127967	4.125254139
$h_2 \cdot 10^9$	0.8207 (16)	0.9139578507	0.9532567955
$h_3 \cdot 10^9$	0.17663 (30)	0.2675426213	0.2783410987
$L_{JK} \cdot 10^9$	-0.01208 (49)		
$L_{KKJ} \cdot 10^9$	0.4272 (29)		
$L_K \cdot 10^9$	-5.41 (16)		
$l_2 \cdot 10^{12}$	-0.01296 (26)		

Table 2

STRUCTURE OF NH_2CHO MOLECULE

Atom	Coordinates (\AA)		
	x	y	z
N	0.000000	0.533591	0.000000
H	-1.827698	0.131735	0.000000
H	1.994731	0.641477	0.000000
C	1.138419	-0.018162	0.000000
H	1.271245	-1.096833	0.000000
O	-1.033599	-0.412817	0.000000

Owing to the pair of hydrogen atoms, the rotational levels are classified into two distinct groups: ortho species having odd values of k_a and para species having even values of k_a . For known values of rotational and centrifugal distortion constants in conjunction with electric dipole moment μ_a of NH_2CHO , we have calculated energies of rotational levels, and the probabilities for radiative transitions between the levels. The radiative transition probabilities in conjunction with the scaled values of collisional rate coefficients are used in the Sobolev Large Velocity

Gradient (LVG) analysis of NH_2CHO . Among the strongest transitions, for ortho- NH_2CHO , we have found one transition showing anomalous absorption and five transitions showing emission feature, whereas for the para- NH_2CHO , six emission transitions are found. Out of these transitions, 3 are already found in the ISM. In addition to the observed lines, 9 transitions may play important role in the identification of NH_2CHO in a cosmic object.

2. Radiative transitions. The a -type radiative transitions between rotational levels are governed through the selection rules:

$$\begin{aligned} J : \quad & \Delta J = 0, \pm 1 \\ k_a, k_c : \quad & \text{odd, even} \leftrightarrow \text{odd, odd} \quad (\text{ortho transition}) \\ & \text{even, even} \leftrightarrow \text{even, odd} \quad (\text{para transition}). \end{aligned}$$

For each of the ortho and para species, we have considered 120 rotational levels. For ortho species, the levels are up to 173 cm^{-1} connected through 440 radiative transitions, whereas for the para species, the levels are up to 171 cm^{-1} connected through 446 radiative transitions. Using the experimental values of rotational and centrifugal distortion constants, and electric dipole moment μ_a , the energies of levels and radiative transition probabilities are calculated with the help of the software ASROT [24].

3. Collisional transitions. Besides the radiative transitions, the levels are connected through the collisional transitions. Though the collisional transitions do not follow any selection rules, the calculation of collisional rate coefficients is a difficult task [25-27]. Hence, we have used some scaled values of collisional rate coefficients. These values are calculated using the method discussed by Sharma et al. [28-30]. The background temperature of the cosmic microwave background is $T_{bg} = 2.73 \text{ K}$. The LVG analysis is carried out in accordance with the procedure discussed by Sharma et al. [28-30].

4. Model. In the Large Velocity Gradient (LVG) analysis, a set of statistical equilibrium equations coupled with the equations of radiative transfer is written as the following.

$$n_i \sum_{\substack{j=1 \\ j \neq i}}^{120} P_{ij} = \sum_{\substack{j=1 \\ j \neq i}}^{120} n_j P_{ji} \quad i = 1, 2, \dots, 120 \quad (2)$$

where n denotes the population density of energy level and the parameter P is as the following.

(i) For a radiatively allowed transition

$$P_{ij} = \begin{cases} (A_{ij} + B_{ij} I_{v,bg}) \beta_{ij} + n_{H_2} C_{ij} & i > j \\ B_{ij} I_{v,bg} \beta_{ij} + n_{H_2} C_{ij} & i < j \end{cases}$$

(ii) For a radiatively forbidden transition

$$P_{ij} = n_{H_2} C_{ij} .$$

Here, A and B are the Einstein coefficients, C the rate coefficient for collisional transition and n_{H_2} the density of molecular hydrogen. The escape probability β for the transition is

$$\beta_{lu} = \beta_{ul} = \frac{1 - \exp(-\tau_v)}{\tau_v},$$

where optical depth τ_v is expressed as

$$\tau_v = \frac{hc}{4\pi(dv_r/dr)} [B_{lu}n_l - B_{ul}n_u],$$

where (dv_r/dr) denotes the velocity gradient in the region. This is non-linear set of equations.

The external radiation field impinging on the volume element, generating the lines, is the cosmic microwave background (CMB) only, which corresponds to the background temperature $T_{bg} = 2.73$ K. The parameter γ is expressed as

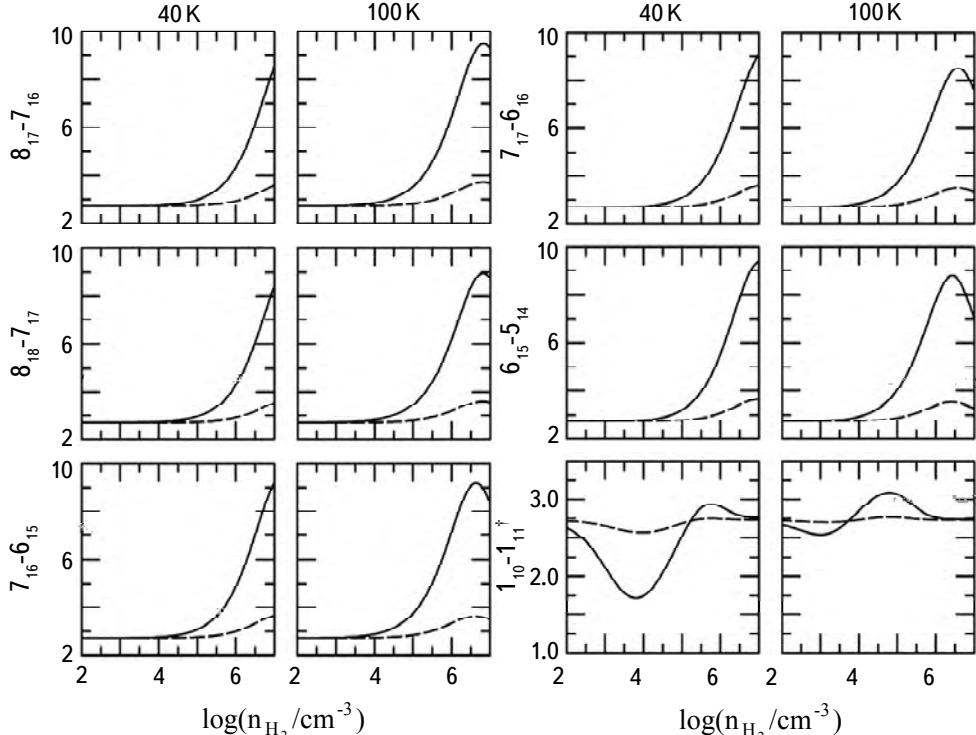


Fig.1. Variation of brightness temperatures T_B (K) versus molecular hydrogen density n_{H_2} for kinetic temperatures 40 and 100 K (written at the top) for six ortho transitions (written on the left) of NH_2CHO . Solid line is for $\gamma = 10^{-5} \text{ cm}^{-3} (\text{km/s})^{-1} \text{ pc}$, and dotted line for $\gamma = 10^{-6} \text{ cm}^{-3} (\text{km/s})^{-1} \text{ pc}$. Observed line is denoted by †.

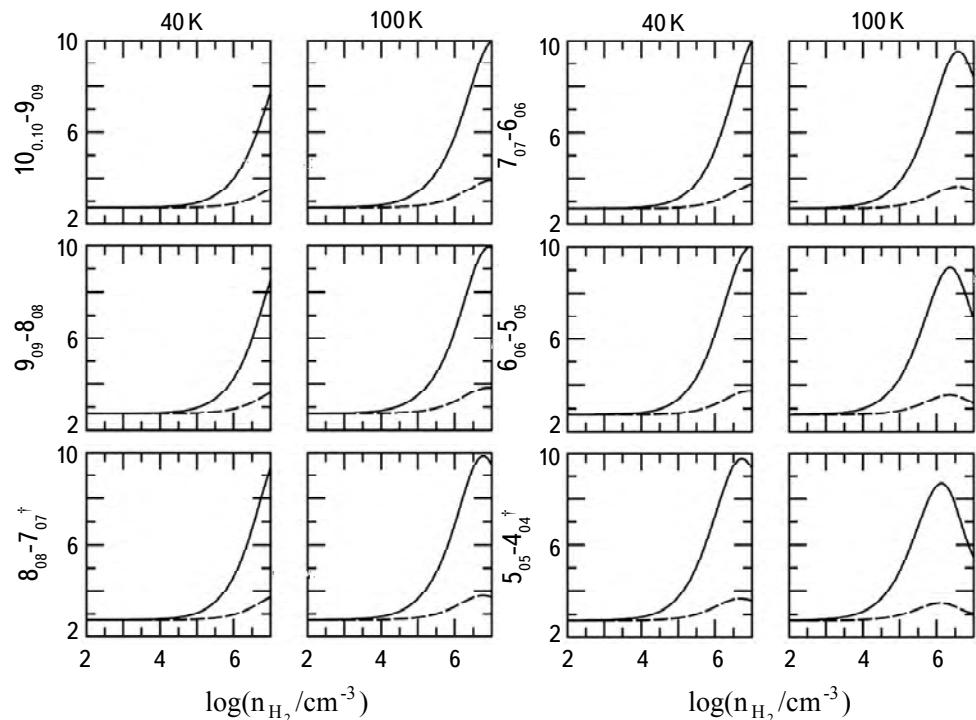


Fig.2. Same as Fig.1, but for six para transitions (written on the left) of NH_2CHO .

Table 3

FREQUENCY ν , EINSTEIN A -COEFFICIENT A_{ul} , ENERGY E_u OF
UPPER LEVEL, RADIATIVE LIFE-TIME t_u OF UPPER LEVEL AND
 t_l OF LOWER LEVEL FOR TRANSITION

Transition	ν (MHz)	A_{ul} (s^{-1})	E_u (cm^{-1})	t_u (s)	t_l (s)
$1_{10}-1_{11}$	1539.569	$2.768 \cdot 10^{-10}$	2.8029706114	$3.61 \cdot 10^9$	∞
$6_{15}-5_{14}$	131620.401	$1.552 \cdot 10^{-4}$	17.4394042223	$6.44 \cdot 10^3$	$1.14 \cdot 10^4$
$7_{17}-6_{16}$	142696.619	$2.014 \cdot 10^{-4}$	21.1190145030	$4.97 \cdot 10^3$	$8.01 \cdot 10^3$
$7_{16}-6_{15}$	153435.988	$2.504 \cdot 10^{-4}$	22.5539371688	$3.99 \cdot 10^3$	$6.44 \cdot 10^3$
$8_{1.8}-7_{1.7}$	162951.459	$3.039 \cdot 10^{-4}$	26.5507298012	$3.29 \cdot 10^3$	$4.97 \cdot 10^3$
$8_{1.7}-7_{1.6}$	175190.823	$3.776 \cdot 10^{-4}$	28.3936312768	$2.65 \cdot 10^3$	$3.99 \cdot 10^3$
$5_{05}-4_{04}$	105463.870	$8.081 \cdot 10^{-5}$	10.5702233953	$1.24 \cdot 10^4$	$2.46 \cdot 10^4$
$6_{06}-5_{05}$	126246.790	$1.407 \cdot 10^{-4}$	14.7784497182	$7.11 \cdot 10^3$	$1.24 \cdot 10^4$
$7_{0.7}-6_{0.6}$	146869.617	$2.239 \cdot 10^{-4}$	19.6741036029	$4.47 \cdot 10^3$	$7.11 \cdot 10^3$
$8_{0.8}-7_{0.7}$	167317.144	$3.336 \cdot 10^{-4}$	25.2513417429	$3.00 \cdot 10^3$	$4.47 \cdot 10^3$
$9_{0.9}-8_{0.8}$	187582.562	$4.730 \cdot 10^{-4}$	31.5040938197	$2.11 \cdot 10^3$	$3.00 \cdot 10^3$
$10_{0.10}-9_{0.9}$	207669.073	$6.449 \cdot 10^{-4}$	38.4263962419	$1.55 \cdot 10^3$	$2.11 \cdot 10^3$

$\gamma = n_{mol} / (d v_r / dr)$. Here, n_{mol} is the density of the species of formamide and $(d v_r / dr)$ the velocity gradient in the object. Equation (2) is a set of homogeneous equations which does not have unique solution. In order to make the set of equations inhomogeneous, the last statistical equilibrium equation is replaced by the following equation, showing conservation.

$$\sum_{i=1}^{120} n_i = n_{mol},$$

where n_{mol} is the density of NH_2CHO molecule in the region. Using the values of radiative and collisional transition probabilities, each set of non-linear equations is solved through iterative procedure where the initial population densities of levels are taken as the thermal populations, corresponding to the kinetic temperature.

5. Results and discussion. For each of the ortho and para species of formamide, we have considered a set of 120 rotational levels connected by radiative and collisional transitions. The LVG analysis is performed using wide range of physical parameters in order to include a large number of cosmic objects where formamide could be detected. The molecular hydrogen density n_{H_2} is taken from 10^2 to 10^7 cm^{-3} . The kinetic temperatures T are 20, 40, 60, 80 and 100 K. However, in figures we have given the values for 40 and 100 K. The values of $\gamma [= n_{mol} / (d v_r / dr)]$

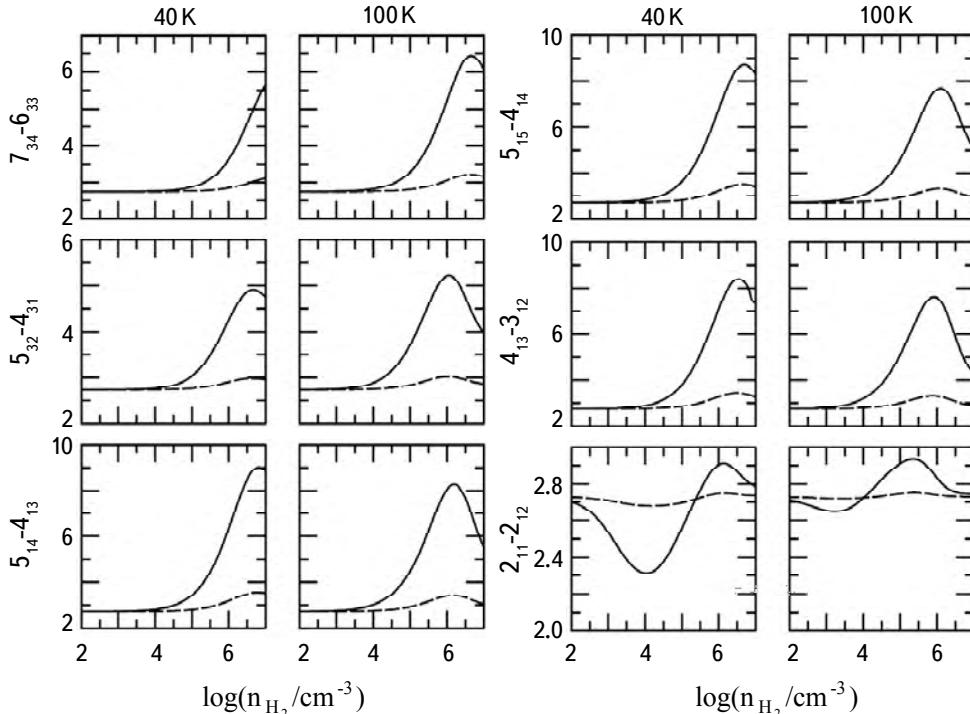


Fig.3. Same as Fig.1, but for six ortho observed transitions (written on the left) of NH_2CHO .

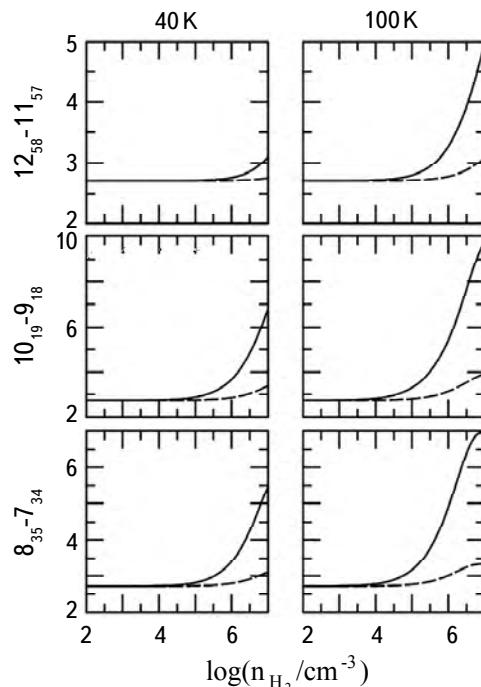


Fig.4. Same as Fig.1, but for three ortho observed transitions (written on the left) of NH_2CHO .

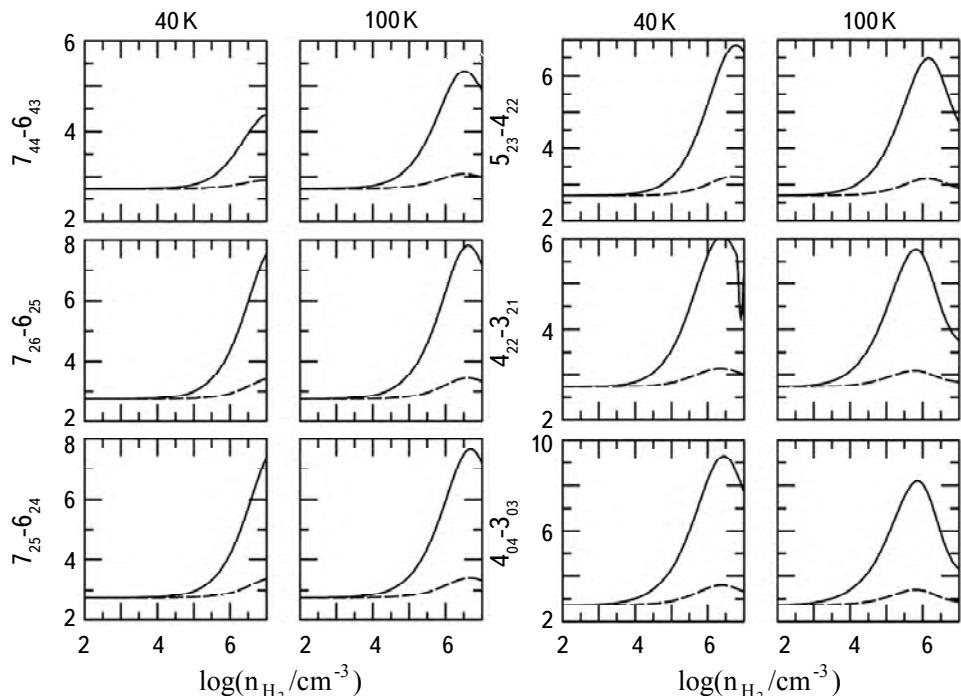


Fig.5. Same as Fig.1, but for six para observed transitions (written on the left) of NH_2CHO .

are taken as 10^{-5} and $10^{-6} \text{ cm}^{-3} (\text{km/s})^{-1} \text{ pc}$. Here, n_{mol} denotes the density of NH_2CHO and $d v_r/dr$ the velocity /background gradient in the region. The background corresponds to the temperature $T_{bg} = 2.73 \text{ K}$. A large number of lines are found to be produced. We have taken 6 strongest lines of each of the species.

Fig.1 shows the variations of brightness temperatures T_B (K) versus the density of molecular hydrogen n_{H_2} for the two kinetic temperatures 40 and 100 K (written on the top) for six ortho transitions, $1_{10}-1_{11}$, $6_{15}-5_{14}$, $7_{17}-6_{16}$, $7_{16}-6_{15}$, $8_{18}-7_{17}$, $8_{17}-7_{16}$ (written on the left). The transition $1_{10}-1_{11}$ has been found in the ISM and shows the anomalous absorption. The rest five transitions are found to show emission feature. Fig.2 is the same as Fig.1, but for six para transitions, $5_{05}-4_{04}$, $6_{06}-5_{05}$, $7_{07}-6_{06}$, $8_{08}-7_{07}$, $9_{09}-8_{08}$, $10_{0,10}-9_{09}$, showing emission feature. Out of them, two transitions, $5_{05}-4_{04}$ and $8_{08}-7_{07}$ are already found in the ISM. The details of these 12 transitions are given in Table 3. With the increase of kinetic temperature, for the absorption line $1_{10}-1_{11}$, the depth of the trough is found to decrease and shift towards a lower density. All emission lines are found to show a peak in intensity. The position of the peak is found to shift towards a lower density with the increase of kinetic temperature.

Other 18 observed *a*-type lines are found to have relatively weak intensity. Results for these lines are given in Fig.3-6. The transition $2_{11}-2_{12}$ is found to show

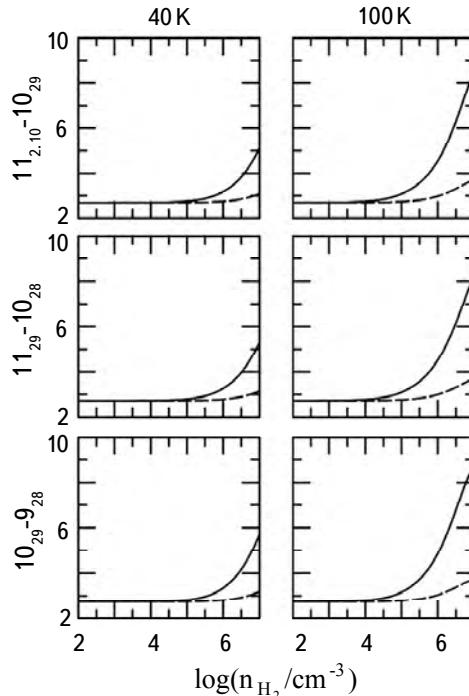


Fig.6. Same as Fig.1, but for three para observed transitions (written on the left) of NH_2CHO .

anomalous absorption whereas other 17 are found to show emission. In addition to 21 *a*-type observed lines, there are 9 strong lines which also may help in the identification of formamide in a cosmic object.

6. Conclusions. For each species, by solving a set of 120 statistical equilibrium equations coupled with the equations of radiative transfer, we find that there are 9 strong lines in addition to 21 observed *a*-type lines which may help in the detection of formamide in a cosmic object.

Acknowledgments. The author is grateful to learned Reviewers for encouraging and constructive comments. We are also grateful to Hon'ble Dr. Ashok K.Chauhan, Founder President, Hon'ble Dr. Atul Chauhan, Chancellor, Amity University and Prof. Dr. Balvinder Shukla, Vice-Chancellor, Amity University for valuable support and encouragements. MKS is thankful to the SERB, DST, New Delhi for awarding NPDR.

