ISSN - 0571 - 1712

ԱՍՏՂԱՖԻՉԻԿԱ АСТРОФИЗИКА **TOM 59** ФЕВРАЛЬ, 2016 ВЫПУСК 1

ИЗОЭНТРОПИЧЕСКИЕ "УЛАРНЫЕ ВОЛНЫ" ПРИ ЧИСЛЕН-НОМ МОДЕЛИРОВАНИИ В АСТРОФИЗИЧЕСКИХ ЗАДАЧАХ Г.С.Бисноватый-Коган. С.Г.Моисеенко ЗАКОНЫ СЛОЖЕНИЯ ДЛЯ ИНТЕНСИВНОСТЕЙ ИЗЛУЧЕНИЯ. ВЫХОЛЯЩЕГО ИЗ РАССЕИВАЮШИХ АТМОСФЕР. СОДЕРЖАЩИХ ИСТОЧНИКИ ЭНЕРГИИ А.Г.Никогосян. Н.Г.Капанадзе 15

О ВОЗМОЖНЫХ ПРИЧИНАХ МЕДЛЕННОГО ВРАШЕНИЯ BF Ori

> 23 С.Г.Шульман

5

О ФРАКТАЛЬНОСТИ ИЗОТЕРМ КОСМИЧЕСКОГО МИКРО-ВОЛНОВОГО ФОНА НА ОСНОВЕ ЛАННЫХ КА ПЛАНК

А.А.Мюлляри, А.А.Райков, В.В.Орлов, П.А.Тараканов,

В.Н.Ершов, М.Ю.Ежков 35

ФОТОМЕТРИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ ЗАТМЕННЫХ ЛВОЙНЫХ ЗВЕЗД GSC 4277 0586 = V0898 Сер И GSC 4481 0230 = V0922 Сер С ЭКСПЕНТРИЧНЫМИ ОРБИТАМИ

- В.С.Козырева, А.В.Кусакин 43 СПЕКТРАЛЬНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ИЗЛУЧЕНИЯ ЯДРА СЕЙФЕРТОВСКОЙ ГАЛАКТИКИ NGC 1275 ПОСЛЕ ЭПОХИ МАКСИМУМА ЕГО АКТИВНОСТИ
 - И.Ф.Бикмаев, Л.М.Шарипова, А.И.Галеев, А.Э.Ахметханова 55

(Продолжение на 4-й стр. обложки)

EPEBAH

Խմբագրական կոլեգիա

Գլխավոր խմբագիր՝ Դ.Մ.Սեղրակյան (Հայաստան)

Գլխավոր խմբագրի տեղակալներ՝ Վ.Պ.Գրինին (Ռուսաստան), Ա.Գ.Նիկողոսյան (Հայաստան) Պատասխանատու քարտուղար՝ Ա.Տ.Քալլողլյան (Հայաստան)

Ժ.Ալեսյան (Ֆրանսիա), Գ.Ս.Քիսնովատի-Կոգան (Ռուսաստան), <u>Ա.Ա.Քոյարչուկ</u> (Ռուսաստան), Յու.Ն.Գնեդին (Ռուսաստան), Ե.Թերզյան (ԱՄԵ), Վ.Վ.Իվանով (Ռուսաստան), Ե.Ե.Խաչիկյան (Հայաստան), Ի.Դ.Կարաչենցև (Ռուսաստան), Հ.Ա.Հարությունյան (Հայաստան), Ա.Մ.Չերեպաշչուկ (Ռուսաստան), Է.Ս.Պարսամյան (Հայաստան), Գ.Ն.Սալուկվաձե (Վրաստան) Մ.Տուրատտո (Իտալիա)

Редакционная коллегия

Главный редактор: Д.М.Седракян (Армения)

Заместители главного редактора: В.П.Гринин (Россия), А.Г.Никогосян (Армения) Ответственный секретарь: А.Т.Каллоглян (Армения)

Ж.Алесян (Франция), Г.А.Арутюнян (Армения), Г.С.Бисноватый-Коган (Россия), А.А.Боярчук (Россия), Ю.Н.Гнедин (Россия), В.В.Иванов (Россия), И.Д.Караченцев (Россия), Э.С.Парсамян (Армения), Г.Н.Салуквадзе (Грузия), Е.Терзян (США), М.Туратто (Италия), Э.Е.Хачикян (Армения), А.М.Черепащук (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.