¹ Amity Center for Astronomy and Astrophysics, Amity Institute of Applied Sciences, Amity University, Noida 201313, U.P., India

² School of Studies in Physics, Jiwaji University, Gwalior 474011, M.P., India, e-mail: suresh492000@yahoo.co.in

СОБОЛЕВ LVG АНАЛИЗ ПРЕБИОТИЧЕСКОЙ МОЛЕКУЛЫ - ФОРМАМИДА (NH_2CHO), ОБНАРУЖЕННОЙ В ISM

М.К.ШАРМА¹, В.Д.МАМПАТТА¹, М.ШАРМА², С.ЧАНДРА¹

Используя известные значения констант вращательного и центробежного дисторсий вместе с электрическим дипольным моментом NH_2CHO , мы рассчитали энергии вращательных уровней в основном колебательном состоянии и вероятности радиационных переходов между уровнями. В анализе NH_2CHO используются вероятности радиационных переходов вместе с масштабированными значениями коэффициентов скорости столкновений. Есть несколько сильных линий. Для орто- NH_2CHO мы нашли один переход $1_{10}-1_{11}$, показывающий аномальное поглощение, и пять эмиссионных переходов $6_{15}-5_{14}$, $7_{17}-6_{16}$, $7_{16}-6_{15}$, $8_{18}-7_{17}$, $8_{17}-7_{16}$. Для пара- NH_2CHO обнаружено шесть эмиссионных переходов $5_{05}-4_{04}$, $6_{06}-5_{05}$, $7_{07}-6_{06}$, $8_{08}-7_{07}$, $9_{09}-8_{08}$, $10_{0,10}-9_{09}$. Из этих 12 переходов три перехода, $1_{10}-1_{11}$, $5_{05}-4_{04}$ и $8_{08}-7_{07}$, уже обнаружены в ISM. Другие относительно более слабые линии также встречаются в ISM. Помимо наблю-

даемых линий, 9 переходов могут играть важную роль в идентификации NH_2CHO в астрофизических объектах.

Ключевые слова: молекулы: NH_2CHO :коэффициенты Эйнштейна A:перенос излучения

REFERENCES

1. R.Saladino, C.Crestini, G.Costanzo et al., Top. Curr. Chem., **259**, 29, 2005.
2. V.S.Nguyen, H.L.Abbott, M.M.Dawley et al., J. Phys. Chem. A, **115**, 841, 2011.
3. H.Bredereck, R.Gompper, H.G.V.Schuh et al., Angew. Chem., **71**, 753, 1959.
4. T.Okamoto, M.Toshihiko, H.Yamada et al., Jpn Kokai Tokkyo Koho, 3, 1, 1972.
5. R.Saladino, C.Crestini, G.Costanzo et al., Bioorg. Med. Chem., **9**, 1249, 2001.
6. R.Saladino, U.Ciambecchini, C.Crestini, Chembiochem, **4**, 514, 2003.
7. R.Saladino, C.Crestini, U.Ciambecchini et al., Chembiochem, **5**, 1558, 2004.
8. R.Saladino, C.Crestini, V.Neri et al., Chembiochem, **7**, 1707, 2006.
9. G.Costanzo, R.Saladino, C.Crestini et al., BMC Evol. Biol., **7**, 1, 2007.
10. H.L.Barks, R.Buckley, G.A.Grieves, Guanine, Chembiochem, **11**, 1240, 2010.
11. S.D.Senanayake, H.Idriss, Proc. Nat. Acad. Sci., **103**, 1194, 2006.
12. R.Saladino, M.Barontini, C.Cossetti et al., Orig. Life. Evol. Biosph., **41**, 317, 2011.
13. R.Saladino, C.Crestini, C.Cossetti et al., Orig. Life. Evol. Biosph., **41**, 437, 2011.
14. M.Lattelais, F.Pauzat, Y.Ellinger et al., Astron. Astrophys., **519**, A30, 2010.
15. R.J.Kurland, E.B.Wilson Jr, J. Chem. Phys., **27**, 585, 1957.
16. R.H.Rubin, G.W.Swenson Jr, R.C.Benson et al., Astrophys. J., **169**, L39, 1971.
17. C.A.Gottlieb, P.Palmer, L.J.Rickard, Astrophys. J., **182**, 699, 1973.
18. C.Kahane, C.Ceccarelli, A.Faure et al., Astrophys. J. Lett., **763**, L38, 2013.
19. V.Thiel, A.Belloche, K.M.Menten et al., Astron. Astrophys., **605**, L6, 2017.
20. A.Coutens, J.K.Jrgensen, M.H.D. Van der Wiel et al., Astron. Astrophys., **590**, L6, 2016.
21. R.J.Kurland, J. Chem. Phys., **23**, 2202, 1955.
22. C.C.Costain, J.M.Dowling, J. Chem. Phys., **32**, 158, 1960.
23. R.A.Motiyenko, B.Tercero, J.Cernicharo et al., Astron. Astrophys., **548**, A71, 2012.
24. Z.Kisiel, J.Demaison et al., Spectroscopy from Space, PROSPE Programs for Rotational Spectroscopy, Kluwer Academic Publishers, Institute of Physics, Academy of Science, Warsaw, Dordrecht, 91, 2001.
25. M.K.Sharma, M.Sharma, U.P.Verma et al., Adv. Space Res., **54**, 1963, 2014.
26. M.Sharma, M.K.Sharma, U.P.Verma et al., Adv. Space Res., **54**, 252, 2014.
27. M.K.Sharma, M.Sharma, U.P.Verma et al., Adv. Space Res., **55**, 434, 2015.
28. M.K.Sharma, M.Sharma, S.Chandra, Astrophys. Space Sci., **362**, 168, 2017.
29. M.K.Sharma, M.Sharma, S.Chandra, Astrophys. Space Sci., **363**, 94, 2018.
30. M.K.Sharma, M.Sharma, S.Chandra, Mol. Astrophys., **12**, 20, 2018.

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 64

ФЕВРАЛЬ, 2021

ВЫПУСК 1

NON-SINGULAR COORDINATES OF SOME BLACK HOLE IN $f(R)$ GRAVITY

S.M.J.RIAZ, R.HUSSAIN

Received 2 December 2019

Accepted 23 December 2020

Non-singular Kruskal-like coordinates of some black holes space-times in $f(R)$ gravity are presented in this research paper, and are also removed by establishing Kruskal-Szekeres coordinates for Non-extremal case. Carter-like coordinates can also be built for its extreme case.

Keywords: *Kruskal coordinates: black hole in $f(R)$ gravity: Carter coordinates*

1. *Introduction.* In practical sciences, it is well-thought-out that physics is the science of dimension. Thus, the position possesses the fundamental standing in the centre of all the quantities. For this purpose, to calculate precisely the exact place of some particles in space-time, a coordinate system (CS) is chosen. After selecting a CS, a tag is given to all points in space-time geometry. As physics' laws are invariant, selection of any CS will not create any issue, thus, to compare quantities amongst the two different CS's, we required a collection of equations related to the two different points assigned to a like point physically. These types of connections are so-called coordinate transformations which use in two coordinate systems. In physics, a very famous, simple and the popular CS is Cartesian CS, with three axes which are 90° to each other, familiarized as x -axis, y -axis and z -axis. Though, it is not our best choice every time. Generally, it is the most appropriate to select a CS that has alike symmetries with the model under discussion. Hence, for the spherically symmetric models of physics, spherical coordinate-system will be preferred selection. In that condition, again a point is categorized by three tags (quantities), one shows the locus of a point from the centre (distance) and the rest 2 are angular coordinates. Again the set of conversions accorded and narrate as the indicators of a mark of one CS to the indicators of the same mark in another CS.

General relativity (GR), cosmology and astrophysics envisage amazing phenomena's like neutron stars, black holes and gravitational waves. Vast CS's are implemented in the black hole physics for the purpose of removing physical singularity. This is for the purpose to find various geometrical shapes of black holes, see [1-3]. Not theoretically, the number of CS's is also used during practical

field of solar-terrestrial relationship to point out the trajectory of different satellites, locations of boundaries, vector field parameter etc. The requirement of more coordinate systems is the arisen question here. Possible answers are, rarely different physical techniques are easy to understand, experimental informatio's are properly ordered, and also easy to manipulate in one coordinate system related to the other CS's. Transforming from one CS to others is necessary for these situations.

By the invention of cosmic acceleration, the phenomenon of a black hole (BH) has become the most interesting illustration with useful physical aspects. Two important existences of vacuum BH solutions under the field general relativity (GR), like uncharged Schwarzschild and charged Reissner-Nordstrom black hole. Schwarzschild's space-time temporary singularity in (t, r) coordinates, when $r=2m$ by Kruskal (or Kruskal-Szekeres-like) coordinates are defined to this space-time by direct substitution of $r=2m$ in metric's coefficients. After substitution we get a finite number ($\pm 16m^2/e$) henceforth, at horizon, the coordinates become regular [4]. The Reissner-Nordstrom BH when $Q < m$ is singular at (r_-, r_+) in the coordinates (t, r) . An appropriate redefine an analogue to Kruskal-like coordinates helped to avoid these singularities [5], but unable to vanish both simultaneously. As far as to use that analogue, two independent coordinate patches are required. Although, the number of black holes (BHs) is present in Einstein's general relativity, where the presented case is for non-vacuum [6-13] and needed further illustration.

The presentation order of the research article is as follows. Section 2, consists brief introduction of important cases of some BH in $f(R)$ gravity space time. For a given space time, we also have explained physical as well as curvature singularities. The proceeding subsections contain non-singular coordinates of the non-extremal space-time cases. Also possibility of obtaining non-singular Kruskal-like coordinates for extremal case is explained. Furthermore, we built Carter-like coordinates for the extremal case of the BH in $f(R)$ geometry. The last section is reserved for the final summary and conclusion.

2. Some BH in $f(R)$ gravity. The action of GR has been reformed to enlighten the accelerative expansions of space and currently $f(R)$ gravity stands among a good plan reform of GR. It is because of the fact that $f(R)$ gravitational theory is capable of generating an accelerative expansion in a universe [14]. Besides this, if a cosmological constant occurs, it does not possess measurable effects of the most astrophysical phenomena's [15]. Nevertheless, the $f(R)$ gravity can have astrophysical significance. Actually, astrophysical significance are used to govern different types of $f(R)$ gravitational models. Thus, it became more exciting and essential to learn astrophysical phenomena by means of $f(R)$ gravity. Some space-times in $f(R)$ gravity models are studied in [15] debated the constancy of $f(R)$ BH. Additionally, there are numerous claims in $f(R)$ space-time theory, i.e. active

equation approach, gravitational waves, LHC trial, brans models etc.

In the last decade, thought-provoking models of $f(R)$ gravitation are under study and performances of particles bounded by a BH have been invented. The Lagrangian essential for such a $f(R)$ gravity model is,

$$f(R) = R + \Lambda + \frac{R + \Lambda}{d^2(6\alpha^2)^{-1} R + 2\alpha^{-1}} \ln \frac{R + \Lambda}{R_c}, \quad (1)$$

where Λ be a cosmological constant, R_c is integration constant and α and d are unrestricted constraints for the model under consideration. The condition required at the astronomical scale agrees to $R \gg \Lambda$ and $d^2(6\alpha^2)^{-1} R \gg 2\alpha$. Using these limits, we have

$$f(R) = R + \Lambda + d^2(6\alpha^2)^{-1} R \ln \frac{R}{R_c}. \quad (2)$$

The limit which is pertinent at the cosmological scale is $R \sim d^2(6\alpha^2)^{-1} R \sim \Lambda$, resulted $f(R) = R + \Lambda$. Using that limit, usually constraints the accelerating developments.

It is therefore stimulating to present a parameter $\beta = \alpha/d$ in terms of which both restrictions of the gravity have been discussed. Under that gravity, BH's metric, having a mass M , is given by

$$ds^2 = -f(r)dt^2 + \frac{1}{f(r)}dr^2 + r^2 d\Omega^2, \quad (3)$$

where $f(r)$ is

$$f(r) = 1 - \frac{2M}{r} + \beta r - \frac{\Lambda r^2}{3}.$$

Now, take $G=c=1$ and focused on a unique case $\Lambda \neq 0$, describes some BH in $f(R)$ gravity. When we put $f(r)=0$, we get three horizons of the gravity and are denoted by r_a , r_b and r_c . By observing nature of roots, two different cases will generate and are:

1) Non-extremal BH Space-time (NEBHST) which have 3 distinct, but real roots i.e. r_a , r_b and r_c

2) Extremal Space-time like (EBHST) having real and repeating roots, $r_a = r_b = r_c$.

At first, taking non-extremal BH Space-time. The absolute value of 3 roots of $f(R)$ are:

$$r_a = \sqrt{\frac{g_2}{3}} \cos \frac{\pi - \eta}{3}, \quad (4)$$

$$r_b = \sqrt{\frac{g_2}{3}} \cos \frac{\pi + \eta}{3}, \quad (5)$$

$$r_c = \sqrt{\frac{g_2}{3}} \cos \frac{\pi}{3}, \quad (6)$$

where, η is the angle with $0 \leq \eta \leq \pi$ and r_a , r_b and r_c represents the horizons in $f(R)$ gravity. Given Ricci scalar "R" of the gravity under consideration is

$$R = \frac{6\sigma}{r} - 4\Lambda.$$

Clearly it shows that r_a , r_b and r_c can be physical singularities. Now constructing the 2nd curvature invariants

$$I_1 = R_v^\mu = \frac{2(5\beta^2 - 6r\beta\Lambda + 2r^2\Lambda^2)}{r^2} \quad (7)$$

and

$$I_2 = R_v^\mu \frac{48M^2}{r^6} + \frac{8\beta^2}{r^2} - \frac{8\beta\Lambda}{r} + \frac{8\Lambda^2}{8}, \quad (8)$$

confirm that they are physical singularities. Hence, we can try to build non-singular coordinates of the space-time. By the roots, r_a , r_b and r_c , we express $f(r)$ as

$$f(r) = \frac{(r-r_a)(r-r_b)(r-r_c)}{3r}. \quad (9)$$

2.1. Non-singular Kruskal-like coordinates for the non-extremal BH space-time in $f(R)$ gravity. For elimination of physical singularities, we defining r^* by

$$r^* = \int \frac{1}{f(r)} dr = \tilde{\delta} \left[\ln \left| \frac{r}{r_a} - 1 \right|^{r_a(r_c-r_b)} + \ln \left| \frac{r}{r_b} - 1 \right|^{-r_b(r_c-r_a)} + \ln \left| \frac{r}{r_c} - 1 \right|^{r_c(r_b-r_a)} \right], \quad (10)$$

where

$$\tilde{\delta} = \frac{3}{(r_b-r_a)(r_c-r_a)(r_c-r_b)}.$$

Then Eddington coordinates are

$$v = t + \tilde{\delta} \left[\ln \left| \frac{r}{r_a} - 1 \right|^{r_a(r_c-r_b)} + \ln \left| \frac{r}{r_b} - 1 \right|^{-r_b(r_c-r_a)} + \ln \left| \frac{r}{r_c} - 1 \right|^{r_c(r_b-r_a)} \right], \quad (11)$$

$$u = t - \tilde{\delta} \left[\ln \left| \frac{r}{r_a} - 1 \right|^{r_a(r_c-r_b)} + \ln \left| \frac{r}{r_b} - 1 \right|^{-r_b(r_c-r_a)} + \ln \left| \frac{r}{r_c} - 1 \right|^{r_c(r_b-r_a)} \right]. \quad (12)$$

Using Eddington coordinates, the usual BH metric takes the form

$$ds^2 = -\frac{f(r)}{4} \left[\left(1 - \frac{9r^2}{\Delta^2 \tilde{\delta}} \right) (dv^2 + du^2) + 2 \left(1 + \frac{9r^2}{\Delta^2 \tilde{\delta}} \right) dvdu \right] + r^2 d\Omega^2. \quad (13)$$

Using Kruskal-like coordinates, the usual BH metric will be as

$$ds^2 = -\frac{f(r)}{4} \frac{\beta^2}{\Delta^2 \tilde{\delta}^2} (\Delta^2 \tilde{\delta}^2 - 9r^2) \left(\frac{1}{V^2} dV^2 + \frac{1}{U^2} dU^2 \right) + \\ + \frac{f(r)}{4} \frac{\beta^2}{\Delta^2 \tilde{\delta}^2} \frac{2}{\alpha^2} \left| \frac{r}{r_a} - 1 \right|^{2r_a \tilde{\delta}(r_c - r_b)/\beta} \left| \frac{r}{r_b} - 1 \right|^{-2r_b \tilde{\delta}(r_c - r_a)/\beta} \left| \frac{r}{r_c} - 1 \right|^{2r_c \tilde{\delta}(r_b - r_a)/\beta} dVdU + r^2 d\Omega^2, \quad (14)$$

where

$$d\Omega^2 = d\theta^2 + \sin\theta^2 d\varphi^2.$$

It is known that Kruskal-like coordinates [3] can't eliminate all the three singularities simultaneously. To this gravitation geometry, we need two different coordinate patches. First for regions $0 < r < r_b$ and $r_b < r < \infty$, another for the regions $r_a < r < r_c$. For $0 < r < r_c$ region, we define non-singular coordinates similar to Kruskal's-like coordinates as $V_1 = -\alpha \exp^{-v/\beta}$ and $U_1 = \alpha \exp^{u/\beta}$, where the retarded coordinates [16] are $v = t + r^*$ and $u = t - r^*$, choose $\alpha = r_a r_b r_c$ and $\beta = 2r_a r_b r_c \tilde{\delta}$. The space-time metric (14), according to these coordinates will be as

$$ds^2 = -\frac{f(r)}{\Delta^2} \left[(\Delta^2 \tilde{\delta} - 9r^2) (dV_1^2 + dU_1^2) - 2dV_1 dU_1 \right] \times \\ \times \left| \frac{r}{r_a} - 1 \right|^{(r_c - r_b)/r_b r_c} \left| \frac{r}{r_b} - 1 \right|^{-(r_c - r_a)/r_a r_c} \left| \frac{r}{r_c} - 1 \right|^{(r_b - r_a)/r_a r_b} + d\Omega^2. \quad (15)$$

Clearly, singularity exists at $r = r_b$, where

$$V_1 = -r_a r_b r_c \exp^{-t/2r_a r_b r_c \tilde{\delta}} \left| \frac{r}{r_a} - 1 \right|^{(r_c - r_b)/r_b r_c} \left| \frac{r}{r_b} - 1 \right|^{-(r_c - r_a)/r_a r_c} \left| \frac{r}{r_c} - 1 \right|^{(r_b - r_a)/r_a r_b}, \quad (16)$$

$$U_1 = r_a r_b r_c \exp^{t/2r_a r_b r_c \tilde{\delta}} \left| \frac{r}{r_a} - 1 \right|^{(r_c - r_b)/r_b r_c} \left| \frac{r}{r_b} - 1 \right|^{-(r_c - r_a)/r_a r_c} \left| \frac{r}{r_c} - 1 \right|^{(r_b - r_a)/r_a r_b}, \quad (17)$$

$$V_1 U_1 = -(r_a r_b r_c)^2 \left(\frac{r}{r_a} - 1 \right)^{2(r_c - r_b)/r_b r_c} \left(\frac{r}{r_b} - 1 \right)^{-2(r_c - r_a)/r_a r_c} \left(\frac{r}{r_c} - 1 \right)^{2(r_b - r_a)/r_a r_b} \quad (18)$$

and

$$t = 2r_a r_b r_c \tilde{\delta} \tanh^{-1} \frac{V_1 + U_1}{V_1 - U_1}.$$

As $r \rightarrow r_a$ or r_c , $(V_1, U_1) \rightarrow 0$, although in metric (15) singularity still exists at $r = r_b$. This coordinate system cover regions $0 < r < r_b$ and $r_b < \infty$ of the whole manifold. A CS, analogous to Kruskal-like coordinates for $r_a < r < r_c$ regions are $V_2 = \alpha \exp^{v/\beta}$ and $U_2 = -\alpha \exp^{-u/\beta}$, where the recent and retarded coordinates are $v = t + r^*$ and $u = t - r^*$, choosing $\alpha = r_a r_b r_c$ and $\beta = 2r_a r_b r_c \tilde{\delta}$. The space-time

metric (14) then takes the form as

$$ds^2 = \frac{f(r)}{\Delta^2} \left[(\Delta^2 \tilde{\delta}^2 + 9r^2) (dV_2^2 + dU_2^2) - 2dV_2 dU_2 \right] \times \\ \times \left| \frac{r}{r_a} - 1 \right|^{-(r_c - r_b)/r_b r_c} \left| \frac{r}{r_b} - 1 \right|^{(r_c - r_a)/r_a r_c} \left| \frac{r}{r_c} - 1 \right|^{(r_b - r_a)/r_a r_b} + r^2 d\Omega^2. \quad (19)$$

This is non-singular at $r = r_a$ and $r = r_c$, where

$$V_2 = r_a r_b r_c \exp^{t/2r_a r_b r_c \tilde{\delta}} \left| \frac{r}{r_a} - 1 \right|^{-(r_c - r_b)/r_b r_c} \left| \frac{r}{r_b} - 1 \right|^{(r_c - r_a)/r_a r_c} \left| \frac{r}{r_c} - 1 \right|^{-(r_b - r_a)/r_a r_b}, \quad (20)$$

$$U_2 = -r_a r_b r_c \exp^{-t/2r_a r_b r_c \tilde{\delta}} \left| \frac{r}{r_a} - 1 \right|^{-(r_c - r_b)/r_b r_c} \left| \frac{r}{r_b} - 1 \right|^{(r_c - r_a)/r_a r_c} \left| \frac{r}{r_c} - 1 \right|^{-(r_b - r_a)/r_a r_b}, \quad (21)$$

$$V_2 U_2 = -(r_a r_b r_c)^2 \left(\frac{r}{r_a} - 1 \right)^{-2(r_c - r_b)/r_b r_c} \left(\frac{r}{r_b} - 1 \right)^{2(r_c - r_a)/r_a r_c} \left(\frac{r}{r_c} - 1 \right)^{-2(r_b - r_a)/r_a r_b} \quad (22)$$

and

$$t = 2r_a r_b r_c \tilde{\delta} \tanh^{-1} \frac{V_2 + U_2}{V_2 - U_2}.$$

As $r \rightarrow r_a$ and $r \rightarrow r_c$, $(V_2, U_2) \rightarrow 0$ but singularity still exists at the horizon $r \rightarrow r_b$ in the metric (19). This coordinate system V_2 , U_2 only covers the region $r_a < r < r_c$ of the whole manifold.

2.2. Kruskal-Szekeres like coordinates for the non-extremal BH space-time in $f(R)$ gravity. Now introducing space-time coordinates for $0 < r < r_b$ and $r_b < r < \infty$ regions as in [17]

$$\xi_1 = V_1 + U_1, \quad \eta_1 = V_1 - U_1.$$

These coordinates transforming the metric (15) to

$$ds^2 = -\frac{2f(r)}{r_a r_b r_c \Delta^2} \left[(\Delta^2 \tilde{\delta} - 9r^2 - 1) d\xi_1^2 + (\Delta^2 \tilde{\delta} - 9r^2 - 1) d\eta_1^2 \right] \times \\ \times \left| \frac{r}{r_a} - 1 \right|^{(r_c - r_b)/r_b r_c} \left| \frac{r}{r_b} - 1 \right|^{-(r_c - r_a)/r_a r_c} \left| \frac{r}{r_c} - 1 \right|^{(r_b - r_a)/r_a r_b} + d\Omega^2, \quad (23)$$

where

$$\xi_1 = r_a r_b r_c \sinh \left(\frac{t}{2r_a r_b r_c \tilde{\delta}} \right) \left| \frac{r}{r_a} - 1 \right|^{(r_c - r_b)/2r_b r_c} \left| \frac{r}{r_b} - 1 \right|^{-(r_c - r_a)/2r_a r_c} \left| \frac{r}{r_c} - 1 \right|^{(r_b - r_a)/2r_a r_b},$$

$$\eta_1 = r_a r_b r_c \cosh \left(\frac{t}{2r_a r_b r_c \tilde{\delta}} \right) \left| \frac{r}{r_a} - 1 \right|^{(r_c - r_b)/2r_b r_c} \left| \frac{r}{r_b} - 1 \right|^{-(r_c - r_a)/2r_a r_c} \left| \frac{r}{r_c} - 1 \right|^{(r_b - r_a)/2r_a r_b}.$$

Their inverse transformation is

$$t = 2r_a r_b r_c \tilde{\delta} \tanh^{-1} \frac{\xi_1}{\eta_1}.$$

ξ_1 and η_1 are relating to r by

$$\xi_1^2 - \eta_1^2 = (r_a r_b r_c)^2 \left| \frac{r}{r_a} - 1 \right|^{(r_c - r_b)/r_b r_c} \left| \frac{r}{r_b} - 1 \right|^{-(r_c - r_a)/r_a r_c} \left| \frac{r}{r_c} - 1 \right|^{(r_b - r_a)/r_a r_b}.$$

Again, introducing space-time coordinates for $r_a < r < r_c$ regions [17].

$$\xi_2 = V_2 + U_2, \quad \eta_2 = V_2 - U_2.$$

Transforming the metric (19) by using above coordinates as:

$$ds^2 = -\frac{2f(r)}{r_a r_b r_c \Delta^2} \left[(\Delta^2 \tilde{\delta} - 9r^2 - 1) d\xi_2^2 + (\Delta^2 \tilde{\delta} - 9r^2 - 1) d\eta_2^2 \right] \times \\ \times \left| \frac{r}{r_a} - 1 \right|^{-(r_c - r_b)/r_b r_c} \left| \frac{r}{r_b} - 1 \right|^{(r_c - r_a)/r_a r_c} \left| \frac{r}{r_c} - 1 \right|^{-(r_b - r_a)/r_a r_b} + d\Omega^2, \quad (24)$$

where

$$\xi_2 = r_a r_b r_c \sinh \left(\frac{t}{2r_a r_b r_c \tilde{\delta}} \right) \left| \frac{r}{r_a} - 1 \right|^{-(r_c - r_b)/2r_b r_c} \left| \frac{r}{r_b} - 1 \right|^{(r_c - r_a)/2r_a r_c} \left| \frac{r}{r_c} - 1 \right|^{-(r_b - r_a)/2r_a r_b}, \\ \eta_2 = r_a r_b r_c \cosh \left(\frac{t}{2r_a r_b r_c \tilde{\delta}} \right) \left| \frac{r}{r_a} - 1 \right|^{-(r_c - r_b)/2r_b r_c} \left| \frac{r}{r_b} - 1 \right|^{(r_c - r_a)/2r_a r_c} \left| \frac{r}{r_c} - 1 \right|^{-(r_b - r_a)/2r_a r_b}.$$

Their inverse transformation is

$$t = 2r_a r_b r_c \tilde{\delta} \tanh^{-1} \frac{\xi_2}{\eta_2}.$$

ξ_2 and η_2 are relating to r by

$$\xi_2^2 - \eta_2^2 = (r_a r_b r_c)^2 \left| \frac{r}{r_a} - 1 \right|^{-(r_c - r_b)/r_b r_c} \left| \frac{r}{r_b} - 1 \right|^{(r_c - r_a)/r_a r_c} \left| \frac{r}{r_c} - 1 \right|^{-(r_b - r_a)/r_a r_b}.$$

2.3. Compactification of Kruskal-Szekeres like coordinates for the non-extreme BH space-time in $f(R)$ gravity. Now defining the compactified coordinates for $0 < r < r_b$ and $r_b < r < \infty$ regions [17].

$$\zeta_1 = \tan^{-1}(\xi_1 + \eta_1) + \tan^{-1}(\xi_1 - \eta_1),$$

$$\chi_1 = \tan^{-1}(\xi_1 + \eta_1) - \tan^{-1}(\xi_1 - \eta_1)$$

and for the region $r_a < r < r_c$ are defined as

$$\zeta_2 = \tan^{-1}(\xi_2 + \eta_2) + \tan^{-1}(\xi_2 - \eta_2),$$

$$\chi_2 = \tan^{-1}(\xi_2 + \eta_2) - \tan^{-1}(\xi_2 - \eta_2).$$

They implicitly relate with these coordinates and r as

$$\begin{aligned} \xi_1^2 - \eta_1^2 &= (r_a r_b r_c)^2 \left| \frac{r}{r_a} - 1 \right|^{(r_c - r_b)/r_b r_c} \left| \frac{r}{r_b} - 1 \right|^{-(r_c - r_a)/r_a r_c} \left| \frac{r}{r_c} - 1 \right|^{(r_b - r_a)/r_a r_b} = \\ &= -\tan \frac{\zeta_1 + \chi_1}{2} \tan \frac{\zeta_1 - \chi_1}{2} \end{aligned}$$

and

$$\begin{aligned} \xi_2^2 - \eta_2^2 &= (r_a r_b r_c)^2 \left| \frac{r}{r_a} - 1 \right|^{-(r_c - r_b)/r_b r_c} \left| \frac{r}{r_b} - 1 \right|^{(r_c - r_a)/r_a r_c} \left| \frac{r}{r_c} - 1 \right|^{-(r_b - r_a)/r_a r_b} = \\ &= -\tan \frac{\zeta_2 + \chi_2}{2} \tan \frac{\zeta_2 - \chi_2}{2}. \end{aligned}$$

Compactified Kruskal-Szekeres like coordinates shows the geometry of NEBH.

2.4. Non-existence of Kruskal like coordinates for the extreme BH space-time in $f(R)$ gravity. For EBHST case, transforming metric (3) to

$$ds^2 = -h(r)dt^2 + \frac{1}{h(r)}dr^2 + r^2(d\theta^2 + \sin\theta^2 d\varphi^2), \quad (25)$$

where $h(r)$ is

$$h(r) = \frac{(r - r_e)^3}{3r}.$$

In metric (25), singularity exists at $r=0$ and $r=r_e$ the former being an essential and the latter a coordinate singularity. To avoid the coordinate singularity for an extremal space-time, one defines r^* as

$$r^* = \int \frac{1}{h(r)} dr. \quad (26)$$

The recent and retarded coordinates [16] are (v, u) as $v=t+r^*$ and $u=t-r^*$. Then, the Kruskal-like coordinates (V, U) are $V=\alpha \exp^{\beta v}$ and $U=-\alpha \exp^{-\beta u}$ having α, β be constants. r^* for EBHST's geometry will be

$$r^* = \frac{-3(2r - r_e)}{(r - r_e)^2}. \quad (27)$$

Here, a type of singularity, named as pole divergence, unlikely non-extreme geometry, and all four are logarithmic divergence there. One more key difference, namely that for non-extreme geometry. The singularity is at 2 various values of r , but for extreme case, singularity exists at $r=r_e$. For non-extreme space-time the singular point can be vanish by setting appropriate values of β . But in extreme space-time, the singular point can't be vanished through ordinary procedures. It

is because the extreme metric for Kruskal like coordinates (V, U) will be

$$ds^2 = -\frac{\beta^2(r-r_e)^3}{3\alpha^2 r} \exp^{3(2r+r_e)/\beta(r-r_e)^2} dVdU + r^2(d\theta^2 + \sin\theta^2 d\phi^2), \quad (28)$$

where singularity exists at $r=r_e$. Hence, Kruskal like coordinates have no use in extremal case.

2.5. Non-singular Carter-like coordinates for the extreme BH space-time in $f(R)$ gravity. Now introducing Carter-like coordinates for getting rid of coordinate singularities [18].

$$\psi = \tan^{-1} \frac{v}{t} + \cot^{-1} \frac{w}{t}, \quad \xi = \tan^{-1} \frac{v}{t} - \cot^{-1} \frac{w}{t},$$

where $v=t+r^*$, similarly $w=-t+r^*$ having r^* as

$$r^* = \int \frac{(r-r_e)^3}{3r} dr = \frac{-3(2r-r_e)}{2(r-r_e)^2}.$$

The following coordinates $(\psi, \xi, \theta, \phi)$ transformed the line element (25) to

$$ds^2 = \frac{-l^2(r-r_e)^3}{12r} \sec^2 \frac{\psi+\xi}{2} \csc^2 \frac{\psi-\xi}{2} [d\psi^2 - d\xi^2] + r^2(d\theta^2 + \sin\theta^2 d\phi^2). \quad (29)$$

Here ψ and ξ can be relating with radial parameter as

$$\tan \frac{\psi+\xi}{2} + \cot \frac{\psi-\xi}{2} + \frac{3(2r-r_e)}{l(r-r_e)^3} = 0.$$

We can find the determinant of (23) as:

$$|g_{xy}| = -\frac{l^4 r^2 (r-r_e)^6}{144} \sec^4 \frac{\psi+\xi}{2} \csc^4 \frac{\psi-\xi}{2} \sin^2 \theta, \quad (x, y = 0, 1, 2, 3), \quad (30)$$

where

$$\sec^4 \frac{\psi+\xi}{2} = \left(1 + \frac{v^2}{l^2}\right)^2 = \left(1 + \frac{1}{l^2}(t+r^*)^2\right)^2, \quad (31)$$

$$\csc^4 \frac{\psi-\xi}{2} = \left(1 + \frac{w^2}{l^2}\right)^2 = \left(1 + \frac{1}{l^2}(-t+r^*)^2\right)^2. \quad (32)$$

We get a finite determinant if $r \rightarrow r_e$ and $\psi \rightarrow \xi$, like the extreme case of BTZ BH. Also the metric (29) becomes non-singular at $r=r_e$. Hence Carter-like coordinates vanishes the coordinate singularity of the EBHST.

3. Summary and conclusions. In our observation, all the three singularities can't be removed at a time by single coordinate patch through Kruskal-like coordinates. For gravitation geometry, we need 2 distinct coordinate patches. First is for the regions $0 < r < r_b$ and $r_b < r < \infty$. Similarly for the next patch, the region

is $r_a < r < r_c$. By compactified Kruskal-Szekeres like coordinates, not only we can remove coordinate singularities but in future be able for retrieving of space-time diagram of the whole NEBHST. It also revealed that Kruskal-like coordinates are unable for removing singularity at $r=r_e$ of EBHST's geometry. We try to resolve Einstein's equations related to this case, but couldn't successful till now. Our efforts show that EBHST metric can't be transform to a desired form such as in rotating BTZ BH case [17]. Anyways, that can't be shown formally, hence the results couldn't be relevant. Although to keep the metric away from physical singularity of EBHST, we are successful to build non-singular Carter-like coordinates, regular for extreme case only.

Department of Mathematics, COMSATS University Islamabad, Wah Campus,
G.T. Road, Wah Cantt. 47040, Pakistan, e-mail: jawwadriaz@yahoo.com

НЕСИНГУЛЯРНЫЕ КООРДИНАТЫ НЕКОТОРЫХ ЧЕРНЫХ ДЫР В $f(R)$ ГРАВИТАЦИИ

С.М.Дж.РИАЗ, Р.ХУССЕЙН

В статье представлены несингулярные координаты типа Крускала пространства-времени некоторых черных дыр в гравитации $f(R)$. Сингулярности координат могут быть удалены путем установления координат Крускала-Секереша для неэкстремального случая. Для экстремального случая могут быть построены координаты типа Картера.

Ключевые слова: *Координаты Крускала: черная дыра в гравитации $f(R)$: координаты Картера*

REFERENCES

1. *A.S.Eddington*, Nature, **113**, 192, 1924.
2. *D.Finkelstein*, Phys. Rev., **1**, 965, 1958.
3. *M.D.Kruskal*, Phys. Rev., **119**, 1743, 1960.
4. *C.W.Misner, K.S.Thorne, J.A.Wheeler*, Gravitation, W.H.Freeman and Sons, 1973.
5. *A.Qadir, A.A.Siddiqui*, J. Math. Phys., **40**, 4598, 1999.

6. *J.D.Bekenstein*, Ann. Phys., **91**, 75, 1975.
7. *E.Ayon-Beato, A.Garcia*, Gen. Relat. Grav., **31**, 629, 1999.
8. *D.Garfinkle, G.T.Horowitz, A.Strominger*, Phys. Rev., **D43**, 3140, 1991.
9. *D.Garfinkle, G.T.Horowitz, A.Strominger*, Phys. Rev., **D45**, 3888(E), 1992.
10. *A.Jawad, M.U.Shahzad*, Eur. Phys. J., **C76**, 123, 2016.
11. *R.J.Yang*, arXiv: 1605, 02320.
12. *A.Younas et al.*, Phys. Rev., **D92**, 084042, 2015.
13. *B.Majeed, M.Jamil, P.Pradhan*, Advances in High Energy Physics, 124910, 2015.
14. *V.V.Kiselev*, Class Quantum Grav., **20**, 1187, 2003.
15. *A.Younas, S.Hussain, M.Jamil et al.*, Phys. Rev., **D92**, 084042, 2015.
16. *A.Qadir*, Einsteins general theory of relativity, (under preparation).
17. *S.M.Jawwad, A.A.Siddiqui*, Gen. Relativ. Gravit., **43**, 1167, 2010.
18. *B.Carter*, Phys. Lett., **21**, 423, 1966.

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 64

ФЕВРАЛЬ, 2021

ВЫПУСК 1

FRW DOMAIN WALLS IN MODIFIED $f(G)$ THEORY OF GRAVITATION

S.D.KATORE¹, S.P.HATKAR², P.S.DUDHE³

Received 6 May 2020

Accepted 23 December 2020

In this paper, we have studied Friedmann-Robertson-Walker space-time in the presence of domain walls in the framework of $f(G)$ theory of gravitation. We propose the generalization of linearly varying deceleration parameter. It is observed that the universe is accelerating and expanding. The values of state finder parameters are close to Λ CDM model. Some physical parameters of the obtained models are discussed in detail.

Keywords: *Domain walls: FRW, $f(G)$ gravity*

1. Introduction. Einstein's general theory of relativity (GR) laid foundation of theoretical cosmology whereas observational cosmology is boosted by the work of Hubble. Hubble has pointed out that galaxies are moving away from each other i.e. the universe is expanding. The present observational data indicate that the expansion of the universe is accelerating. The accelerated expansion of the universe could not be explained in the background of general relativity. In addition to this general theory of relativity has singularity problem. Hence, modified theories of gravitation are proposed by replacing R in the Einstein-Hilbert action. When R is replaced by $f(R)$ in Einstein-Hilbert action, the resulting theory is known as $f(R)$ theory of gravitation [1]. Very recently Harko et al. [2] have constructed a generalized $f(R, T)$ gravity where the gravitational Lagrangian is given by an arbitrary function of the Ricci scalar R and of the trace T of the stress energy tensor. The $f(G)$ is another modified theory of gravitation which is obtained by introducing the Gauss-Bonnet curvature invariants G . In the framework of the $f(G)$ theory, one can construct viable and consistent models with local constraints of General Relativity. The curvature invariant G can avoid ghost contribution and contribute to the regularization of the gravitational action [3]. Recently, various cosmological models have been constructed in the $f(G)$ theory for various physical fluid. Capozziello et al. [4] have discussed Noether symmetry approach in the context of the $f(G)$ cosmology. Myrzakulov et al. [5] have studied cosmological solution on the Λ CDM model in the $f(G)$ gravity. Dadhich [6] has coupled four dimensional space time with Gauss-Bonnet gravity. Bamba et al. [7] have

explored bouncing cosmology in the $f(G)$ gravity. Kang et al. [8] have obtained static spherically symmetric star in Gauss-Bonnet gravity. Katore et al. [9] have discussed string bulk viscous cosmological models in the $f(G)$ theory of gravitation.

Early stages of evolution of the universe has been an active field of investigation in recent days. It is assumed that, the universe has gone through the various phases of transition. In the phase of vacuum domain walls are formed which may possibly have survived to the present day. Topological defects play an important role in the formation of the large scale structure of the universe. Recently, domain walls have been received considerable interest. Katore et al. [10-12] have studied domain walls in various context. Reddy et al. [13] have studied domain walls and cosmic string in Bimetric theory. Press et al. [14] have investigated dynamical evolution of domain walls in an expanding universe. Tiwari [15] have obtained transition of the 5D perfect fluid universe in $f(R, T)$ theory of gravitation.

In view of high energy physics, string theory is a valid modification of GR. Gauss-Bonnet (GB) is correction to GR where GB terms in four dimensions has no dynamics. In order to affect the GB terms on the Friedmann equation, we require that couple GB term with matter field or to add it by a non-linear form $f(G)$ [16]. In $f(G)$ theory the 6 primary constraints coming from the higher derivative modes in the action generates only 5 secondary constraints and the Hamiltonian still remain linear in the trace momentum. The Ostrogradsky mode possessed by the $f(G)$ theory is removed by adding kinetic term for the scalar field in the action which result in generation of 6 secondary constraints and total number of degree of freedom remain same. This makes $f(G)$ is classically equivalent to some Horndeski Theory [17-19]. In the literature, it is found that $f(G)$ has ability to describe the inflationary era, transition from deceleration to acceleration epoch and crossing of phantom divide line [20,21].

The above discussion motivated us to study domain walls in the $f(G)$ theory of gravitation. The main purpose of this work is to present generalization of linearly varying deceleration parameter proposed by Akarsu and Dereli [22]. The paper is organized as follows: in section 2, we present metric and field equations. In section 3 and 4 we obtain the solutions of the field equations. In section 5, we conclude our discussion.

2. Metric and field equations. Recently, the detection of gravitational wave by the LIGO-VIRGO placed the constraints on higher order gravitational theories. Jana and Mohanty [23] have been obtained bounds on $f(R)$ such that $|f'(R_0)-1| < 3 \cdot 10^{-3}$ where R_0 is the curvature of the universe at present. In the light of the GW170817, the constraints for $f(G)$ gravity are $\rho_G \geq 0$, equation of motion and $f_{GG} > 0$ [24]. Besides it was shown that there are some viable $f(G)$ models that can pass the solar system test [25-26]. The action of the $f(G)$ gravity

is given by the following equation

$$S_1 = \frac{1}{2L} \int [R + f(G)] \sqrt{-g} d^4x + s_\phi(g^{ij}, \phi), \quad (1)$$

where g is the determinant of the metric tensor g_{ij} , $L^2 = 8\pi G_N$, G_N is the constant of Newtonian, s_ϕ is the action of matter. The matter is minimally coupled to the metric tensor g_{ij} which means $f(G)$ is a purely metric theory of gravity, ϕ represents the matter field. The $f(G)$ is an arbitrary function of G which is given by

$$G = R^2 - 4R_{ij}R^{ij} + R_{ij\mu\nu}R^{ij\mu\nu}, \quad (2)$$

where R is the Ricci scalar, R_{ij} stands for Ricci tensor and $R_{ij\mu\nu}$ denotes Riemannian tensors. Varying the action (1) with respect to the metric g_{ij} we obtain the field equations as

$$\begin{aligned} R_{ij} - \frac{1}{2}Rg_{ij} + \delta & \left[R_{i\mu j\nu} + R_{\mu j}g_{\nu i} - R_{\mu\nu}g_{ji} - R_{ij}g_{\nu\mu} + R_{i\nu}g_{j\mu} \right. \\ & \left. + \frac{1}{2}R(R_{ij}g_{\mu\nu} - g_{i\nu}g_{j\mu}) \right] \nabla^\mu \nabla^\nu + (Gf_G - f)g_{ij} = LT_{ij}, \end{aligned} \quad (3)$$

here ∇_μ denotes the covariant derivative and f_G stand for the derivative of f with respect to G . Many cosmological issues like cosmological inflation, late time acceleration of the universe are explained in the framework of scalar field. However, modified gravity models with geometry-matter coupling play a vital role in completer explaining the late time acceleration not only from geometrical contribution but it is also depended on the matter content of the universe. Moreover, they can provide alternative explanation of dark energy. These models describe gravitational dynamics that usually assumed and are useful for connecting the classical and the quantum worlds. The stress energy tensor T in the gravitational action may be due to quantum effects or of some imperfect quantum fields [2,27]. Friedmann-Robertson-Walker is the simplest homogeneous and isotropic model of the universe. It is a good approximation of the present day. We consider the Friedmann-Robertson-Walker (FRW) cosmological model in the following form;

$$ds^2 = dt^2 - S^2 \left(\frac{dr^2}{1-kr^2} + r^2(d\theta^2 + \sin\theta^2 d\phi) \right). \quad (4)$$

In FRW space time, the angles $0 \leq \theta \leq \pi$ and $0 \leq \phi \leq 2\pi$ are the usual azimuthal and polar angles of spherical coordinates. The k represents the curvature of the space. It has three different values. When $k=1$ the radius is finite and the universe is closed. When $k=0$, the universe is flat and when $k=-1$ the radius is infinite or imaginary corresponding to open universe [28]. Pradhan et al. [29] have presented general solutions for domain walls in Lyra geometry. Khadekar et al.