"ԱՍՏՂԱՖԻՉԻԿԱ"-ն գիտական հանդես է, որը հրատարակում է Հայաստանի Հանրապետության Գիտությունների Ազգային Ակադեմիան։ Հանդեսը տպագրում է ինքնատիպ հոդվածներ աստդերի ֆիզիկայի, միգամածությունների և միջաստդային 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: astrofiz@sci.am

© Издательство "Гитутюн" НАН Республики Армения, Астрофизика, 2016

АСТРОФИЗИКА

TOM 59

ФЕВРАЛЬ, 2016

ВЫПУСК 1

ИЗОЭНТРОПИЧЕСКИЕ "УДАРНЫЕ ВОЛНЫ" ПРИ ЧИСЛЕННОМ МОДЕЛИРОВАНИИ В АСТРОФИЗИЧЕСКИХ ЗАДАЧАХ

Г.С.БИСНОВАТЫЙ-КОГАН^{1,2}, С.Г.МОИСЕЕНКО¹ Поступила 23 сентября 2015

Рассмотрена задача о сильных разрывах в решении уравнений газовой динамики в предположении изоэнтропичности, т.е. непрерывности энтропии на разрыве. Представлено сравнение решения для стандартной ударной волны, где используется условие непрерывности энергии на разрыве, и для изоэнтропической "ударной волны". Показано, что численное моделирование астрофизических задач, в которых встречаются ударные волны большой амплитуды (взрывы сверхновых, моделирование джетов), с использованием сохранения энтропии, вместо сохранения энергии, приводит к большим ошибкам при расчете ударных волн. Применение изоэнтропических уравнений газовой динамики допустимо только в случае, когда в течении газа отсутствуют сильные разрывы решения, либо когда интенсивность ударных волн невелика и они не оказывают существенного влияния на течение.

Ключевые слова: ударные волны: численные методы: число Маха

1. Введение. При численном моделировании астрофизических задач иногда используется вместо уравнения энергии, уравнение для плотности энтропии, которая предполагается сохраняющейся во всем потоке, включая условия на разрывах, в виде ударных волн. Как правило, такой прием используется при моделировании холодных сверхзвуковых течений газа. В таких течениях плотность внутренней энергии газа существенно меньше плотности кинетической энергии. При вычислении температуры в таких течениях возможно возникновение больших численных ошибок. Такой подход используется, в основном, в астрофизике, где получение грубых, приближенных численных результатов имеет смысл в тех случаях, когда наблюдения допускают большой разброс в их интерпретации. По-видимому, впервые такая численная схема была предложена и использована в работе [1]. Хотя использование таких изоэнтропических схем продолжается [2,3], до сих пор не сделан анализ ошибки, которую вносит условие сохранения энтропии на сильном разрыве решения, в закон сохранения энергии. Очевидно, что изоэнтропический скачок требует отвода энергии от газа за фронтом, так как при реальном скачке (ударной волне) энтропия газа растет, и чтобы сохранить ее требуется отвод тепла. Если S₁ - энтропия газа перед скачком, S_2 - после скачка, то $S_2 = S_1$ при изоэнтропическом

скачке, и $S_2 > S_1$ в адиабате Гюгонио. Из первого закона термодинамики, чтобы уменьшить энтропию за скачком до величины S_1 , нужно потерять количество тепла, т.е. уменьшить энергию на величину $\Delta Q = \overline{T} \cdot (S_2 - S_1)$, где \overline{T} - средняя температура по толщине ударной волны.

В данной работе мы рассматриваем условия на "изоэнтропическом" разрыве для степенных уравнений состояния $P = K(S)\rho^{\gamma}$ и количественно оцениваем ошибки, вносимые в расчеты в отношении закона сохранения энергии.

2. Условия на разрывах: адиабата Гюгонио и "изоэнтропический" разрыв.

1. Адиабата Гюгонио. Условия на плоском разрыве в адиабате Гюгонио сводятся к законам сохранения массы, импульса и энергии, которые в системе координат неподвижного скачка имеют вид [4]

$$\rho_1 v_1 = \rho_2 v_2 , \qquad (1)$$

$$P_1 + \rho_1 v_1 = P_2 + \rho_2 v_2 , \qquad (2)$$

$$E_1 + \frac{P_1}{\rho_1} + \frac{v_1}{2} = E_2 + \frac{P_2}{\rho_2} + \frac{v_2}{2}.$$
 (3)

Уравнение состояния: $P = K(S)\rho^{\gamma}$. Выражение для внутренней энергии:

$$E = \frac{1}{\gamma - 1} \frac{P}{\rho} = \frac{K(S)}{\gamma - 1} \rho^{\gamma - 1} .$$
(4)

Здесь v - скорость, ρ - плотность, P - давление, T - температура, γ - показатель адиабаты, E - внутренняя энергия, S - энтропия. Индекс "1" означает величины перед фронтом, а индекс "2" - за фронтом. Из соотношений (1-3) получается уравнение для адиабаты Гюгонио [4], которое связывает значения плотности и давления перед и за скачком:

$$\frac{P_2}{P_1} = \frac{(\gamma + 1)\rho_2 - (\gamma - 1)\rho_1}{(\gamma + 1)\rho_1 - (\gamma - 1)\rho_2},$$
(5)

а также связь других параметров до и после скачка.

$$v_1 - v_2 = \frac{\sqrt{2(P_2 - P_1)^{3/2}}}{\sqrt{\rho((\gamma - 1)P_1 + (\gamma + 1)P_2)}}.$$
 (6)

Вводя число Маха перед ударной волной $M_1 = v_1/c_1$, получим [5]:

$$\frac{\rho_2}{\rho_1} = \frac{\nu_1}{\nu_2} = \frac{(\gamma+1)M_1^2}{(\gamma-1)M_1^2 + 2},$$
(7)

$$\frac{P_2}{P_1} = \frac{2\gamma}{\gamma - 1} M_1^2 - \frac{\gamma - 1}{\gamma + 1},$$
(8)

$$\frac{T_2}{T_1} = 1 + \frac{2(\gamma - 1)}{(\gamma + 1)^2 M_1^2} (M_1^2 - 1) (1 + \gamma M_1^2),$$
(9)

$$M_2^2 = \frac{2 + (\gamma - 1)M_1^2}{2\gamma M_1^2 - (\gamma - 1)}.$$
 (10)

2. "Изоэнтропический" скачок. Для "изоэнтропического" скачка вместо уравнения энергии (3) используется уравнение сохранения энтропии, которое для идеального газа с уравнением состояния $P = \rho \mathcal{R} T$ показателем адиабаты γ имеет вид:

$$S = \frac{R}{\gamma - 1} \ln \left(\frac{P}{\rho^{\gamma}} \right) + C_1 \,. \tag{11}$$

Так как газовая постоянная **R** и **C** предполагаются одинаковыми до и после скачка, сохранение энтропии можно записать в виде:

$$\frac{P_1}{\rho_1^{\tau}} = \frac{P_2}{\rho_2^{\tau}}$$
(12)

Из (1) и (2) получаем, исключая v₂

$$P_1 + \rho_1 v_1^2 = P_2 + \frac{\rho_1^*}{\rho_2} v_1^2.$$
 (13)

Вводя скорость звука $c = \sqrt{\frac{P}{\rho}}$, получаем



Рис.1. Отношение плотности за скачком ρ_2 к плотности перед скачком ρ_1 в зависимости от числа Маха потока перед скачком *M*, (числа Маха ударной волны). Сплошная линия - адиабатическая ударная волна, штриховая линия - "изоэнтропический" скачок.



Рис.2. Отношение давления за скачком P_2 к давлению перед скачком P_1 в зависимости от числа Маха потока перед скачком M_1 (числа Маха ударной волны). Сплошная линия - адиабатическая ударная волна, штриховая линия - "изоэнтропический" скачок.