[30] have studied Kaluza-Klein type FRW cosmological model with domain walls. The Ricci tensor and Gauss-Bonnet invariant are obtained as:

$$R = -6 \left[\frac{k}{S^2} + \frac{\dot{S}^2}{S^2} + \frac{\ddot{S}}{S} \right], \quad (5)$$

$$G = 12k \frac{\dot{S}^2}{S^4} + 24k \frac{\ddot{S}}{S^3} + 24 \frac{\dot{S}^2 \ddot{S}}{S^3}, \quad (6)$$

where over dot denotes differentiation with respect to t . The energy momentum tensor of domain walls is given as

$$T_{ij} = \rho(g_{ij} + \mu_i \mu_j) + P \mu_i \mu_j. \quad (7)$$

Based on the standard model of particle physics, it is believed that when the hot early universe cooled and expanded, the field would have settled down to single values within extended regions. The boundaries of those different regions would be the domain walls. The T_{ij} of domain walls contain normal matter ρ_m and pressure P_m as well as tension σ_d with the relation $P = P_m - \sigma_d$, $\rho = \rho_m + \sigma_d$ satisfying $P_m = (\gamma - 1)\rho_m$, $1 \leq \gamma \leq 2$. For the line element (4) with the help of equations (3) and (7) we have the following set of field equations.

$$\frac{k}{S^2} + \frac{\dot{S}^2}{S^2} + 2 \frac{\ddot{S}}{S} + 16 \frac{\dot{S} \ddot{S}}{S^2} \dot{f}_G - 8 \left[\frac{k}{S^2} + \frac{\dot{S}^2}{S^2} \right] \ddot{f}_G + G f_G - f = L \rho \quad (8)$$

$$3 \frac{k}{S^2} + 3 \frac{\dot{S}^2}{S^2} - 24 \left[\frac{k}{S^2} + \frac{\dot{S}^2}{S^2} \right] \ddot{f}_G + G f_G - f = -L P. \quad (9)$$

Very recently, Houndjo et al. [31] have presented solutions for cylindrically symmetric metric in $f(G)$ theory of gravitation. Sharif and Ikram [32] have explored warm inflation in the background of $f(G)$ theory of gravitation. Atazadeh and Darabi [3] have studied the viability of an alternative gravitational theory $f(R, G)$. Sharif and Fatima [33] have discussed role of Gauss Bonnet term for the early and late time acceleration phase of the universe in $f(G)$ theory. Garcia et al. [34] have studied $f(G)$ gravity and the energy conditions. Here, we have two equations in four unknown. Now, two more conditions are required to solve the system of equations. Firstly we assume that

$$f(G) = \alpha G^{\beta+1} \quad (10)$$

where α, β are arbitrary constants. Secondly, we assume varying deceleration parameter as

$$q = -\frac{S \ddot{S}}{\dot{S}^2} = -b(t) - 1. \quad (11)$$

The law of variation for the Hubble parameter that yield a constant value of the deceleration parameter is proposed by Berman [35]. Akarsu and Dereli [22] have

presented generalized linearly varying deceleration parameter (LVDP) which is generalization of Berman [35] law. In this work, we generalize the linearly varying deceleration parameter given in equation (11). If we take $b(t) = \alpha t - m$, we get the LVDP proposed by Akarsu and Dereli [22]. Equation (11) further leads to

$$\frac{\dot{S}}{S} = -\frac{1}{\int b(t)dt}. \quad (12)$$

Akarsu et al. [36] also proposed hybrid law of expansion to obtain the solution of the field equations. In this paper we investigate state finders defined as follows:

$$r^* = \frac{\ddot{S}}{SH^3} \quad (13)$$

$$s = \frac{r-1}{3\left(q - \frac{1}{2}\right)}. \quad (14)$$

Sahni et al. [37] have introduced a new geometrical diagnostic pair for dark energy. It is called state finder pair r^*, s . It is constructed from scale factor S and its derivatives up to the third order. In this pair r^* is natural extension of Hubble parameter and deceleration parameter q whereas s is a linear combination of r^* and q . For spatially flat universe in the LCDM the pair corresponds to a fixed point $(S, r^*) = (0, 1)$. In this paper we would like to discuss physical parameters such as lookback time, proper distance etc. The time travel of photon from the source at instant r^* and destination at time t_0 is given by $t - t_0$ and we call it as photon travel time or look back time. It is defined as

$$t - t_0 = \int_{S_0}^S \frac{ds}{\dot{S}} \quad (15)$$

where S_0 is the present value of the scale factor of the universe. The redshift Z can be given by the equation

$$1 + Z = \frac{S_0}{S}. \quad (16)$$

The distance travelled by photon from a source to receiver is a proper distance and is defined by

$$D = S_0 \int_t^{t_0} \frac{dt}{S}. \quad (17)$$

3. *Case I.* In this case we assume the following form of the function $b(t)$

$$b(t) = -\operatorname{sech}^2 t. \quad (18)$$

The deceleration parameter and scale factor are obtained as

$$q = \operatorname{sech}^2 t - 1 \quad (19)$$

$$S = \sinh t. \quad (20)$$

It should be noted that the sign of the deceleration parameter indicate whether the universe is accelerating or decelerating. Positive sign corresponds to decelerating universe whereas negative sign indicate accelerating universe. It is clear that the deceleration parameter vary from positive to negative values. The universe was decelerating in the past and accelerating at the present (see Fig.3). The scale factor is increasing function of time. The Gauss-Bonnet invariant G is found to be

$$G = \frac{12k}{\sinh^2 t} [\coth^2 t + 2] + 24 \coth^2 t. \quad (21)$$

The energy density ρ , Pressure P and tension of the domain walls σ_d have the following expressions

$$\begin{aligned} L_p &= d_1 + l_3 G^{\beta-1} \left[\frac{d_2 \sinh t - d_3 \cosh t}{\sinh^6 t} - \frac{96 \cosh^2 t + 48 l_2 (3 + 2 \sinh^2 t)}{\sinh^4 t} \right] \\ &\quad + \alpha \beta G^{\beta+1} - d_4 G^{\beta-2} \left[-\frac{d_5}{\sinh^{16} t} + \frac{d_6}{\sinh^8 t} + \frac{d_7}{\sinh^6 t} \right] \end{aligned} \quad (22)$$

$$LP = -3l_2 - 3l_2 l_3 G^{\beta-1} \left[\frac{12 k l_1 \cosh t}{\sinh^6 t} + \frac{48 \cosh^2 t}{\sinh^4 t} \right] - \alpha \beta G^{\beta+1} \quad (23)$$

$$\begin{aligned} L\sigma_d &= d_8 + d_4 G^{\beta-1} \left[\frac{(\gamma-1)(d_2 \sinh t - d_3 \cosh t) + 36 k l_1 l_2 \cosh t}{\gamma \sinh^6 t} + \frac{d_9 + d_{10} \sinh^2 t}{\sinh^4 t} \right] \\ &\quad + \alpha \beta G^{\beta+1} + d_6 G^{\beta-2} \left[\frac{(\gamma-1)d_5}{\gamma \sinh^{10} t} + \frac{(\gamma-1)d_6 \cosh t}{\gamma \sinh^8 t} + \frac{(\gamma-1)d_7 \cosh^2 t}{\gamma \sinh^6 t} \right] \end{aligned} \quad (24)$$

where

$$\begin{aligned} l_1 &= 1 + 2 \cosh t + 3 \sinh^2 t, \quad l_2 = \frac{k}{\sinh^2 t} + \cosh^2 t, \quad l_3 = 8 \alpha \beta (\beta + 1), \\ d_1 &= 2 + l_2, \quad d_2 = 24 k l_1 l_2, \quad d_3 = l_1 (24 k + l_2), \quad d_4 = l_3 (\beta - 1), \\ d_5 &= 144 k l_1 l_2, \quad d_6 = 1152 k l_1 l_2, \quad d_7 = 2304 l_2, \quad d_8 = 2 \frac{\gamma - 1}{\gamma} + \frac{l_2 (\gamma + 2)}{\gamma}, \\ d_9 &= 96(1 - \gamma) + 144 k(2 - \gamma), \quad d_{10} = 240 l_2 + 96 - 96 \gamma - 96 l_2 \gamma. \end{aligned}$$

From Fig.1, it is observed that energy density is positive only for $k = 1$. It is zero for $k = 0$ and negative for $k = -1$. The tension of the domain walls is positive in the early stages for $k = 1, -1$ which tends to zero at later time and therefore the domain walls will be vanished in the far future (see Fig.2), which is as per the expectations of Zeldovich et al. [38]. The σ_d is zero throughout the evolution

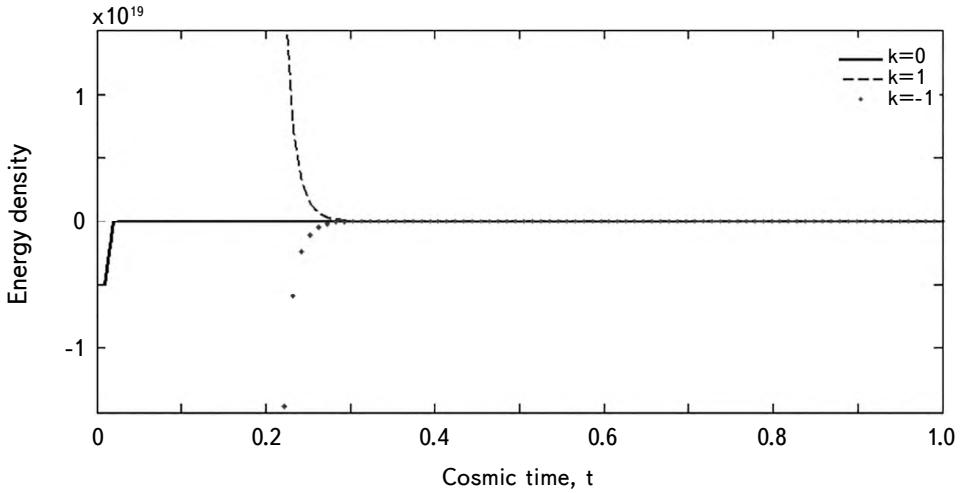


Fig.1. Plot of energy density with cosmic time.

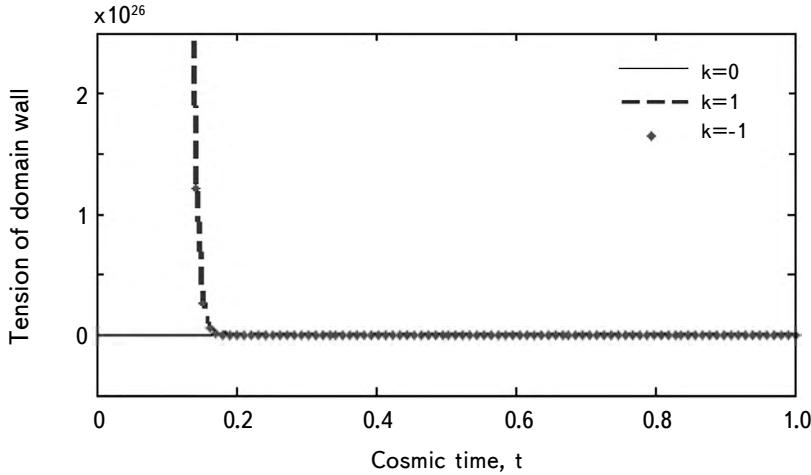


Fig.2. Plot of tension of domain wall with cosmic time.

for $k=0$. Since energy density is negative for $k=-1$. We are not interested in this case. The model is in favor of closed universe. It is important to note that in our earlier study of domain walls in $f(R, T)$ theory we found that the possibility of closed universe model is declined and model is in favor of flat and or open universe [10]. In self creation theory in case of FRW space time, it is found that the energy density tends to constant at large time [39].

3.1. Physical parameters. The look back time, Hubble parameter, proper distance, luminosity distance, and a pair of state finders are obtained as follows:

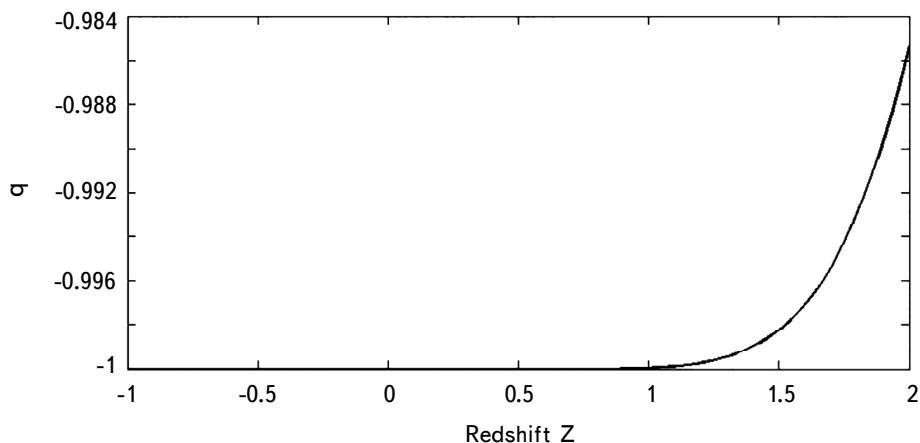
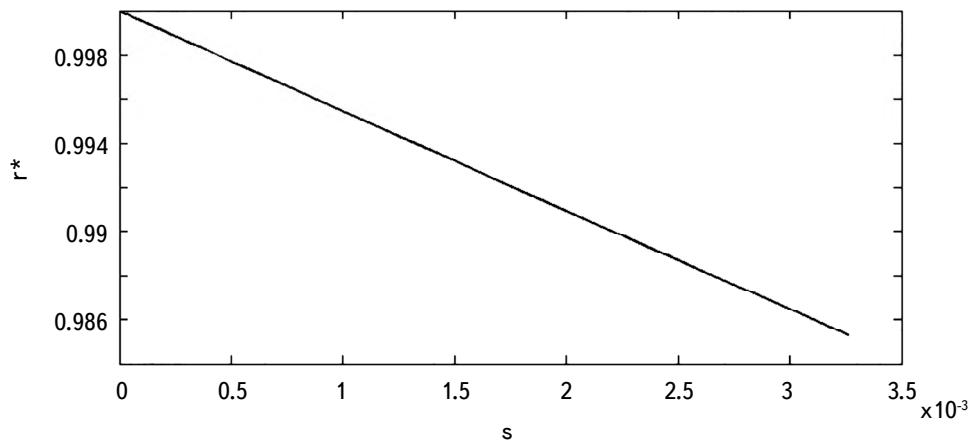
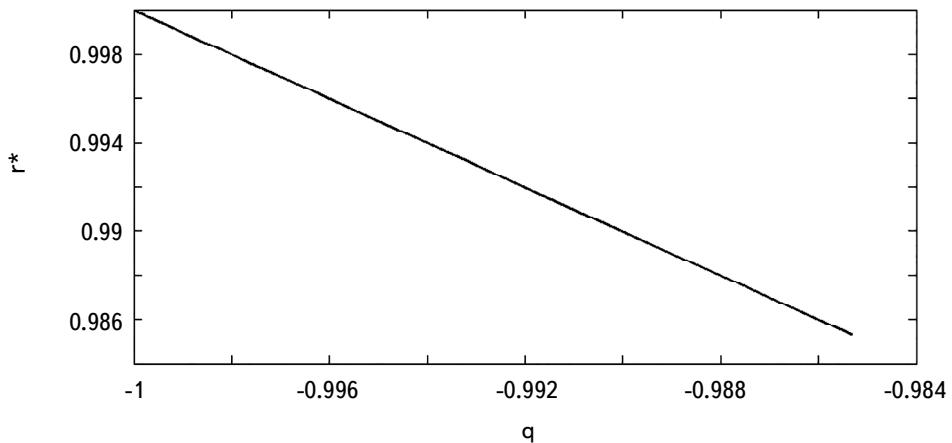


Fig.3. Plot of deceleration parameter with redshift.

Fig.4. Plot of r^* with s .Fig.5. Plot of r^* with q .

$$t - t_0 = \sinh^{-1} \left(\frac{\sinh t_0}{1 + Z} \right) - \coth^{-1}(H_0) \quad (25)$$

$$H = \coth t \quad (26)$$

$$D = \sinh t_0 \log \frac{\tanh \frac{t_0}{2}}{\tanh \frac{t}{2}} \quad (27)$$

$$d_L = \frac{\sinh^2 t_0}{\sinh t} \log \frac{\tanh \frac{t_0}{2}}{\tanh \frac{t}{2}} \quad (28)$$

$$r^* = \tanh^2 t \quad (29)$$

$$s = -\frac{2}{3(2 - 3\cosh^2 t)} \quad (30)$$

The Hubble parameter is decreasing function of time t . The rate of expansion of the universe was large in the early stages of evolution of the universe and at the present the rate of expansion is decreasing. The r^* start from zero and tends to 1 with increasing time whereas s is negative throughout the evolution of the universe. From Fig.4 we see that (s, r^*) varies from $(0.003, 0.98)$ to $(0, 1)$ which corresponds to flat Λ CDM model in state finder plane. From Fig.5, it is clear that (q, r^*) varies from $(-0.98, 0.98)$ to $(-1, 1)$ which corresponds to steady state universe.

4. *Case II.* In this case we assume the $b(t)$ in the following form

$$b(t) = -\frac{1}{2}. \quad (31)$$

The scale factor and deceleration parameter are obtained as

$$S = t^2 \quad (32)$$

$$q = -\frac{1}{2}. \quad (33)$$

The deceleration parameter is negative i.e. the universe is accelerating. The scale factor is increasing function of the time. The Gauss-Bonnet invariant have the following expression

$$G = \frac{24k}{t^7} + \frac{48k}{t^6} + \frac{192}{t^4}. \quad (34)$$

The energy density, pressure and tension of the domain walls have the following expressions

$$L_p = \frac{8}{t^2} + \frac{k}{t^4} + \alpha\beta G^{\beta+1} + \alpha\beta(\beta+1)G^{\beta-2} \left[\frac{k_1}{t^{18}} + \frac{k_2}{t^{17}} + \frac{k_3}{t^{16}} - \frac{k_4}{t^{15}} + \frac{k_5}{t^{14}} - \frac{k_6}{t^{13}} - \frac{k_7}{t^{12}} - \frac{k_8}{t^{10}} \right] \quad (35)$$

$$LP = -3k \frac{1}{t^4} - \frac{12}{t^2} - \alpha\beta G^{\beta+1} - 6\alpha\beta(\beta+1)TG^{\beta-1} \left[\frac{148k}{t^9} + \frac{288k}{t^8} + \frac{768}{t^6} \right] \quad (36)$$

$$\begin{aligned} L\sigma_d = & \frac{4(2\gamma+1)}{\gamma t^2} + \frac{k(\gamma+2)}{\gamma t^4} + \alpha\beta G^{\beta+1} \\ & + \alpha\beta(\beta+1)G^{\beta-1} \frac{\gamma-1}{\gamma} \left[\frac{k_1}{t^{18}} + \frac{k_2}{t^{17}} + \frac{k_3}{t^{16}} - \frac{k_4}{t^{15}} - \frac{k_6}{t^{13}} - \frac{k_7}{t^{12}} - \frac{k_8}{t^{10}} \right] \\ & + 6\alpha\beta \frac{\gamma-1}{\gamma} (\beta+1) TG^{\beta-1} \left[\frac{148k}{t^9} + \frac{288k}{t^8} + \frac{768}{t^6} \right] \end{aligned} \quad (37)$$

where

$$\begin{aligned} T &= 8 \left(\frac{k}{t^4} + \frac{4}{t^2} \right), \quad k_1 = (-227828 - 21904T\beta + 20904T)k^2, \\ k_2 &= k^2(85248T(1-\beta) - 897024), \quad k_3 = (5428 - 82944\beta)k^2T - 884736k^2, \\ k_4 &= (2998272 + 103488kT)k, \quad k_5 = 227328kT - 96768k^2T - 227328k\beta T - 5898240, \\ k_6 &= 91392kT + 221184k\beta T, \quad k_7 = 571398kT + 9437184, \quad k_8 = 589824\beta T + 147456T. \end{aligned}$$

From Fig.6, 7 we found that the energy density was large in the past and it tends to constant at the present for $k=1, -1$. It is similar to the result obtained by Caglar and Aygun [39]. The universe may be steady state in the future. The domain wall tension was positive and large in the past which conforms the existence of the domain walls in the early universe. The term σ_d tends to zero as $Z \rightarrow -1$ which is as per expectation of Zeldovich et al. [38].

4.1. Physical parameters. We obtain look back time, Hubble parameter, proper distance, luminosity distance, and a pair of state finders as follows:

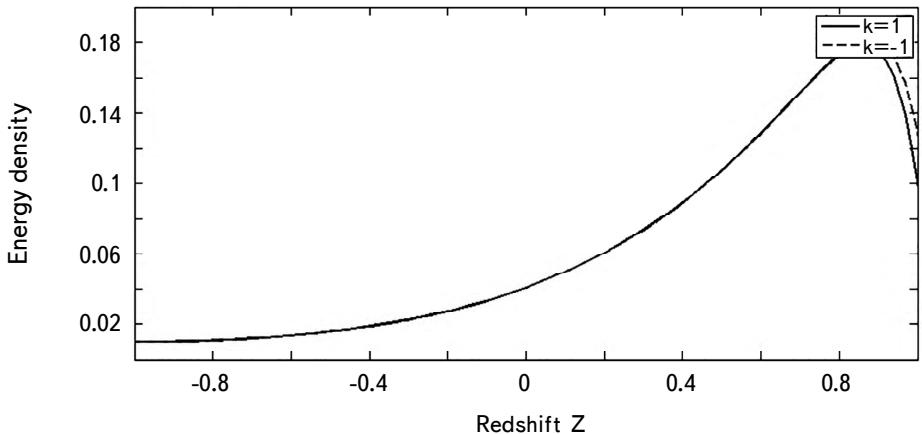


Fig.6. Plot of energy density with redshift.

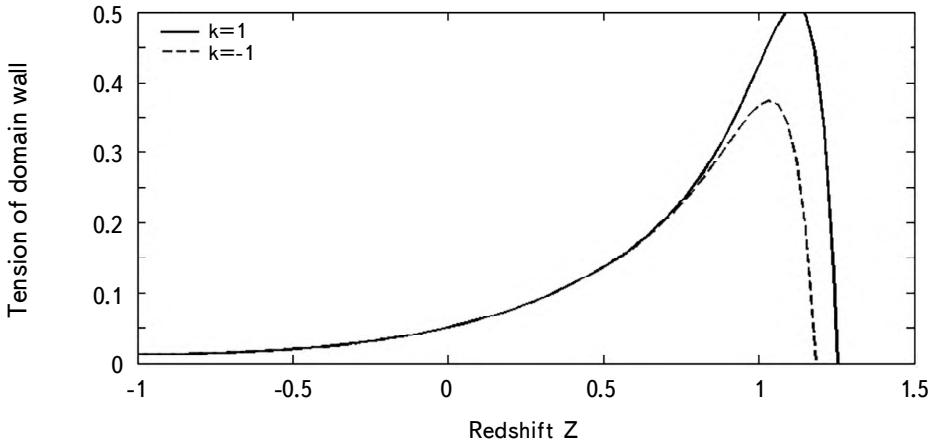


Fig.7. Plot of tension of domain wall with redshift.

$$t - t_0 = \frac{2}{H_0} \left[(1 + Z)^{-1/2} - 1 \right] \quad (38)$$

$$H = \frac{2}{t} \quad (39)$$

$$D = -t_0^2 \left[\frac{1}{t_0} - \frac{1}{t} \right] \quad (40)$$

$$d_L = \frac{t_0^4}{t^2} \left[\frac{1}{t_0} - \frac{1}{t} \right] \quad (41)$$

$$r^* = 0 \quad (42)$$

$$s = \frac{1}{3} \quad (43)$$

The Hubble parameter is decreasing function of time. Therefore, the rate of expansion of the universe is slowing down with increasing time. The state finder pair has fixed value i.e $(r^*, s) = (0, 1/3)$ which is the quiescence model of the universe.

5. Conclusion. In this paper we have studied Friedmann-Robertson-Walker space time with domain walls in the context of $f(G)$ theory of gravitation. We have investigated two different cases in which we have following observations:

1. In the case I, the model is in favor of closed universe. The behavior of term σ_d indicate that the domain walls exists in the early epoch of the universe which vanish at the present. The value of a statefinder pair (r^*, s) indicate that

the universe is at like Λ CDM model whereas the pair (r^*, q) indicate the steady state universe.

2. In the case II, we find that the energy density as well as tension of domain wall behave alike. The universe may be closed or open. The energy density was large in the past and tends to constant in the future whereas tension of domain walls was large in the past and tends to zero as $Z \rightarrow -1$. Thus, domain walls exist in the past and will be zero in the future. We have $\rho \rightarrow \text{const}$ when $Z \rightarrow -1$. The universe may be steady state in the future. The statefinder pair (r^*, s) is constant which shows the quiescence model of the universe.

3. The Hubble parameter is decreasing function of time i.e. the rate of expansion is decreasing with increasing time.

4. It is important to note that in both the cases we have q is negative therefore the universe is accelerating.

5. The look back time, proper distance, luminosity distance have also been calculated.

In the summary of two cases we found that the universe may be steady state in the future. The domain walls was exist in the past and vanish at the present. The universe is expanding and accelerating.

Acknowledgements. We would like to put our sincere thanks to anonymous referee to his valuable suggestion for upgradation of the paper.

¹ Department of Mathematics, Sant Gadge Baba Amravati University AMRAVATI-444602, India, e-mail: katore777@gmail.com

² Department of Mathematics, A.E.S. Arts, Commerce and Science COLLEGE, HINGOLI-431513, India, e-mail:schnhatkar@gmail.com

³ Department of Mathematics, Ram Meghe College of Engineering Badnera, India, e-mail: pankaj.dudhe@gmail.com

FRW ДОМЕННЫЕ СТЕНКИ В МОДИФИЦИРОВАННОЙ ТЕОРИИ ГРАВИТАЦИИ $f(G)$

С.Д.КАТОРЕ¹, С.П.ХАТКАР², П.С.ДУДХЕ³

В статье исследуется пространство-время Фридмана-Робертсона-Уокера при наличии доменных стенок в рамках $f(G)$ -теории гравитации. Предлагается обобщение линейно изменяющегося параметра замедления. Отмечается, что Вселенная ускоряется и расширяется. Значения параметра $\{r, s\}$ близки к

модели Λ CDM. Подробно обсуждаются некоторые физические параметры полученных моделей.

Ключевые слова: *доменные стенки: FRW: гравитация $f(G)$*

REFERENCES

1. *H.A.Buchdahl*, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **150**, 1, 1970.
2. *T.Harko, F.S.N.Lobo, S.Nojiri et al.*, Phys. Rev. D, **84**, 024020, 2011.
3. *K.Atazadeh, F.Darabi*, Gen. Relat. Gravit., **46**, 1664, 2014.
4. *S.Capozziello, M. De Laurents, S.D.Odintsov*, Mod. Phys. Lett. A, **29**, 30, 2014.
5. *R.Myrzakulov, D.S.Gomez, A.Tureanu*, Gen. Relat. Gravit., **43**, 1671, 2011.
6. *N.Dadhich*, in Math. Phys., Proc. 12th Regional Conf. Pakistan, eds. M.J.Aslam, A.Qadir, H.Salem, p.331, 2007.
7. *K.Bamba, A.N.Makarenko, A.N.Myagky et al.*, Phys. Lett. B, **732**, 149, 2014.
8. *Z.Kang, Y.Z.Ying, Z.D.Cheng et al.*, Chin. J. Phys. B, **21**, 020401, 2012.
9. *S.D.Katore, S.P.Hatkar, S.V.Gore*, Int. J. Geom. Meth. Mod. Phys., **15**, 1850116, 2018.
10. *S.D.Katore, S.P.Hatkar, R.J.Baxi*, Chin. J. Phys., **54**, 563, 2016.
11. *S.D.Katore, S.P.Hatkar*, Prog. Theoret. Exp. Phys., 033E01, 2016.
12. *S.D.Katore, S.P.Hatkar*, Astrophys. Space Sci., **357**, 55, 2015.
13. *D.R.K.Reddy, R.L.Naidu, U.M.V.Rao*, Int. J. Theoret. Phys., **47**, 1594, 2008.
14. *W.H.Press, B.S.Ryden, D.N.Spergel*, Astrophys. J., **347**, 590, 1989.
15. *R.K.Tiwari, A.Beesham, A.Pradhan*, Gravit. Cosmol., **23**, 302, 2017.
16. *G.Abbas, D.Momeni, M.A.Ali et al.*, Astrophys. Space Sci., **357**, 158, 2015.
17. *M.Crisostomi, K.Noui, C.Chamousis et al.*, Phys. Rev. D., **97**, 044034, 2018.
18. *M.Crisostomi, M.Hull, K.Koyama et al.*, J. Cosmol. Astropart. Phys., 038, 2016.
19. *T.Kobayashi, M.Yamaguchi, J.Yokoyama*, Prog. Theoret. Phys., **126**, 511, 2011.
20. *B.M.Leith, I.P.Neupane*, J. Cosmol. Astropart. Phys., **05**, 019, 2007.
21. *S.Nojiri, S.D.Odintsov, S.Ogushi*, Int. J. Mod. Phys. A, **17**, 4809, 2002.
22. *O.Akarsu, T.Dereli*, Int. J. Theoret. Phys., **51**, 612, 2012.
23. *S.Jana, S.Mohanty*, Phys. Rev. D, **99**, 044056, 2019.
24. *S.Karimi, K.Karami*, Astrophys. Space Sci., **365**, 26, 2020.
25. *S.C.Davis*, arXiv:0709.4453, 2008.
26. *A. De Felice, S.Tsujikawa*, Phys. Rev. D, **80**, 063516, 2009.
27. *M.X.Xu, T.Harko, S.D.Liang*, Europ. Phys. J. C, **76**, 449, 2016.
28. *H.Saadat*, Int. J. Theoret. Phys., **50**, 1769, 2011.

29. *A.Pradhan, K.K.Rai, A.K.Yadav*, Braz. J. Phys., **37**, 3b, 2007.
30. *G.Khadekar, R.Wanjari, C.Ozel*, Int. J. Theoret. Phys., **48**, 2550, 2009.
31. *M.J.S.Houndjo, M.E.Rodrigues, D.Momeni et al.*, Canad. J. Phys., **92**, 1528, 2014.
32. *M.Sharif, A.Ikram*, J. Exp. Theoret. Phys., **123**, 40, 2016.
33. *M.Sharif, H.I.Fatima*, Int. J. Mod. Phys. D, **25**, 1650011, 2016.
34. *N.M.Garcia, F.S.N.Lobo, J.P.J.Mimoso*, J. Phys. Conf. Ser., **314**, 012056, 2011.
35. *M.S.Berman*, Il Nuovo Cimen. B, **74**, 182, 1983.
36. *O.Akarsu, S.Kumar, R.Myrzakulov et al.*, J. Cosmol. Astropart. Phys., 022, 2014.
37. *V.Sahni, T.D.Saini, A.A.Starobinsky et al.*, JETP Lett., **77**, 201, 2009.
38. *B.Zeldovich, I.Y.Kobzarev, L.B.Okun*, Soc. Phys. JETP, **40**, 1, 1975.
39. *H.Caglar, S.Aygun*, Chin. J. Phys. C, **40**, 045103, 2016.

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 64

ФЕВРАЛЬ, 2021

ВЫПУСК 1

ГЕНЕРАЦИЯ НАНОВСПЛЕСКОВ В ИЗЛУЧЕНИИ ПУЛЬСАРА В КРАБОВИДНОЙ ТУМАННОСТИ

Г.МАЧАБЕЛИ¹, И.МАЛОВ², Г.ГОГОБЕРИДЗЕ¹, Н.КЕВЛИШВИЛИ¹

Поступила 7 августа 2020

Принята к печати 23 декабря 2020

Исследована динамика дрейфовых волн в электронно-позитронной плазме магнитосферы пульсара. Показано, что нелинейное взаимодействие дрейфовых волн с частицами плазмы приводит к образованию мелкомасштабных структур. Циклотронная неустойчивость, возникающая в этих структурах, может быть причиной образования нановсплесков, обнаруженных в радиоизлучении пульсара в Крабовидной туманности.

Ключевые слова: *пульсары: радиоизлучение: Крабовидная туманность*

1. *Введение.* Крабовидная туманность является уникальным объектом в нашей Галактике. Одним из ее загадочных свойств является особенность излучения пульсара PSR 0531+21, который расположен в Крабовидной туманности. В частности, давно известно [1], что излучение этого пульсара в радио, оптическом, рентгеновском и гамма-диапазонах генерируется в одной и той же области магнитосферы, которая расположена вблизи светового цилиндра (гипотетической поверхности, на которой скорость вращения магнитных силовых линий становится равной скорости света). Объяснение этого факта является одной из основных задач любой модели радиоизлучения пульсаров. Существуют несколько моделей радиоизлучения пульсаров [2-6], но до настоящего времени ни одна из них не смогла полностью объяснить имеющиеся наблюдения.

Один из возможных механизмов радиоизлучения пульсара аналогичен механизму, ответственному за солнечные радиовсплески. Двухпотоковая неустойчивость между первичным электронным пучком и электронно-позитронной плазмой магнитосферы пульсара генерирует сильную ленгмюровскую турбулентность [6]. Эти волны не могут покинуть магнитосферу напрямую. Модуляционная неустойчивость в сильной ленгмюровской турбулентности генерирует солитоны, а нелинейные волновые взаимодействия внутри солитонов генерируют вспышки электромагнитного излучения, которые могут покинуть магнитосферу.

Механизм, основанный на электронно-мазерном излучении, также пред-

полагает, что пучок плазмы генерирует ленгмюровскую турбулентность. Когда турбулентность становится сильнее, то первоначальный пучок и турбулентные флуктуации становятся пространственно неоднородными [4]. В результате коллективное движение сгустков заряда, взаимодействующих с электростатическими флуктуациями в турбулентности, приводит к когерентному пучкообразному излучению.

Еще один возможный механизм радиоизлучения связан с развитием циклотронной неустойчивости [5,7]. Циклотронная неустойчивость развивается при выполнении условия резонанса на аномальном эффекте Доплера. Эта неустойчивость генерирует электромагнитные волны, которые могут напрямую покинуть магнитосферу.

Другие возможные механизмы включают излучение, вызванное ускорением частиц в электрическом поле колебаний, параллельных магнитному полю пульсара [3], изгибное излучение когерентными сгустками [2] и мазерное изгибное излучение [8].

Сравнение предсказаний разных моделей с наблюдениями является непростой задачей. Основная сложность заключается в том, что все модели основаны на микроскопических плазменных процессах в магнитосфере, тогда как большинство существующих наблюдений связаны с крупномасштабными процессами. Недавние наблюдения с очень высоким временным разрешением позволили [9] сравнить данные нановсплесков, наблюдаемых в основном импульсе, и низкочастотные межимпульсные характеристики пульсара PSR 0531+21, с предсказаниями различных моделей радиоизлучения. Авторы пришли к выводу, что ни одна из существующих моделей не может объяснить одновременно все три основных свойства наблюдений: спектр, временные масштабы явлений и наблюдаемый высокий уровень круговой поляризации. Что касается модели, основанной на развитии циклотронной неустойчивости, авторы исследования [9] пришли к выводу, что эта модель естественным образом объясняет наблюдаемый уровень круговой поляризации [5,10], но, с другой стороны, поскольку механизм генерации является линейным, в рамках простейшей версии модели невозможно объяснить существование явлений с характерным временным масштабом порядка наносекунд.

В представленной работе исследовано развитие циклотронной неустойчивости в электронно-позитронной плазме магнитосферы пульсара. Показано, что воздействие дрейфовых волн на развитие циклотронной неустойчивости может привести к образованию наблюдаемых нановсплесков.

2. Развитие циклотронной неустойчивости. Стандартная модель магнитосферы пульсара [11] предполагает, что релятивистская электронно-позитронная плазма движется вдоль силовых линий магнитного поля. В

работе [12] было показано, что черенковское излучение в электронно-позитронной плазме подавлено. Но позже обнаружилось [5,7], что эффективная генерация электромагнитных волн возможна при модифицированном черенковском резонансе, если принять во внимание дрейфовое движение частиц, вызванное искривлением магнитного поля (так называемый дрейфовый черенковский резонанс). Условие резонанса имеет следующий вид:

$$(\omega - k_{\parallel} v_{\parallel} - k_{\perp} u_{\perp}) = 0. \quad (1)$$

Здесь v_{\parallel} - параллельная составляющая скорости частицы, $u_{\perp} = \gamma v_{\parallel}^2 / \omega_B R_c$ - скорость дрейфа электронов, вызванная кривизной силовых линий, R_c - радиус кривизны силовых линий, $\omega_B = eB_0/mc$ - циклотронная частота, e - элементарный заряд, c - скорость света, B_0 - магнитное поле пульсара, ω - частота волны, k_{\parallel} и k_{\perp} - параллельная и перпендикулярная к магнитному полю составляющие волнового вектора.

Функция распределения частиц электрон-позитронной плазмы в магнитосфере пульсара описывает движение плазмы от поверхности звезды к световому цилиндуру и состоит из трех компонент [11,13,14]. Первая компонента - это первичный пучок электронов с плотностью Гольдрайха-Джулиана $n_b = n_{GJ} = 7 \cdot 10^{-2} B_*/P$, где B_* - магнитное поле на поверхности пульсара, P - период вращения. Типичный лоренц-фактор первичного пучка $\gamma_b \sim 10^6 - 10^7$. Вторая компонента - так называемые хвостовые частицы [14] с $n_t \sim 10^{13} - 10^{15} \text{ см}^{-3}$ и типичным лоренц-фактором $\gamma_t \sim 10^3 - 10^5$. Третьей компонентой является основная электронно-позитронная плазма, плотность которой сильно зависит от характера магнитного поля пульсара. Если магнитное поле пульсара дипольное, тогда плотность $n_p \approx \gamma_b n_b / \gamma_p \sim 10^{18} \text{ см}^{-3}$ и $\gamma_p \sim 10^2$. С другой стороны, для квадрупольного магнитного поля имеем [15] $\gamma_p \sim 3 - 10$ и $n_p \sim 10^{20} \text{ см}^{-3}$. Вся функция распределения частиц является одномерной. Такой вид функции распределения неустойчив по отношению к циклотронной неустойчивости [5,7] при выполнении условия аномального доплеровского резонанса:

$$\omega - k_{\parallel} v_{\parallel} - k_{\perp} u_{\perp} + \frac{s \omega_B}{\gamma_{res}} = 0. \quad (2)$$

Здесь $s = \pm 1, \pm 2, \pm 3 \dots$ - номер гармоники циклотронной частоты и γ_{res} - лоренц-фактор резонансных частиц.

Для анализа резонансного условия (2) нам понадобятся основные характеристики собственных мод электронно-позитронной плазмы. Существуют три собственных моды электронно-позитронной плазмы. Одна из собственных мод, так называемая О-волна, является чисто поперечной. Ее электрическое поле E_0 перпендикулярно к плоскости, образованной волновым вектором и фоновым магнитным полем. Две другие (так называемые А и Х-волны) имеют

смешанный, продольно-поперечный характер. Для волн, распространяющихся почти параллельно силовым линиям, дисперсионные уравнения для О, А и Х-мод имеют следующий вид:

$$\omega_X = kc(1 - \delta), \quad \text{где} \quad \delta = \frac{\omega_p^2}{4\gamma_p^3 \omega_B^2} \quad (3)$$

$$\omega_A = k_{||}c \left(1 - \delta - \frac{k_{\perp}^2 c^2}{4\gamma_p \omega_p^2} \right) \quad (4)$$

$$\omega_0^2 = \omega_p^2 \gamma_p^{-3} + k_{||}^2 c^2. \quad (5)$$

В уравнении (3) $\omega_p^2 = 4\pi e^2 n_p / m$ - плазменная частота.

Как известно [13], функция распределения частиц в магнитосфере является одномерной. Такой вид функции распределения неустойчив по отношению к циклотронной неустойчивости, и при выполнении резонансного условия (2) происходит генерация радиоволн. Во время квазилинейной стадии неустойчивости радиоволны воздействуют на функцию распределения частиц, и это вызывает диффузию частиц как вдоль, так и перпендикулярно силовым линиям. Это обстоятельство приводит к насыщению неустойчивости. С другой стороны, частицы приобретают поперечную составляющую импульса и вследствие синхротронного излучения генерируют электромагнитные волны в рентгеновском и гамма-диапазонах. Этот сценарий объясняет, как радио и высокочастотные волны могут генерироваться в одной и той же области. Частота генерируемых радиоволн может быть найдена из уравнения (2) с использованием уравнения (3) и разложений

$$v_{||} \approx c \left(1 - \frac{1}{2\gamma_{res}^2} \right) \quad \text{и} \quad k \approx k_{||} \left(1 + \frac{k_{\perp}^2}{2k_{||}^2} \right). \quad (6)$$

В этом случае

$$\omega \approx k_{||}c = \frac{s\omega_B}{\gamma_{res}\delta} = 4\gamma_p^3 \frac{s\omega_B^2}{\gamma_{res}\omega_p^2}. \quad (7)$$

Характерная частота высокочастотного синхротронного излучения дается выражением

$$\omega \approx \omega_B \gamma_{res}^2. \quad (8)$$

Последние два уравнения дают связь между генерированными радио и высокочастотными волнами.

Согласно уравнению (7), для $\gamma_p \approx 3$ радиоволны с частотами порядка нескольких ГГц могут быть возбуждены резонансными частицами с лоренц-фактором $\gamma_{res} \sim 10^7$. Используя эти параметры, для квадрупольного магнитного

поля [15] получаем $\omega_p^2 \approx 6.4 \cdot 10^{28} (R_*/r)^4$ (рад/с)², и $\omega_B \approx 1.4 \cdot 10^{20} (R_*/r)^4$ рад/с. Используя уравнение (7) и предполагая, что генерация радиоволны происходит при $r \sim 10^8$, для частоты генерируемых радиоволн мы получаем:

$$\omega \approx 4 \cdot 10^9 \text{ рад/с.} \quad (9)$$

При $s=1$ радиоизлучение соответствует частотам порядка 1 ГГц. Поскольку частицы движутся вдоль силовых линий, направленных к наблюдателю, угловое распределение излучения достигает наблюдателя сильно анизотропно [16,17] и в основном сосредоточено в пределах угла

$$\alpha \approx \frac{1}{\gamma_{res}} \quad (10)$$

около силовых линий поля.

3. *Генерация дрейфовых волн.* В предыдущем разделе были рассмотрены волны, распространяющиеся почти параллельно к магнитному полю. Здесь мы рассмотрим генерацию А-волн с волновым вектором, почти перпендикулярным к магнитному полю [5,16,17]. Частицы плазмы, движущиеся вдоль силовых линий, подвержены дрейфовому движению из-за кривизны силовых линий. Скорость дрейфа выражается следующей формулой:

$$u_\perp = \frac{\gamma v_{||}^2}{\omega_B R_c}. \quad (11)$$

Частицы дрейфуют в направлении, перпендикулярном плоскости, содержащей изогнутые линии поля. Поэтому взаимодействие дрейфовой волны с частицами плазмы удобно изучать в локальной цилиндрической системе отсчета (x, r, ϕ). Ось x направлена перпендикулярно к плоскости, содержащей изогнутую линию магнитного поля, ϕ -направление перпендикулярно оси x и направлено по касательной к силовой линии. Центр системы находится в центре кривизны силовой линии, и следовательно, угол определяет расположение частицы вдоль линии магнитного поля.

В работе [5] была изучена генерация почти поперечных ($k_x/k_\phi \gg 1$) дрейфовых волн на модифицированном черенковском резонансе (1). Для частоты генерируемой волны уравнение (1) принимает вид $\omega \approx k_x v_x + k_\phi u_\phi$, а инкремент неустойчивости дается следующей формулой [16]:

$$\Gamma \approx \left(\frac{n_b \gamma_p^3}{n_p \gamma_b} \right)^{1/2} k_x u_x. \quad (12)$$

Инкремент (12) достигает максимума для волны с волновым вектором $k_x^2 \ll 3\omega_p^2 / 2\gamma_p^3 c^2$. Для параметров пульсара в Крабовидной туманности это условие дает $k_x \ll 0.5 \text{ см}^{-1}$. Используя условие $n_p \gamma_p \lesssim n_b \gamma_b$, для типичного значения инкремента уравнение (12) дает $\Gamma \sim 10 \text{ с}^{-1}$. Генерируемые дрейфовые

волны распространяются почти перпендикулярно к магнитному полю. Они циркулируют вокруг силовых линий, медленно приближаясь по спиральной траектории к поверхности светового цилиндра. Поэтому эти волны довольно долго остаются в магнитосфере и могут эффективно участвовать в различных динамических процессах.

4. Нелинейные процессы и формирование нановсплесков. Рассмотрим дрейфовую волну, распространяющуюся почти перпендикулярно к магнитному полю, удовлетворяющую условию $k_x u_x \gg k_\phi u_\phi$. Для таких волн мы имеем $\omega \approx k_x u_x$. Возмущение электрического поля параллельно силовой линии, а возмущение магнитного поля имеет только r -компоненту B_r . Из уравнения Максвелла имеем $B_r = E_\phi (k_x c / \omega) \sim E_\phi (c / u_x)$, где E_ϕ - возмущение электрического поля. Из этого уравнения следует, что $B_r \gg E_\phi$.