Рис.3. Отношение температуры за скачком T_2 к температуре перед скачком T_1 в зависимости от числа Маха потока перед скачком M_1 (числа Маха ударной волны). Сплошная линия - адиабатическая ударная волна, штриховая линия - "изоэнтропический" скачок.

ИЗОЭНТРОПИЧЕСКИЕ "УДАРНЫЕ ВОЛНЫ"



Рис.4. Отношение скорости за скачком v_2 к скорости перед скачком в зависимости от числа Маха потока перед скачком *M*. (числа Маха ударной волны). Сплошная линия - адиабатическая ударная волна, штриховая линия - "изоэнтропический" скачок.

$$\frac{1}{\gamma}c_1^2 + v_1^2 = \frac{P_2}{P_1}\frac{c_1}{\gamma} + \frac{\rho_1}{\rho_2}v_1^2.$$
 (14)

Используя (12) и вводя число Маха за ударной волной $M_2 = v_2/c_2$, получим

$$\frac{1}{\gamma}c_1^2 + v_1^2 = \left(\frac{\rho_2}{\rho_1}\right)^{\gamma}\frac{c_1^2}{\gamma} + \frac{\rho_1}{\rho_2}v_1^2, \qquad (15)$$

$$M_{1}^{2} + \frac{1}{\gamma} = \left(\frac{\rho_{2}}{\rho_{1}}\right)^{\gamma} \frac{1}{\gamma} + \frac{\rho_{1}}{\rho_{2}} M_{1}^{2}.$$
 (16)

Обозначая $x = \rho_2 / \rho_1$, получим

$$M_1^2 = \frac{x^{\gamma} - 1}{\gamma} \frac{x}{x - 1};$$
(17)

$$\frac{P_2}{P_1} = x^{\gamma}; \quad \frac{T_2}{T_1} = x^{\gamma-1}; \quad \frac{\nu_2}{\nu_1} = \frac{1}{x}; \quad \frac{c_2}{c_1} = x^{(\gamma-1)/2}.$$
(18)

Выражение для числа Маха за скачком:

$$M_2^2 = v_2^2 \frac{\rho_2}{\gamma P_2} = \frac{v_1^2}{\gamma x^2} \frac{x \rho_1}{P_1} \frac{P_1}{P_2} = \frac{v_1^2}{\gamma x} \frac{\rho_1}{P_1} \frac{1}{x^{\gamma}} = \frac{M_1^2}{x^{\gamma+1}}$$
(19)

Графики величин $x = \frac{P_{\pm}}{\rho_1}(M_1), \frac{P_{\pm}}{P_1}(M_1), \frac{T_{\pm}}{T_1}(M_1)$ и $\frac{P_{\pm}}{P_1}(M_1)$ приведены на рис. 1-4 для адиабаты Гюгонио и для "изоэнтропического" скачка при $\gamma = 5/3$.

Полная энергия, с учетом работы сил давления, до и после скачка записывается в виде:

$$\varepsilon_1 = E_1 + \frac{P_1}{\rho_1} + \frac{\upsilon_1^*}{2} = \frac{\gamma}{\gamma - 1} \frac{P_1}{\rho_1} + \frac{\upsilon_1}{2} = \frac{c_1}{\gamma - 1} + \frac{\upsilon_1^*}{2} = c_1^2 \left(\frac{M_1^2}{2} + \frac{1}{\gamma - 1} \right), \tag{20}$$

$$\varepsilon_2 = E_2 + \frac{P_2}{\rho_2} + \frac{v_2^2}{2} = c_2^2 \left(\frac{M_2^2}{2} + \frac{1}{\gamma - 1} \right).$$
(21)

При М >>1 имеем

$$M_1^2 = \frac{x}{\gamma}, \quad M_2^2 = \frac{1}{\gamma x}$$
 (22)

Запишем выражение для относительного изменения полной энергии на "изоэнтропическом" скачке.