Покажем, что нарастание B_r приводит к изменению радиуса кривизны силовой линии магнитного поля. В декартовой системе координат (x, y) , в которой лежит силовая линия, имеем:

$$\frac{dy}{dx} = \frac{B_y}{B_x}. \quad (13)$$

А кривизна силовой линии $\rho_c = 1/R_c$ определяется из уравнения:

$$\rho_c = \left[1 + \left(\frac{dy}{dx} \right)^2 \right]^{-3/2} \frac{d^2 y}{dx^2}, \quad (14)$$

которое в цилиндрических координатах имеет вид:

$$\rho_c = \frac{1}{rB} \left[B_\phi - \frac{B_\phi^2}{B^2} \frac{\partial B_r}{\partial \phi} \right]. \quad (15)$$

В этом уравнении $B = (B_\phi^2 + B_r^2)^{1/2}$. Из выражения для B следует, что если амплитуда волны гораздо меньше фонового поля пульсара, $B_r/B_\phi \ll 1$, то изменение $B = (B_\phi^2 + B_r^2)^{1/2} \approx B_\phi (1 + B_r^2/2B_\phi^2)$ пренебрежимо мало. В то же время, поскольку в азимутальном направлении $B_r \sim \exp(ik_\phi r)$, из уравнения (15) следует:

$$\rho_c \sim \frac{1}{r} \left(1 - k_\phi r \frac{B_r}{B_\phi} \right), \quad (16)$$

и следовательно, для гармоник с $k_\phi r \gg 1$ дрейфовая волна может значительно изменить кривизну магнитного поля даже в случае $B_r/B_\phi \ll 1$. Рассмотрим как это изменение влияет на резонансные условия (1) и (2). Используя разложение $v_\phi \approx c(1 - 1/2\gamma^2 - u_\perp^2/2c^2)$ и дисперсионное уравнение О-мод, уравнение (2) принимает вид:

$$\frac{1}{2} \left[\frac{k_x}{k_\phi} - \frac{u_\perp}{c} \left(1 - k_\phi r \frac{B_r}{B_\phi} \right) \right] + \frac{k_r^2}{4k_\phi^2} - \delta = -s \frac{\omega_B}{\gamma_r k_\phi c}. \quad (17)$$

Это уравнение описывает как резонансы на аномальном эффекте Доплера ($s=+1, +2, \dots$), так и черенковский резонанс ($s=0$). Из-за наличия дрейфовых волн ни магнитное поле, ни его кривизна не являются постоянными. Следовательно, резонансное условие (17) может выполняться только для особых областей, формируя тем самым "излучающие пятна" в магнитосфере. В областях, где дрейфовая волна вызывает увеличение кривизны магнитного поля, также увеличивается магнитное поле. Так как релятивистские частицы движутся вдоль силовых линий, усиление магнитного поля вызывает увеличение концентрации частиц, и следовательно, усиление интенсивности излучения. Характеристики "излучающего пятна" сильно зависят от ее локализации, а также фазы дрейфовой волны [5,7].

В приближении слабой турбулентности нелинейная динамика дрейфовых волн в магнитосфере пульсара может включать как 3-х и 4-х волновые резонансные взаимодействия, так и нелинейное взаимодействие волн с частицами плазмы [16]. Трехвольновое взаимодействие включает квадратично-нелинейный ток, который является нечетной функцией заряда, так что электроны и позитроны вносят вклад с противоположным знаком, практически полностью компенсируя друг друга [18]. Четырехвольновое взаимодействие, которое предполагает кубическую нелинейность, мало при не очень сильной нелинейности, и следовательно, нелинейное взаимодействие волн с частицами плазмы является доминирующим нелинейным процессом с участием дрейфовых волн [16]. Эти взаимодействия включают в себя как рассеяние волн частицами плазмы, так и слияние волн. В первом случае длина волны увеличивается, и этот процесс ограничен размерами магнитосферы, тогда как в случае слияния волн длина волны уменьшается, и энергия перекачивается к более мелкомасштабным возмущениям.

Нелинейные взаимодействия волн и частиц в электронно-ионной плазме могут быть сильно ослаблены [19] из-за поляризации среды (формирование так называемого экранирующего облака). В отличие от этого в электронно-позитронной плазме поляризационные вклады электронов и позитронов компенсируют друг друга [5], и следовательно, и эффект ослабления взаимодействия, связанный с поляризацией, отсутствует. Сохранение энергии и импульса для нелинейного взаимодействия волн с частицами плазмы приводит к следующим условиям:

$$\omega \pm \omega' = (k_\phi \pm k'_\phi) v_{||}. \quad (18)$$

Здесь величины без прима относятся к рассеиваемой волне, а величины с

примом относятся к волне после нелинейного взаимодействия. Знак минус в уравнении (18) соответствует нелинейному рассеянию волн, а знак плюс описывает слияние волн. Нелинейное рассеяние дрейфовых волн детально изучалось ранее [5,16]. Этот процесс передает энергию волны частицам, и следовательно, каскад энергии происходит к более низким частотам. Напротив, слияние волн увеличивает частоту волны и передает энергию к меньшим масштабам. Временные масштабы этих процессов имеют одинаковый порядок [19] и как показано ранее [5,16], энергия может быть эффективно перекачана к различным масштабам, прежде чем дрейфовые волны покинут магнитосферу. Следовательно, слияние волн приводит к формированию мелкомасштабных дрейфовых волновых структур. Интенсивность магнитного поля, а также плотность плазмы в этих структурах усиливаются, что приводит к формированию мелкомасштабных интенсивно излучающих пятен. Если размер излучающего пятна незначителен по сравнению с размерами магнитосферы, то продолжительность излучения, полученного наблюдателем, дается выражением (см. уравнение (10)):

$$\tau \approx \frac{1}{\Omega \gamma_{res}}. \quad (19)$$

Учитывая, что для пульсара в Крабовидной туманности $\Omega \approx 200 \text{ с}^{-1}$, а для частицы первичного пучка $\gamma \sim 10^6 - 10^7$, минимальная длительность сигнала, связанного с небольшим излучающим пятном, составляет $\tau \sim 10^{-9} \text{ с}$. Как видим, полученное значение по порядку величины соответствует наблюдаемой длительности нановсплесков. Представленная модель предполагает, что из-за нелинейной эволюции дрейфовых волн в магнитосфере пульсара одновременно образуется много излучающих пятен, но лишь немногие из них пересекают линию наблюдения.

5. Заключение. В представленной работе исследовано влияние дрейфовых волн на формирование радиоизлучения в электронно-позитронной плазме магнитосферы пульсара. Показано, что в нелинейной эволюции дрейфовых волн преобладает нелинейное взаимодействие волн с частицами плазмы, которое включает как индуцированное рассеяние, так и слияние волн. Последний процесс передает энергию к меньшим масштабам и приводит к образованию мелкомасштабных структур, в которых усиливаются магнитное поле и плотность плазмы. Эти структуры образуют интенсивно излучающие пятна. Длительность сигнала, связанного с пятном, составляет порядка наносекунд, следовательно, структуры дрейфовой волны могут быть ответственны за недавно обнаруженные нановсплески в радиоизлучении пульсара Крабовидной туманности. Рассмотренная модель предполагает, что одновременно формируются много излучающих пятен, но лишь немногие из них пересекают линию обзора

наблюдателя. Поскольку представленная модель предполагает, что разные нановсплески связаны с разными излучающими пятнами, она предсказывает отсутствие корреляции между различными характеристиками (такими как круговая поляризация и т. д.) разных нановсплесков.

Работа выполнена при поддержке Национального фонда науки им. Шота Руставели (Shota Rustaveli National Science Foundation), Грант FR-18-19964.

¹ Государственный университет им. Илии, Грузия,
e-mail: g.machabeli@iliauni.edu.ge grigol_gogoberidze@iliauni.edu.ge
natia.kevlishvili.l@iliauni.edu.ge

² Пущинская радиоастрономическая обсерватория, Россия,
e-mail: malov@prao.ru

GENERATION OF NANOFLAres IN THE EMISSION OF CRAB PULSAR

G.MACHABELI¹, I.MALOV², G.GOGOBERIDZE¹, N.KEVLISHVILI¹

We study the dynamics of drift waves in the electron-positron plasma of pulsar magnetosphere. It is shown that nonlinear interaction of the drift waves with plasma particles leads to the formation of small scale structures. We show that cyclotron instability developed within these nonlinear structures can be responsible for the formation of nanoflares discovered in the radio emission of the Crab pulsar.

Keywords: *pulsars: radio emission: Crab nebula*

ЛИТЕРАТУРА

1. *R.N.Manchester, J.H.Taylor*, Pulsars, Freeman and company, New York, 1977.
2. *M.A.Ruderman, P.G.Sutherland*, *Astrophys. J.*, **196**, 51, 1975.
3. *D.B.Melrose*, *Astrophys. J.*, **225**, 557, 1978.
4. *D.N.Baker, J.E.Borovsky, G.Benford et al.*, *Astrophys. J.*, **326**, 110, 1988.
5. *A.Z.Kazbegi, G.Z.Machabeli, G.I.Melikidze*, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **253**, 377, 1991.
6. *J.C.Weatherall*, *Astrophys. J.*, **483**, 402, 1997.
7. *M.Lyutikov, R.D.Blandford, G.Machabeli*, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **305**,

- 338, 1999.
- 8. *Q.Luo, D.B.Melrose*, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **258**, 616, 1992.
 - 9. *J.A.Eilek, T.H.Hankins*, J. Plasma Phys., **82**, 635820302, 2016.
 - 10. *G.Gogoberidze, G.Machabeli*, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **364**, 1363, 2005.
 - 11. *P.Goldreich, W.Julian*, Astrophys. J., **157**, 869, 1969.
 - 12. *M.Gedalin, E.Gruman, D.B.Melrose*, Phys. Rev. Lett., **88**, 121101, 2002.
 - 13. *P.A.Sturrock*, Astrophys. J., **164**, 529, 1971.
 - 14. *E.Tademaru*, Astrophys. J., **183**, 625, 1973.
 - 15. Г.З.Мачабели, В.В.Усов, Письма в Астрон. ж., **5**, 445, 1979.
 - 16. *G.Gogoberidze, G.Machabeli, D.B.Melrose et al.*, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **360**, 669, 2005.
 - 17. И.Ф.Малов, Г.З.Мачабели, Аномальные пульсары, М., Наука, 2009.
 - 18. *Q.Luo, D.B.Melrose*, Solar Physics, **154**, 187, 1994.
 - 19. *R.Z.Sagdeev, A.A.Galeev*, Nonlinear Plasma Theory, Benjamin, New York, 1969.

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 64

ФЕВРАЛЬ, 2021

ВЫПУСК 1

СПЕКТР ЭМИССИИ ПЫЛИ В ОСТЫВАЮЩЕМ ГАЗЕ

С.А.ДРОЗДОВ

Поступила 27 сентября 2020

Принята к печати 23 декабря 2020

Проведено моделирование эмиссионного спектра пыли, испытывающей существенные флуктуации температуры за фронтами сильных (>100 км/с) ударных волн. Моделирование включает расчет функции распределения температуры пылинок, возникающей под действием стохастического нагрева со стороны электронов окружающей плазмы, а также особенности результирующего спектрального распределения эмиссии пыли. В процессе остывания окружающей плазмы эмиссионный спектр меняется, заметно отличаясь от "квазипланковского" спектра изотермической пыли (или суперпозиции таких спектров). Характер его изменений может быть использован для диагностики теплового состояния плазмы. Кратко обсуждаются объекты, где такие эффекты могут быть существенны.

Ключевые слова: горячий газ: межзвездный: межгалактический: сверхновые:
межзвездная пыль: эмиссионные спектры пыли

1. *Введение.* Межзвездная среда (МЗС) заполнена ударными волнами (УВ) - многие ее динамические особенности и спектральные свойства определяются действием сверхновых, звездного ветра, ионизационных фронтов и др. [1-3]. Структура МЗС, в том числе крупномасштабная (например, Северный Полярный шпур, см. [4]) определяются, по-видимому, коллективными вспышками сверхновых [5-10]. Важная задача, которая ставится при исследовании этих объектов - это диагностика газа, нагретого в результате действия ударных волн. Один из способов оценки параметров среды - это наблюдение ИК-излучения от нагретой за фронтами ударных волн пыли, как было предложено в пионерских работах [11,12]. Тепловые свойства пыли описывались в более поздних работах [13,14]. В настоящей работе мы рассматриваем влияние стохастического нагрева пыли за фронтами радиационных ударных волн на их эмиссионный спектр.

В расширяющемся остатке сверхновой столкновительный нагрев, как правило, преобладает над нагревом от УФ-квантов межзвездного поля излучения. Мелкие пылинки испытывают более редкие удары (время между которыми больше времени остывания пылинки) с темпом: $v_{coll} = 2\pi a^2 n V_t$ (n - концентрация плазмы, V_t - тепловая скорость частиц, a - радиус пылинки), (см. раздел 3). В результате этого каждая отдельная пылинка испытывает температурные флуктуации той или иной амплитуды. Такой режим нагрева называется стохастическим [15]. Амплитуда температурных вариаций пыли при стохasti-

ческом нагреве в условиях горячей плазмы ($T_g = 10^6 - 10^7$ К) заметно превышает таковую при нагреве пыли УФ квантами межзвездного поля излучения (см. раздел 3). По этой причине эффекты флуктуаций температуры за фронтами УВ могут проявляться заметнее. За фронтами радиационных ударных волн режим стохастического нагрева пылинок изменяется по мере эволюции параметров остивающей плазмы, а именно: вследствие уменьшения температуры и соответствующего увеличения плотности газа $n \propto T^{-1}$ частота столкновений будет увеличиваться приблизительно как $\propto T^{-1/2}$. Более того, уменьшение температуры газа может приводить к увеличению доли энергии, теряемой частицами плазмы в пылинке (см. раздел 3). Это обстоятельство может существенно влиять на эмиссионный спектр пыли. Его исследованию посвящена настоящая работа.

Статья построена следующим образом. Процесс остивания газа и его характерные темпы обсуждаются в разделе 2, а модель нагрева пылинок приводится в разделе 3. Здесь, по сравнению с работой [16], мы используем новый статистический метод для построения функции распределения температур пылинок, который является более универсальным для расчета в плотной и горячей среде, подробнее этот метод обсуждается в разделе 4. Изменение параметров среды в связи с остиванием газа будет отражаться в эмиссионных спектрах пыли в ИК диапазоне (см. раздел 5). Подобные изменения могут служить характерным индикатором процессов, которые идут в некоторых областях межзвездной среды с высокой температурой газа, и обеспечивать диагностику состояния газовой среды в этих областях. В разделе 6 мы кратко суммируем основные результаты.

2. Тепловая эволюция газа за фронтом ударной волны. Уравнение остивания элемента газа за фронтом УВ определяется выражением [17]:

$$\frac{dT}{dt} = -\frac{2n}{3k_B} \Lambda(T), \quad (1)$$

где $n = 4n_0T_0/T$, а n_0 - плотность перед фронтом УВ (т.е. фоновая плотность), $T_0 = 3\mu m_p v_s^2 / 16k_B$ - температура газа сразу за фронтом УВ, μ - молекулярный вес, m_p - масса протона, k_B - постоянная Больцмана, $\Lambda(T)$ - функция охлаждения газа.

Задается плотность фоновой среды, по которой проходит ударная волна: $n_0 = 0.3, 1, 3 \text{ см}^{-3}$ и скорость ударной волны $v_s = 10^3 \text{ км/с}$, что соответствует начальной температуре газа $T_0 = 2.2 \cdot 10^7 \text{ К}$. Газ за фронтом считается полностью ионизованным и остается таковым до конца счета, поскольку время остивания газа короче характерного времени рекомбинации [17], счет заканчивается при температуре $5 \cdot 10^5 \text{ К}$. Функция охлаждения газа задается в виде таблицы со значениями температур от 10^5 К до 10^8 К . Данные взяты из [17]. Фрагмент зависимости функции охлаждения от температуры приведен на рис. 1, левая

панель. На рис.1 (центральная и правая панели) показаны зависимости изменения температуры и плотности от времени; время нормировано на характерное время охлаждения

$$\tau_{cool} \sim \frac{T}{\left| \frac{dT}{dt} \right|} = \left(\frac{8n_0 T_0 \Lambda(T)}{3k_B T^2} \right)^{-1}, \quad (2)$$

где T - характерная температура, до которой остывает газ, равная половине начальной температуры.

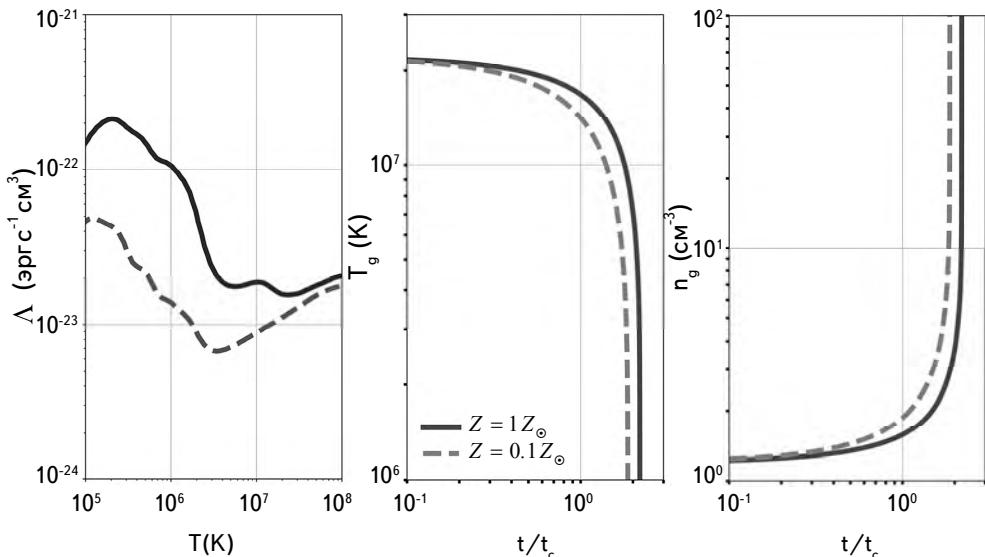


Рис.1. Левая панель - функция остывания газа $\Lambda(T)$ для значения металличности $1 Z_\odot$ в зависимости от температуры газа [17]. Приведено изменение температуры газа (центральная панель) и плотности (правая панель) со временем в процессе остывания газа, начальная плотность газа $n_0 = 0.3 \text{ см}^{-3}$. Время остывания выражено в характерных временах остывания газа в два раза от начальной температуры $T_0 = 2.2 \cdot 10^7 \text{ K}$, а характерное время равно $t_c = 1.6 \text{ млн. лет}$ для $Z = Z_\odot$, и $t_c = 3.35 \text{ млн. лет}$ для $Z = 0.1 Z_\odot$. Сплошная линия - металличность газа $Z = Z_\odot$, а пунктирная - $0.1 Z_\odot$. Зависимость температур и плотности газа от металличности проявляется, как легко видеть, только в длительности остывания.

3. Модель тепловой эволюции пыли. Рассматривается объем газа, содержащий единичный по массе элемент пыли. Нагрев пыли в условиях высокой температуры и концентрации газа происходит в основном за счет ударов частиц газа о пылинку. Нагревом за счет поглощения УФ квантов, как отмечалось выше, можно пренебречь по сравнению со столкновительным механизмом передачи энергии, так как типичное значение энергии УФ квантов межзвездного поля излучения составляет $\sim 10 \text{ эВ}$, в то время как средняя кинетическая энергия электрона в газе с температурой 10^6 К около

130 эВ, большая часть которой может передаваться на нагрев пылинок (см. раздел 5). За счет этого температура пылинок в горячей плазме испытывает большие флуктуации, чем при нагреве УФ-квантами, сильно искажая эмиссионный спектр по сравнению с изотермическим распределением. Основной вклад в нагрев пылинок будет происходить за счет столкновения с электронами, из-за различия в массах частота столкновений электронов с пылинками выше, чем у ионов $v_e \approx 42.8 v_i$. Поэтому в построении ФРТ для пыли учитываются только столкновения с электронами, концентрация которых предполагается равной концентрации частиц газа.

В расчетах мы принебрегаем влиянием заряда пылинки на сечение столкновения электрона с ней, полагая, что межзвездное поле излучения, а также излучение от ударной волны компенсирует приток отрицательного заряда электронов на пылинку [18,19]. В этом случае поток отрицательного заряда на пылинку за счет тепловых электронов компенсируется фотоионизацией пылинки оптическими и ультрафиолетовыми квантами. Действительно, если принять для плотности квантов межзвездного поля значение Хабинга-Дрейна $\approx 4 \cdot 10^{-14}$ эрг см⁻³ для квантов с длиной волны около $\lambda \sim 1000 \text{ \AA}$ [20], то в окрестности ОВ-ассоциаций, где наиболее часто происходят вспышки сверхновых, поток может превышать значение Хабинга-Дрейна на порядок на временах до ≥ 100 млн. лет [21]. Отсюда следует оценка скорости фотоэффекта на единичной поверхности пылинки $v_{ph} \sim (1-10) \cdot 10^8 \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$. Некоторый вклад в фотоионизацию пылинок дает и эмиссия от ударной волны [18]. Заряд, который пылинки приобретают от столкновений с тепловыми электронами плазмы, определяется частотой налипания их на пылинку. Эта частота на единицу поверхности пылинки составляет $v_e = n_e v_{T,e} (\langle s_e \rangle - \langle \delta \rangle) g(-\phi)$, $\langle s_e \rangle$ - средняя вероятность налипания электрона на пылинку, $\langle \delta \rangle$ - средняя вероятность выбивания с поверхности пылинки вторичного электрона, $g(\phi) = e^\phi$, если $\phi < 0$, $g(\phi) = 1 + \phi$ в противном случае, $\phi = Ze^2/kT$, Z - заряд пылинки [22], численное значение частоты налипания электронов на пылинку $v_e < n_e v_{T,e} \sim 4 \cdot 10^8 n_e T_6^{1/2} e^{Ze^2/kTa} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$ ($T_6 = 10^{-6} T$), для отрицательно заряженной пылинки $Z < 0$. Легко видеть, что при $n_e < (0.25 - 2.5) \text{ см}^{-3}$ пылинка заряжена положительно, при больших значениях заряд ее отрицателен. Однако для интересующих нас концентраций газа частота фотоэффектов и частота налипания электронов остаются сравнимыми, поэтому заряд пылинки остается существенно меньше равновесного столкновительного значения, определяемого тепловыми электронами $|Z| \sim 2kTa/e^2$, при котором влияние кулоновских сил оказывается заметным (см. более подробное обсуждение в [19]).

Функция распределения по скоростям электронов принимается максвелловской, вклад нетепловых электронов за фронтом ударной волны с энергией $> 10 \text{ кэВ}$, согласно [23], мал и не учитывается в этой работе. Доля энергии,

передаваемая пылинке при соударении, определяется выражением [15]:

$$\eta(E) = \begin{cases} E, & E < E_* \\ \left(1 - \left[1 - (E_*/E)^{3/2}\right]^{2/3}\right)E, & E > E_* \end{cases}, \quad (3)$$

где $E_* = 1.4 \cdot 10^{-8} (a/10^{-4})^{2/3} (\rho_d)^{2/3}$, a - радиус пылинки, ρ_d - плотность сорта пыли, E - энергия падающего электрона.

Пылинка после поглощения кинетической энергии электрона остывает за счет излучения в ИК области. Уравнение, описывающее изменение ее температуры, имеет следующий вид:

$$\frac{dT_d}{dt} = \frac{4\pi a^2 \sigma_{SB} (\langle Q_{abs} \rangle_r T_r^4 - \langle Q_{abs} \rangle_d T_d^4)}{C(T_d)}, \quad (4)$$

где T_r - температура фотонов реликтового излучения, равная 2.7 К, которые не дают пылинкам остывать ниже этого значения, σ_{SB} - постоянная Стефана-Больцмана, T_d - текущая температура пыли, $C(T_d)$ - теплоемкость пыли, взятая из работ [15, 24], а $\langle Q_{abs} \rangle_r$ и $\langle Q_{abs} \rangle_d$ - коэффициенты поглощения реликтовых фотонов и излучения ИК-квантов, соответственно, усредненных по планковскому спектру: $\langle Q_{abs} \rangle \propto aT^2$, что соответствует частотной зависимости $Q_{abs} \propto a\nu^{-\beta}$; в настоящей работе принято для простоты $\beta = 2$, точные выражения для коэффициентов поглощения графитовых и силикатных пылинок приведены в [20].

Время остывания пылинки от начальной температуры вслед за поглощением энергии электрона до заданной температуры определяется выражением

$$\tau_c = \int_{T_i}^{T_{d,\Delta E}} \frac{dT'_d}{|dT'_d/dt|}, \quad (5)$$

где $T_{d,\Delta E}$ - температура после поглощения энергии ΔE , и определяемая выражением:

$$\Delta E = \int_{T_d}^{T_{d,\Delta E}} C(T_d) dT. \quad (6)$$

4. Статистическая модель расчета ФРТ. В работе [15] описывается модель построения ФРТ для пылинок с использованием итерационного метода, основанного на свертке функции остывания пыли и распределения по энергиям сталкивающихся электронов. Если время остывания пылинки много меньше, чем среднее время между соударениями, то можно ограничиваться одним этапом итераций для построения ФРТ. Однако при рассмотрении крупных пылинок в достаточно плотной и горячей среде, где среднее время между соударениями сравнимо с временем остывания пылинки,

необходим учет множественных ударов, что требует нескольких итераций. Увеличение количества итераций сильно замедляет время расчетов, поэтому для построения ФРТ в средах с высокой плотностью необходимо использовать другой, более экономичный метод, а именно - статистический.

Метод реализован в виде прямого моделирования столкновений электронов с пылинкой. Основным параметром, который определяет точность метода, является количество соударений пылинки с электронами. Предположим, что мы описываем N_e случаев столкновений электронов с пылинкой. Полное время, которое требуется пылинке, чтобы испытать N_e столкновений определяется выражением: $\tau_f = N_e \tau_{coll}$, где $\tau_{coll}^{-1} = v_{coll}$ определено выше. Времена событий соударения выбираются случайным образом на интервале от 0 до τ_f .

Каждому событию соударения присваивается значение энергии падающего электрона в соответствии с распределением Максвелла, что определяет начальную температуру пылинки после соударения с электроном. Для каждого случая рассчитывается функция изменения температуры пылинки $T_d(t)$, согласно уравнению (4). Чтобы учесть вероятность нахождения пылинки с температурой T_d в данный момент времени, мы определяем для каждого значения температуры статистический вес: $\eta_i(T_d) = \delta t_i(T_d)/\tau_f$, где $\delta t_i(T_d)$ - время, проведенное пылинкой при температуре T_d . Суммированием по всем случаям соударений в итоге получаем значение ФРТ для данной температуры пылинки:

$$G(a, T_d) = \sum_i^{N_e} \eta_i(T_d). \quad (7)$$

Схематично зависимость температуры пылинки от времени представлена на рис.2, где показано изменение $T_d(t)$ под воздействием соударений с электронами. Жирной полосой выделен некоторый интервал, для которого

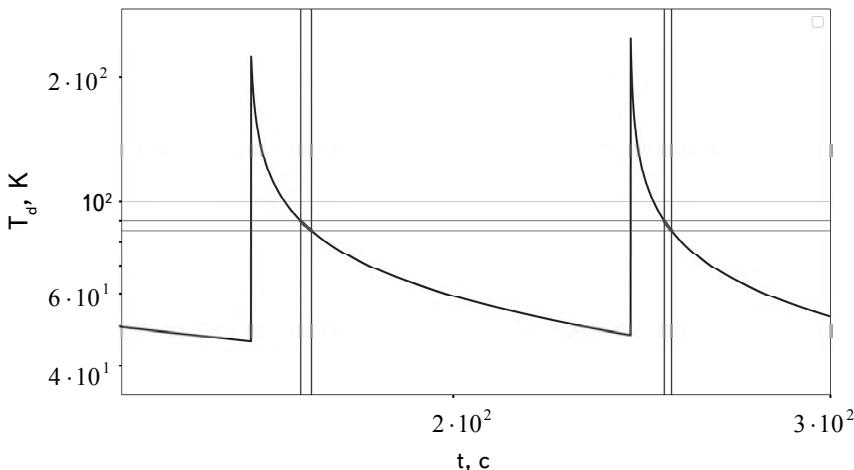


Рис.2. Фрагмент зависимости температуры пылинки от времени.

происходит считывание весового коэффициента по всем случаям столкновений. Таким образом, мы перебираем все значения в температурном диапазоне для всех событий столкновений пылинки с электронами.

5. Результаты. Для наглядности эволюции ФРТ пыли в остывающем газе мы определяем характерную температуру пыли и показываем ее изменение. При этом отличия в усредненных температурах пыли в случаях солнечной металличности и $0.1Z_{\odot}$ незначительны, поэтому далее рассматриваются только результаты для $Z = Z_{\odot}$.

5.1. Усредненная по ФРТ пыли температура. После выполнения расчетов мы получаем ФРТ для разных размеров пылинок на сетке параметров остывающего газа для трех значений начальной фоновой плотности газа. Чтобы качественно охарактеризовать эволюцию ФРТ мы оцениваем значение температуры, усредненной по функции распределения:

$$\langle T_d(a) \rangle_G = \frac{\int G(a, T'_d) T'_d dT'_d}{\int G(a, T'_d) dT'_d}. \quad (8)$$

Ниже на рис.3 показаны зависимости такой характерной температуры графитовых пылинок от изменяющихся параметров газа. Из графиков видно, что, значения температуры пыли $\langle T_d(a) \rangle_G$ растут в процессе остыивания газа

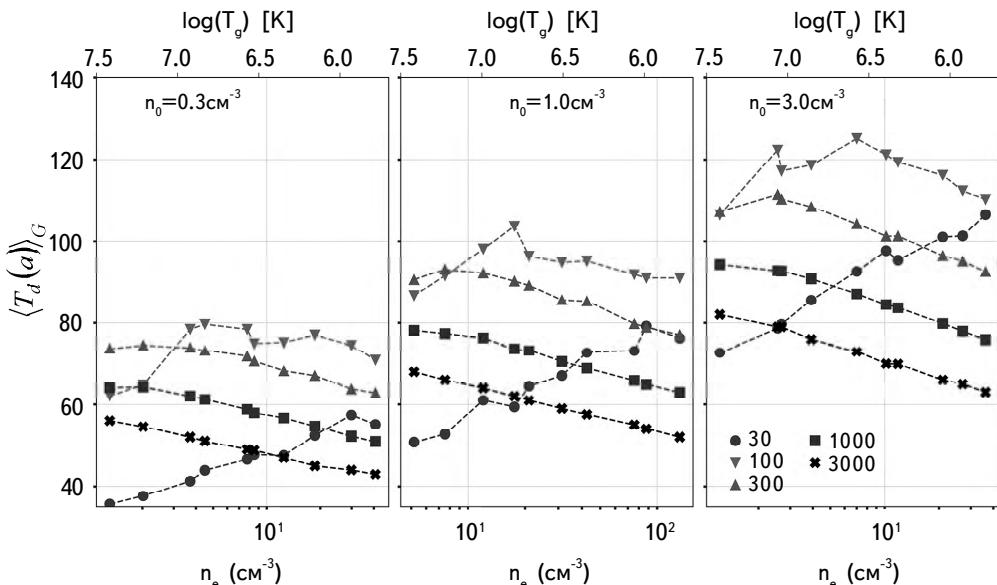


Рис.3. Зависимость средней температуры $\langle T_d(a) \rangle_G$, определенной по ФРТ, в остывающем газе для разных размеров пылинок от концентрации и температуры газа. Даны зависимости для трех разных начальных значений концентрации газа: $n_0 = [0.3, 1.0, 3.0] \text{ см}^{-3}$. Зависимости построены для графитовой пыли.

только для пылинок малых размеров ($a = 30 \text{ \AA}$). Чем больше размер пылинки, тем при меньших плотностях и больших температурах прекращается рост усредненной по ФРТ температуры ($a = 100 \text{ \AA}$), или даже начинается ее уменьшение вместе с охлаждением плазмы. Это легко объясняется тем, что крупные пылинки испытывают большее за единицу времени количество столкновений с электронами, поэтому температурные флуктуации для них менее существенны и их температура следует за температурой плазмы. Так, для крупных пылинок ($a = 300, 1000, 3000 \text{ \AA}$) значение характерной температуры падает сразу с началом остывания газа.

Существенным при этом, особенно для мелких пылинок, является и немонотонная зависимость эффективности нагрева пылинок, а именно, величина передаваемой электроном энергии пылинке. Это проявляется в немонотонной зависимости средней по функции распределения температуры пыли $\langle T_d(a) \rangle_G$ от температуры газа, видимой на графиках рис.3 для мелкой пыли. В частности, как видно из рисунка, максимум эффективности передачи энергии пылинке радиусом 100 \AA в остывающем газе с начальной плотностью $n_0 = 0.3 \text{ cm}^{-3}$ достигается при параметрах плазмы: $T_g = 3.4 \cdot 10^6 \text{ K}$, $n_e = 7.7 \text{ cm}^{-3}$ и времени после начала остывания $t = 3.5 \cdot 10^6 \text{ млн. лет}$; с начальной плотностью $n_0 = 1 \text{ cm}^{-3}$ параметры плазмы: $T_g = 5 \cdot 10^6 \text{ K}$, $n_e = 17.5 \text{ cm}^{-3}$, $t = 10^6 \text{ млн. лет}$; и с начальной плотностью $n_0 = 3 \text{ cm}^{-3}$ температура $\langle T_d(a) \rangle_G$ для пылинки размером 100 \AA начинает убывать при параметрах газа: $T_g = 3.8 \cdot 10^6 \text{ K}$, $n_e = 70 \text{ cm}^{-3}$, $t = 3.7 \cdot 10^5$

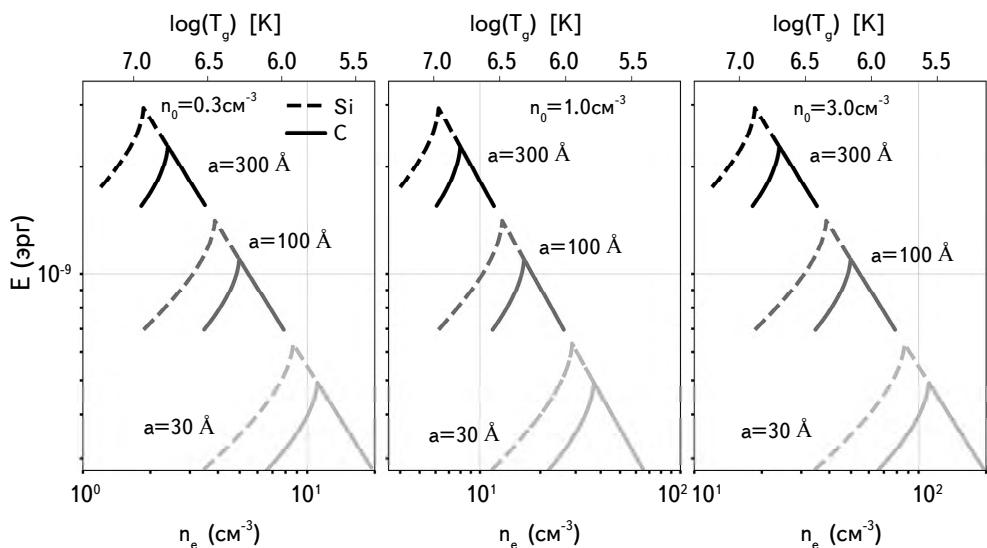


Рис.4. Фрагменты зависимости энергии, передаваемой пылинке при столкновении с электроном, обладающим энергией $E_k = 3kT_g/2$, где T_g - температура газа, от концентрации электронов остывающего газа. Зависимости даны для разных начальных плотностей газа и размеров пылинок.

млн. лет.

В качестве иллюстрации этого эффекта на рис.4 показаны зависимости энергии, поглощенной пылинкой после столкновения с электроном, от изменения параметров газа в процессе остывания. Энергия электрона, падающего на пылинку, задается как средняя тепловая энергия газа: $E_k = 3kT/2$, где k - постоянная Больцмана, T - температура газа. Эффективность передачи энергии определяется выражением (4). Таким образом, мы видим, что изломы в графиках, как на рис.3, так и на рис.4 происходят при близких значениях плотности. А различия можно объяснить тем, что при построении усредненных по ФРТ температур энергия электронов не фиксирована, а задана максвелловским распределением. В результате этого излом в функции эффективности передачи энергии начинает проявляться на зависимости усредненной температуры от параметров газа чуть позже по времени в процессе остывания. Излом зависимости $\langle T_d(a) \rangle_G$ объясняется тем, что растет эффективность передачи кинетической энергии $\eta(E)$ от падающих на пылинку электронов (как показано на рис.4), затем передача энергии при столкновении с элек-

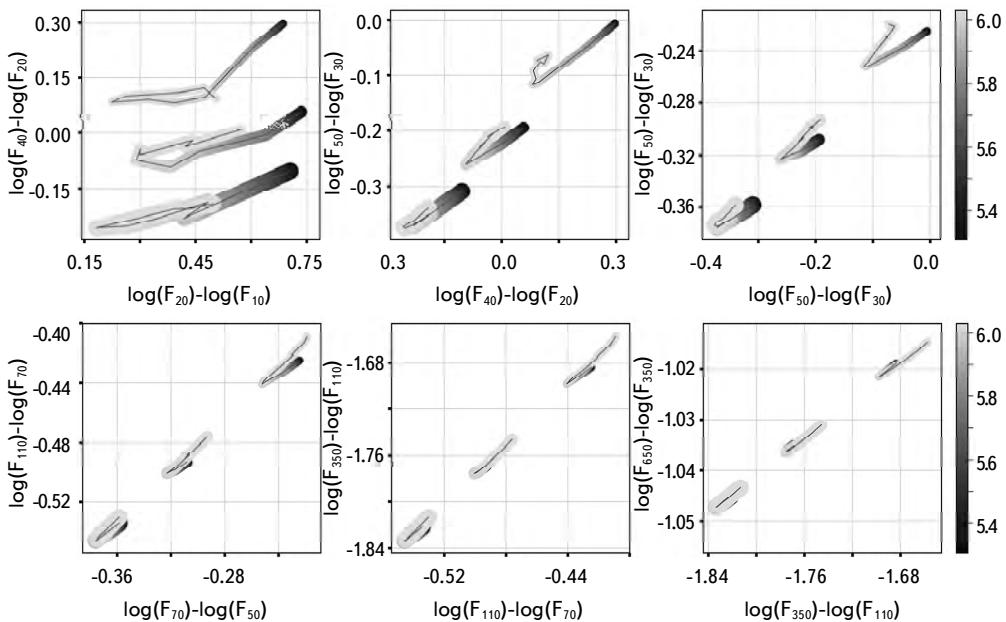


Рис.5. Диаграмма "цвет-цвет" эмиссии пыли за фронтом ударной волны в процессе остывания газа. Оттенком серого показано значение логарифма времени в годах, как указано на цветовой шкале справа. Разным размером отмечены диаграммы "цвет-цвет" для разных значений начальной плотности: от самых маленьких маркеров до самых крупных меняется значение $n_0 = [0.3, 1.0, 3.0] \text{ см}^{-3}$, соответственно. Изменение температуры и плотности плазмы вдоль эволюционных треков диаграммы "цвет-цвет" происходит с тепловой историей, показанной на рис.1 для моментов времени, указанных на цветовых линейках, которые нормированы на начальную плотность газа, показанных справа.

ронами достигает максимума и начинает падать с уменьшением температуры, что вызывает смещение ФРТ пыли в низкотемпературную часть.

5.2. Эволюция спектра эмиссии пыли. Эволюция ФРТ пылинок в процессе остывания газа имеет наблюдательные проявления, легко различимые на двухцветных диаграммах. В качестве иллюстрации мы строим диаграмму "цвет-цвет" эмиссии пыли, находящейся за фронтом ударной волны. Такие диаграммы являются хорошим и наглядным способом диагностики изменения эмиссионного спектра (см., например [25,26]).

Ниже на рис.5 показана диаграмма "цвет-цвет" для пыли в остывающем газе. Легко видеть, что на начальном этапе (до момента времени $(4-5) \cdot 10^5$ лет) в процессе остывания плазмы диаграммы "цвет-цвет" описывают эволюционные треки, однозначно соответствующие тепловому состоянию окружающей остывающей плазмы, и в этом смысле дают возможность ее наблюдательной диагностики. Почти во всех диапазонах изменение эволюционной последовательности "цвет-цвет" происходит с характерным изломом диаграммы, после которого направление эволюционной последовательности меняется на обратное. Таким образом, в процессе остывания газа спектр смещается сначала в длинноволновую часть, а после достижения некоторой критической температуры газа, в коротковолновую.

Точки поворота эволюционной диаграммы можно видеть на рис.6, где демонстрируется изменение полной светимости пыли в процессе остывания

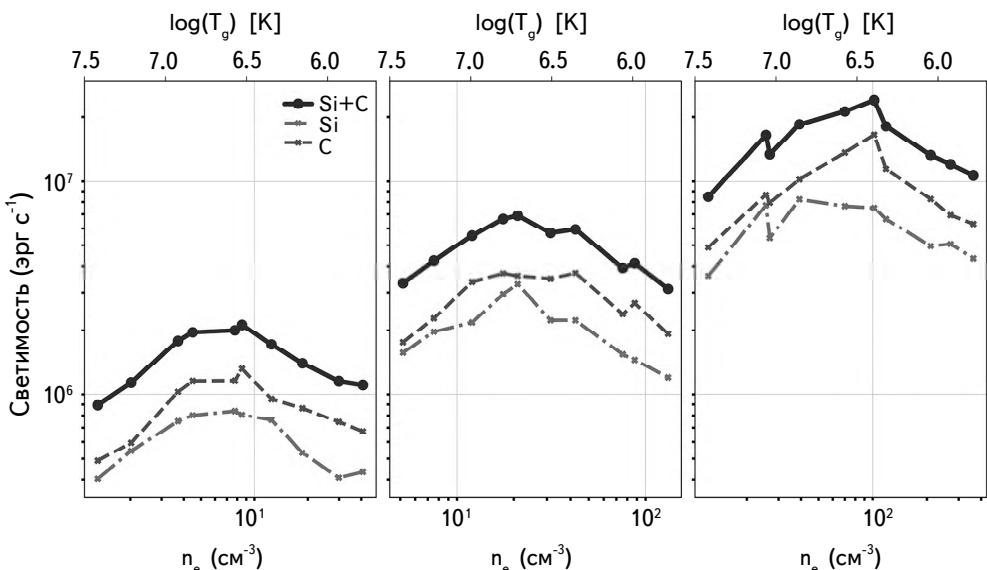


Рис.6. Изменение тепловой светимости пыли в процессе остывания газа за фронтом ударной волны. Левая панель соответствует начальной фоновой плотности газа $n_0 = 0.3 \text{ см}^{-3}$, средняя - $n_0 = 1.0 \text{ см}^{-3}$, правая - $n_0 = 3.0 \text{ см}^{-3}$. Значения светимости приведены для единичной массы пыли. Тонкая штрихпунктирная линия - силикатная пыль, пунктирная линия - графитовая пыль, а толстая сплошная линия - суммарная светимость всех сортов пыли.

газа. Точки излома эволюционной диаграммы "цвет-цвет" примерно совпадают с моментом остывания газа, при котором начинает уменьшаться светимость пыли. Природа изломов на рис.5 и на рис.6 одна и та же и объясняется уменьшением температуры газа ниже некоторого критического значения. Это описывалось выше и демонстрируется на рис.4.