$$\frac{\varepsilon_{-} - \varepsilon_{1}}{\varepsilon_{1}} = \frac{\frac{\gamma}{\gamma - 1} \frac{P_{2}}{\rho_{2}} + \frac{\nu_{2}}{2}}{\frac{\gamma}{\gamma - 1} \frac{P_{1}}{\rho_{1}} + \frac{\nu_{1}}{2}} - 1.$$
(23)



Рис.5. Относительное изменение полной энергии при прохождении газа через "изоэнтропический" скачок в зависимости от числа Маха набегающего потока M_1 (числа Маха ударной волны). С учетом (18) получаем

$$\frac{\varepsilon_2 - \varepsilon_1}{\varepsilon_1} = \frac{\frac{1}{\gamma - 1} \left(x^{\gamma - 1} - 1 \right) + \frac{M_1^2}{2} \left(\frac{1}{x^2} - 1 \right)}{\frac{1}{\gamma - 1} + \frac{M_1}{2}}$$
(24)

Здесь х является неявной функцией от M_1 , определяемой соотношением (17). Относительное изменение полной энергии при прохождении газа через "изоэнтропический" скачок в зависимости от числа Маха набегающего потока представлено на рис.5.

Приведенные графики показывают, что при увеличении амплитуды сильного разрыва (скачка), параметры за ним существенно отличаются в адиабатическом и "изоэнтропическом" случаях. Так, в случае "изоэнтропического" скачка плотность за скачком может неограниченно расти при $M_1 \rightarrow \infty$. В отличие от адиабатической ударной волны, при прохождении которой плотность может вырасти лишь в $(\gamma + 1)/(\gamma - 1)$ раз.

За "изоэнтропическим" скачком скорость газа, прошедшего скачок, стремится к нулю с ростом M_1 , тогда как в адиабатическом случае она упадет лишь в $(\gamma - 1)/(\gamma + 1)$ раз при $M_1 \rightarrow \infty$.

3. О возможности использования изоэнтропических уравнений при численном моделировании. Применение "изоэнтропических" уравнений для моделирования течений газа с ударными волнами может приводить к существенным ошибкам при наличии ударных волн. Величина ошибки растет с увеличением интенсивности ударной волны.

При численном моделировании взрывов сверхновых звезд (см., например, [6]) число Маха ударной волны ~30. При такой амплитуде ударной волны численное моделирование сверхновой на основе изоэнтропических уравнений привело бы к ошибкам на порядки величины в параметрах за фронтом ударной волны.

В задаче о численном моделировании динамики пузырей сверхновых [2], авторами применялась "изоэнтропическая" система уравнений газовой динамики. Однако ударная волна сверхновой имеет большую амплитуду (число Маха ударной волны от сверхновой может достигать десятков) и в значительной степени определяет структуру течения за своим фронтом.

При моделировании тесных двойных систем, как отмечают авторы [7], возникают течения газа, в которых плотность полной энергии газа в основном определяется плотностью кинетической энергии. В такой ситуации, при применении закона сохранения полной энергии, возможно возникновение больших численных ощибок при вычислении температуры потока. Применение "изоэнтропических" уравнений для моделирования таких потоков возможно, при условии, что ударные волны либо не возникают, либо их амплитуда мала. Как показывают расчеты, при моделировании тесных двойных систем возникают ударные волны (например, "горячая линия", "горячее пятно", где число Маха набегающего потока может быть >4), в значительной степени определяющие структуру течения, применение "изоэнтропических" уравнений может внести значительные численные ошибки в расчет течения газа за фронтами ударных волн.

Для преодоления трудностей расчета холодных сверхзвуковых потоков в работе [1] было предложено проводить одновременно расчеты, используя уравнение сохранения полной энергии и уравнение для энтропии. В части течения, где ударные волны отсутствовали, использовалось уравнение для энтропии. В окрестности возникновения ударных волн использовалось уравнение энергии. Был введен ряд критериев, по которым определялось, какое из этих уравнений использовать для решения общей системы уравнений газовой динамики. В работе [8] было предложено ввести "двойной формализм по энергии". То есть в изоэнтропических расчетах проводился расчет изменения со временем внутренней энергии в дополнение к расчету полной энергии. В случае существенно сверхзвукового течения, давление и температура газа рассчитывались из уравнения для внутренней энергии, в противном случае использовалось уравнение для баланса полной энергии.