Использование диаграмм "цвет-цвет" дает возможность диагностики теплового состояния окружающей плазмы. На рис.7 (левая панель) показан типичный спектр эмиссии пыли, находящейся в остывающем газе. Легко видеть, что в остывающем газе спектр пыли отличается от эмиссии пыли в стационарной плазме, где наблюдается характерная двухпиковая форма, которая не может быть аппроксимирована однотемпературным распределением пыли (см. [16]). Для примера мы сравниваем спектр, полученный с учетом температурных флуктуаций, с квазипланковским спектром облака пыли, попадающего на луч зрения, состоящей из пылинок с средневзвешенным радиусом $\langle a \rangle = 0.1$ мкм, определяемым согласно [27]. Пыль состоит из двух

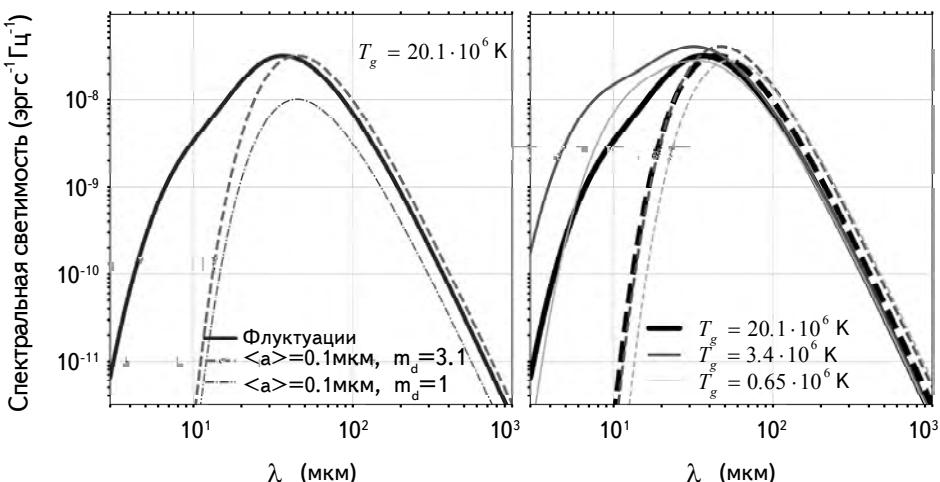


Рис.7. На левой панели показан спектр излучения пыли за фронтом ударной волны. Параметры окружающего газа: $n_e = 1.3 \text{ см}^{-3}$; $T_g = 2 \cdot 10^7 \text{ К}$. Сплошной линией показан спектр эмиссии модельной пыли, толстой пунктирной линией и тонкой штрихпунктирной - спектры излучения средневзвешенной пыли радиусом 0.1 мкм с различными массовыми коэффициентами. Значение температуры графитовых пылинок $T_c = 61 \text{ К}$, а силикатных - $T_{Si} = 59 \text{ К}$. На правой панели представлена эволюция спектра излучения пыли за фронтом ударной волны в процессе остывания газа. Толстой сплошной линией показан спектр эмиссии пыли при температуре $T_g = 2 \cdot 10^7 \text{ К}$, пунктирной - спектр эмиссии средневзвешенной пыли радиуса 0.1 мкм с равновесной температурой, указанной выше, массовый коэффициент $m_d = 3.1$; сплошной линией и пунктирной средней толщины - при температуре газа $T_g = 3.4 \cdot 10^6 \text{ К}$ и температуре средневзвешенной пыли: $T_c = 58 \text{ К}$, $T_{Si} = 54$, массовый коэффициент $m_d = 5.2$; тонкой сплошной и пунктирной линиями - при температуре газа $T_g = 0.65 \cdot 10^6 \text{ К}$ и температуре средневзвешенной пыли: $T_c = 51 \text{ К}$, $T_{Si} = 47$, массовый коэффициент $m_d = 7.1$. Показатель поглощения пыли на всех панелях $\beta = 2$.

сортов: силикатной и графитовой с плотностями: 3.2 г см^{-3} и 2.2 г см^{-3} , соответственно. Показатель поглощения пыли $\beta = 2$. Так же, как и в случае с флюктуирующей пылью, мы предполагаем, что масса излучающей пыли единична¹. Температура пыли T_{eq} (далее такую температуру мы называем "равновесной") считается из условия теплового равновесия потока энергии от столкновения с электронами и тепловой эмиссией пылинок: $H_{coll}(\langle a \rangle, T_g, n_e) = L_{IR}(\langle a \rangle, T_{eq})$, где H_{coll} - вычисляется с помощью выражения представленного в работе [23], а T_g - температура газа. Для того чтобы спектр средневзвешенной пыли максимально точно описывал эмиссию флюктуирующей пыли, мы умножаем значение спектральной светимости средневзвешенной пыли на массовый коэффициент m_d так, чтобы значения максимумов двух спектров совпали. Легко видеть, что на рис.7 мы пренебрегли вкладом спектральных особенностей в области от 10 до 20 мкм, связанных с полициклическими ароматическими углеводородами (ПАУ). ПАУ эффективно разрушаются в плазме с температурой больше 10^6 К и плотностью порядка 1 см^{-3} , и время их жизни не превышает 10^3 лет [28], что существенно меньше характерного времени остывания газа $t_c \sim 10^6$ лет.

Эволюцию эмиссионного спектра в остывающем газе можно видеть на рис.7 (правая панель). Хорошо видно, что с уменьшением температуры газа продолжает расти излучение в коротковолновой области спектра, так как увеличивается температура мелких пылинок (30 \AA , 100 \AA). При остывании газа до минимального значения $T_g = 0.65 \cdot 10^6 \text{ К}$ пылинки радиуса 100 \AA уже прогреваются не так эффективно и дают меньший вклад в коротковолновой части спектра.

На рис.8 строятся эволюционные диаграммы "цвет-цвет" для спектра пыли в остывающем газе и средневзвешенной пыли с равновесной температурой. Значения длин волн, для которых строится диаграмма, такие же, как и на рис.5. Диаграмма строится для значения начальной плотности $n_0 = 0.3 \text{ см}^{-3}$. Из этого рисунка можно видеть, что на коротких длинах волн возникает максимальное отличие между спектром средневзвешенной пыли и спектром пылинок с температурными флюктуациями. Это связано с тем, что мелкие пылинки, испытывающие температурные флюктуации в широких пределах, могут нагреваться до температур более 200 К , давая сильный вклад в коротковолновую часть спектра.

Эволюционные диаграммы спектра пыли с равновесной температурой также испытывают излом, после чего вырождаются, т.е. совпадают с кривыми до излома. Легко видеть, что эволюционные кривые, соответствующие стохастическому тепловому режиму пылинок, в целом лежат заметно отлично

¹ В Приложении A описан способ подсчета количества пылинок в единичной массе пыли.

от кривых для равновесной температуры пыли. Это обстоятельство может служить для диагностики плазмы. В целом, анализ наблюдательных значений на диаграммах "цвет-цвет" и их сравнение с модельными диаграммами может быть использован в качестве инструмента диагностики.

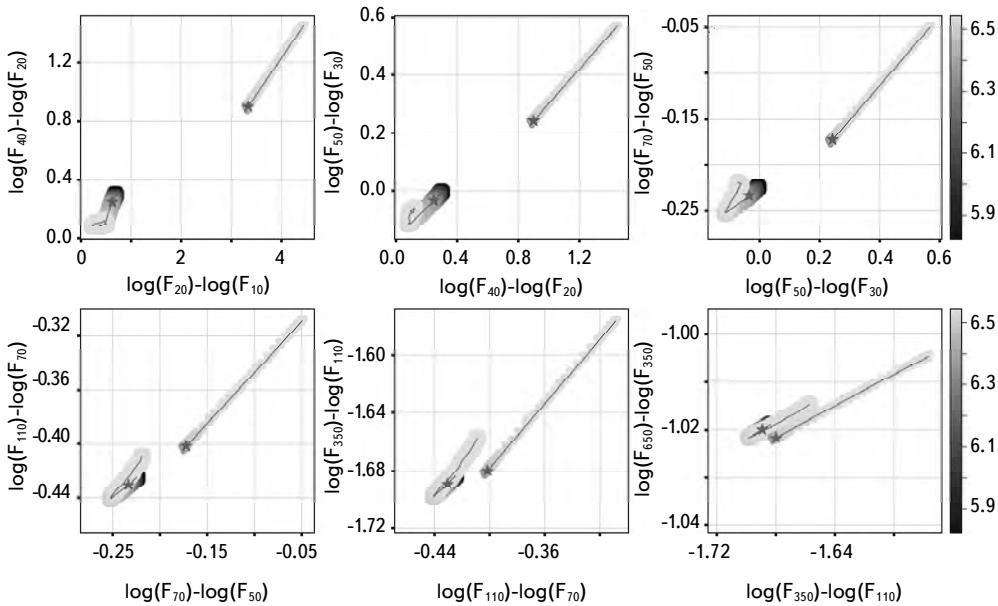


Рис.8. Эволюционная диаграмма "цвет-цвет" для модельного спектра пыли, полученного с учетом температурных флуктуаций (маркеры большего размера) и спектра средневзвешенной пыли с показателем поглощения $\beta = 2$ (маркеры меньшего размера). Изменение температуры и плотности плазмы вдоль эволюционных треков диаграммы "цвет-цвет" происходит с тепловой историей, показанной на рис.1, для моментов времени, указанных на цветовых линейках. Время задано в значениях логарифма количества лет с момента начала остывания. Звездой отмечен момент времени 2 млн. лет. Начальная плотность остивающего газа $n_0 = 0.3 \text{ см}^{-3}$.

6. Выводы. В настоящей работе мы рассматривали эффекты стохастического нагрева пыли в остивающей изначально горячей плазме. Показано, что:

- 1) Тепловые свойства пыли за фронтами ударных волн существенно неравновесны – пылинки разных размеров демонстрируют принципиально разную тепловую эволюцию. Это обстоятельство проявляется в особенностях спектра их суммарной эмиссии. По мере остиивания газа пылинки с радиусом 30 Å продолжают нагреваться, так как растет эффективность передачи энергии при столкновениях с электронами. Пылинки радиусом 100 Å вначале продолжают нагреваться, но после достижения максимума эффективности передачи энергии начинают остиивать вместе с газом. Более крупная пыль ($a \geq 300 \text{ Å}$) начинает остиивать сразу вместе с газом, что слабо сказывается на суммарном

спектре, который определяется преимущественно мелкими пылинками.

2) Эмиссионные спектры пыли, окруженной горячей остывающей плазмой, принципиально отличаются от квазипланковских спектров пыли с равновесной температурой. Эти отличия связаны с тем, что для мелких пылинок существенны эффекты температурных флуктуаций, которые усиливают их эмиссию в коротковолновой части спектра. Зависимость стохастического нагрева пылинок от теплового состояния плазмы позволяет использовать особенности спектра пылинок с флуктуирующей температурой для диагностики окружающей их плазмы. В качестве "инструмента" такой диагностики могут служить диаграммы "цвет-цвет" на временах $t < (4 - 5) \cdot 10^5$ лет в коротковолновой (виновской) области эмиссионного спектра пыли.

Автор благодарен Е.О.Васильеву, Д.З.Вибе, М.С.Кирсановой за обсуждение результатов, и отдельно Ю.А.Щекинову за многочисленные дискуссии и критические замечания.

Физический институт им. П.Н.Лебедева, Москва, Россия,
e-mail: sai.drozdov@gmail.com

ПРИЛОЖЕНИЕ А ЧИСЛО ПЫЛИНОК

Для нахождения числа пылинок необходимо знать нормировочный коэффициент C непрерывного спектра размеров пылинок: $n(a) = Ca^{-3.5}$. Найти его можно с помощью выражения

$$\int_{a_{min}}^{a_{max}} m_d(a) n(a) da = M_d , \quad (A1)$$

где a_{min} - минимальный размер пыли, a_{max} - максимальный размер пыли, а $m_d(a)$ - масса отдельной пылинки, M_d - полная масса сорта пыли. Однако в этой работе используется дискретный спектр размеров пылинок: 30 Å, 100 Å, 300 Å, 1000 Å, 3000 Å, которые распределены согласно степенному закону $n(a) = Ca^{-3.5}$. Считая массу графитовой и силикатной пыли одинаковой, а их

Таблица 1

ЧИСЛО ПЫЛИНОК РАЗНЫХ РАЗМЕРОВ В ЕДИНИЧНОЙ МАССЕ ПЫЛИ

a (мкм)	$3 \cdot 10^{-3}$	0.01	0.03	0.1	0.3
N_{gr}	$9.4 \cdot 10^{17}$	$1.4 \cdot 10^{16}$	$2.9 \cdot 10^{14}$	$4.4 \cdot 10^{12}$	$9.4 \cdot 10^{10}$
N_{sil}	$6.4 \cdot 10^{17}$	$9.5 \cdot 10^{15}$	$2 \cdot 10^{14}$	$3 \cdot 10^{12}$	$6.4 \cdot 10^{10}$

полную массу нормированной на 1г, находим коэффициент C из выражения:

$$\sum_i C a_i^{-3.5} 4/3 \pi a_i^3 \rho_d = 0.5 \text{ г}, \quad (\text{A2})$$

где суммирование происходит по всем размерам пылинок из используемого нами дискретного спектра, a_i - радиус пылинки. Зная нормировочный коэффициент C , мы определяем число пылинок соответствующее разным размерам (см. табл.1). Коэффициент $C = 9.5 \cdot 10^{-6}$ см^{3.5} для силикатных пылинок и $C = 1.4 \cdot 10^{-5}$ см^{3.5} для графитовых.

EMISSION SPECTRUM OF DUST IN A COOLING GAS

S.A.DROZDOV

Emission spectrum of dust experiencing considerable temperature fluctuations behind strong shocks (>100 km/s) is modeled. The modeling includes calculation of the distribution function of the dust temperature particle that emerges under the action of a stochastic heating by electrons of ambient plasma, as well as characteristics of the resulting spectral distribution of dust emission. As the surrounding plasma cools, the emission spectrum changes, becoming noticeably distinct from a "quasi-Planck" spectrum of an isothermal dust (or a superposition of such spectra). Details of these changes can be used to diagnose the thermal state of the plasma. A brief discussion of the objects where such effects can be significant are discussed.

Keywords: *hot gas: interstellar, intergalaxies, supernovae, interstellar dust: dust emission spectra*

ЛИТЕРАТУРА

1. *J.Ostriker, C.McKee*, Reviews of Modern Physics, **60**, 1, 1988.
2. *B.Draine, C.McKee*, Annual Rev. Astron. Astrophys., **31**, 373, 1993.
3. Т.Лозинская, Взрывы звезд и звездный ветер в галактиках, УРСС: Издательство КРАСАНД, Москва, 2012.
4. *Y.Shchekinov*, Galaxies, **6**, 62, 2018.
5. *P.Sharma, A.Roy, B.Nath et al.*, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **443**, 3463, 2014.

6. *E.Vasiliev, B.Nath, Y.Shchekinov*, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **446**, 1703, 2015.
7. *K.Sarkar, B.Nath, P.Sharma*, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **453**, 3827, 2015.
8. *C.-G.Kim, E.Ostriker*, Astrophys. J., **853**, 21, 2018.
9. *D.Fielding, E.Quataert, D.Martizzi*, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **481**, 3325, 2018.
10. *E.Vasiliev, Y.Shchekinov, B.Nath*, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **486**, 3685, 2019.
11. *E.Dwek, M.Werner*, Astrophys. J., **248**, 138, 1981.
12. *J.Burke, J.Silk*, Astrophys. J., **190**, 1, 1974.
13. *T.Douvion, P.Lagage, C.Cesarsky et al.*, Astron. Astrophys., **373**, 281, 2001.
14. *M.Bocchio, A.Jones, L.Verstraete et al.*, Astron. Astrophys., **556**, 11, 2013.
15. *E.Dwek*, Astrophys. J., **302**, 363, 1986.
16. *S.Drozdov, Yu.Shchekinov*, Astrophysics, **62**, 540, 2019.
17. *E.Vasiliev*, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **431**, 638, 2013.
18. *J.Shull*, Astrophys. J., **234**, 761, 1979.
19. *C.McKee, D.Hollenbach*, Astrophys. J., **318**, 674, 1987.
20. *B.Draine*, Physics of the Interstellar and Intergalactic Medium, Princeton University Press: Princeton & Oxford, 2011.
21. *A.Parravano, D.Hollenbach, C.McKee*, Astrophys. J., **584**, 797, 2003.
22. *B.Draine, E.Salpeter*, Astrophys. J., **231**, 77, 1979.
23. *E.Dwek*, Astrophys. J., **322**, 812, 1987.
24. *B.Draine, N.Anderson*, Astrophys. J., **292**, 494, 1985.
25. *Y.Fangting, V.Buat et al.*, Astron. Astrophys., **582**, A90, 2015.
26. *L.Cortese, J.Fritz, S.Bianchi et al.*, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., **440**, 942, 2014.
27. *R.Hildebrand, Q.Roy*, Astron. Soc., **24**, 267, 1983.
28. *E.Michelotta, A.Jones, A.Tielens et al.*, Astron. Astrophys., **510**, 37, 2010.

"Астрофизика"

ПРАВИЛА ДЛЯ АВТОРОВ

1. Рукописи могут быть представлены в печатном виде (hard copies) в двух экземплярах, отпечатанные на одной стороне листа формата А4, вместе с соответствующей электронной версией. Один из экземпляров должен быть подписан всеми авторами. Указываются сведения об авторах: фамилия, имя, отчество, название учреждения, электронный адрес.
2. Рукопись может быть набрана в виде файла с расширениями .doc, .docx, .rtf, через 1.5 интервала, используя Font 12pt.
3. Рисунки должны быть выполнены предельно аккуратно с разборчивыми надписями. Необходимые объяснения даются в подписях к рисункам, которые не должны повторяться в тексте. Рисунки необходимо отправить в виде .jpg, .bmp, .wmf, .eps файлов. С учетом формата журнала размеры рисунков редакцией могут быть изменены. В тексте рисунки нумеруются в порядке очередности (рис.1, рис.2, и т.д.). Если рисунок, состоит из двух или более панелей, то возможны обозначения типа рис.1а или рис.1а, б.
4. Таблицы должны иметь номера и информативные названия. Примечания должны быть сведены к минимуму и пронумерованы надстрочными арабскими цифрами.
5. Цитирование литературы. Цитируемая литература дается порядковым номером в строчку в квадратных скобках (например, [5]) и соответствует номеру в списке литературы. Список литературы должен быть оформлен следующим образом:
 - а) Для журнальных статей указываются инициалы и фамилии авторов курсивным шрифтом (в оригинальной транскрипции), название журнала в принятом сокращении (сокращения для некоторых наиболее часто встречающихся журналов, применяемых в "Астрофизике", дается в сайте журнала), номер тома жирным шрифтом, номер первой страницы, год издания. Для русскоязычных журналов, которые переводятся на английский язык, в скобках приводится соответствующее название журнала на английском, том, страница и год публикации.
 - б) Для книг следует указывать инициалы и фамилию автора курсивом, место и год издания.

6. *Оформление рукописи.* На первой странице дается название статьи (по возможности кратко и информативно), инициалы, фамилия каждого автора и аннотация на русском языке. На второй странице приводятся название статьи, инициалы, фамилия каждого автора и текст аннотации на английском языке, который должен полностью соответствовать русскому. В аннотации должны быть изложены главные результаты работы без ссылок на литературу. Максимальный объем аннотации не должен превышать 5% основного текста. Таблицы, список литературы, рисунки и надписи к рисункам печатаются на отдельных страницах. Расположение таблиц и рисунков отмечается на полях основного текста. Аннотации, основной текст, список литературы и таблицы должны иметь одну общую нумерацию страниц. Суммарный объем не должен превышать 16 стандартных страниц. Объем краткого сообщения - не более 4 страниц.

Статья состоит из пронумерованных разделов, начиная с "1. *Введение*". Названия разделов печатаются курсивом в строке, они должны быть краткими и содержательными. Подразделы могут быть пронумерованы как 2.1, 2.2 и т.д. Необходимые сокращения терминов или названий могут быть использованы во всей статье, однако их объяснение дается лишь один раз при первом упоминании.

7. В случае представления двух или более статей одновременно необходимо указать желательный порядок их публикации.

8. Рукописи авторам не возвращаются.

9. Авторам статьи (независимо от их количества) представляется 10 оттисков бесплатно.

CONTENTS

Evolution of the structure of edge-on spiral galaxies	<i>V.P.Reshetnikov, P.A.Usachev</i>	5
Panoramic spectroscopy of galaxies with star-formation regions. Study of SBS 1539+597	<i>S.Hakopian, S.Dodonov, A.Moiseev</i>	13
Investigation of the periodic variables in the Catalina and Linear databases	<i>K.S.Gigoyan, G.R.Kostandyan, K.K.Gigoyan, A.Sarkissian, M.Meftah, D.Russeil, F.Zamkotsian, F.D.Rahmatullaeva, G.Paronyan</i>	27
Light curve analysis of some eclipsing binary systems	<i>M.S.Alenazi, M.M.Elkateeb</i>	41
Orbits and individual masses of some visual binaries	<i>E.A.Elkholy, W.H.Elsanhoury, M.I.Nouh</i>	53
Accretion and magnetic fields of Ae/Be Herbig stars	<i>A.F.Kholtygin, O.A.Tsiopa, Ya.A.Doronina, I.M.Tumanova, E.B.Ryspaeva, O.A.Merkulova</i>	65
Interconnection between coronal mass ejections and solar flares according to observations in 23rd and 24th cycles	<i>E.A.Bruevich, V.A.Burov, A.S.Arakelov, Yu.P.Ochelkov</i>	73
Cyanamide (NH_2CN) in interstellar medium: Potential spectral lines	<i>M.K.Sharma</i>	85
Sobolev LVG analysis of prebiotic molecule formamide (NH_2CHO) found in the ISM	<i>M.K.Sharma, V.D.Mampatta, M.Sharma, S.Chandra</i>	95
Non-singular coordinates of some black hole in f(R) gravity	<i>S.M.J.Riaz, R.Hussain</i>	107
FRW domain walls in modified f(G) theory of gravitation	<i>S.D.Katore, S.P.Hatkar, P.S.Dudhe</i>	119
Generation of nanoflares in the emission of Crab pulsars	<i>G.Machabeli, I.Malov, G.Gogoberidze, N.Kevlishvili</i>	133
Emission spectrum of dust in a cooling gas	<i>S.A.Drozdov</i>	143

Индекс 70022

СОДЕРЖАНИЕ (продолжение)

ВЗАИМОСВЯЗЬ МЕЖДУ КОРОНАЛЬНЫМИ ВЫБРОСАМИ МАССЫ ТИПА ГАЛО И ВСПЫШКАМИ НА СОЛНЦЕ ПО НАБЛЮДЕНИЯМ В 23-м И 24-м ЦИКЛАХ

Е.А.Бруевич, В.А.Буров, А.С.Аракелов, Ю.П.Очелков 73

ЦИАНАМИД (NH_2CN) В МЕЖЗВЕЗДНОЙ СРЕДЕ: ВОЗМОЖНЫЕ СПЕКТРАЛЬНЫЕ ЛИНИИ

М.К.Шарма 85

СОБОЛЕВ LVG АНАЛИЗ ПРЕБИОТИЧЕСКОЙ МОЛЕКУЛЫ - ФОРМАМИДА (NH_2CHO), ОБНАРУЖЕННОЙ В ISM

М.К.Шарма, В.Д.Мампата, М.Шарма, С.Чандра 95

НЕСИНГУЛЯРНЫЕ КООРДИНАТЫ НЕКОТОРЫХ ЧЕРНЫХ ДЫР В $f(R)$ ГРАВИТАЦИИ

С.М.Дж.Риаз, Р.Хуссейн 107

FRW ДОМЕННЫЕ СТЕНКИ В МОДИФИЦИРОВАННОЙ ТЕОРИИ ГРАВИТАЦИИ $f(G)$

С.Д.Каторе, С.П.Хаткар, П.С.Дудхе 119

ГЕНЕРАЦИЯ НАНОВСПЛЕСКОВ В ИЗЛУЧЕНИИ ПУЛЬСАРА В КРАБОВИДНОЙ ТУМАННОСТИ

Г.Мачабели, И.Малов, Г.Гогоберидзе, Н.Кевлишвили 133

СПЕКТР ЭМИССИИ ПЫЛИ В ОСТЫВАЮЩЕМ ГАЗЕ

С.А.Дроздов 143