При использовании нерегулярных подвижных сеток переменной структуры [9], моделирование холодных и быстрых течений с использованием уравнения баланса полной энергии может приводить к численным ошибкам при вычислении температуры, так как даже небольшие ошибки при вычислении полной энергии (связанные, например, с перестройкой сетки и пресчетом параметров) могут привести к заметным ошибкам в вычислении внутренней энергии. Автором предлагается оценивать амплитулу возникающих ударных волн. В случае, когда число Маха ударной волны не превышает ~1.1, предлагается использовать уравнение для баланса энтропии. Другой подход, предложенный в этой же работе, предполагает сравнение внутренней энергии ячейки с ее кинетической энергией в конце каждого шага. При расчете течений с учетом гравитации в качестве критерия выбора уравнения энергии или энтропии возможно сравнение силы, создаваемой газовым давлением, и гравитационного ускорения. Если внутренняя энергия газа мала по сравнению с гравитационной, то используется уравнение для энтропии.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект №15-12-30016)

¹ Институт космических исследований РАН,

Россия, e-mail: gkogan@iki.rssi.ru

² Национальный исследовательский ядерный институт НИЯУ МИФИ, Москва, Россия, e-mail: moiseenko@iki.rssi.ru

ИЗОЭНТРОПИЧЕСКИЕ "УДАРНЫЕ ВОЛНЫ"

ISENTROPIC "SHOCK WAVES" IN NUMERICAL ASTROPHYSICAL SIMULATIONS

G.S.BISNOVATYI-KOGAN¹², S.G.MOISEENKO¹

The problem of strong discontinuities in the solution of the equations of gas dynamics in assumption of continuity of the entropy on the discontinuity is considered. We made comparison of standard shock wave solution with the continuity of energy on the shock, and isentropic "shock wave". Numerical simulation of astrophysical problems where strong shock appear (supernova explosions, astrophysical jets) using conservation of the entropy instead of energy conservation leads to large numerical errors on shocks. Application of isentropic gas dynamical equations for the numerical simulation of astrophysical flows is permissible for not shocked gas flows or for the cases when the shocks have no significant influence on the flow.

Key words: shock waves: numerical methods: Mach number

ЛИТЕРАТУРА

- 1. D.Ryu, J.P. Ostriker, H.Kang, R.Cen, Astrophys. J., 414, 1, 1993.
- 2. В.Бычков, М.В.Попов, А.М.Опарин, Л.Стенфло, В.М.Чечеткин, Астрон. ж., 83, 337, 2006.
- 3. А.Г.Жилкин, Д.В.Бисикало, Астрон. ж., 87, 913, 2010.
- 4. Л.Г.Лойцянский, Механика жидкости и газа. М., Наука, 1987, с.840.
- 5. Л.Д.Ландау, Е.М.Лившиц, Гидродинамика. М., Наука, 1988, с.736.
- 6. S.G.Moiseenko, G.S.Bisnovatyi-Kogan, Astron. Reports, 59, 573, 2015.
- 7. Д.В.Бисикало, А.Г.Жилкин, А.А.Боярчук, Газодинамика тесных двойных звезд. М., Физматлит, 2013, с.632.
- G.L.Bryan, M.L.Norman, J.M.Stone, R.Cen, J.P.Ostriker, Comput. Phys. Commun., 89, 149, 1995.
- 9. V.Spergel, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., 401, 791, 2010.



АСТРОФИЗИКА

TOM 59

ФЕВРАЛЬ, 2016

ВЫПУСК 1

ЗАКОНЫ СЛОЖЕНИЯ ДЛЯ ИНТЕНСИВНОСТЕЙ ИЗЛУЧЕНИЯ, ВЫХОДЯЩЕГО ИЗ РАССЕИВАЮЩИХ АТМОСФЕР, СОДЕРЖАЩИХ ИСТОЧНИКИ ЭНЕРГИИ

А.Г.НИКОГОСЯН¹, Н.Г.КАПАНАДЗЕ² Поступила 15 ноября 2015

В данной работе развивается теоретико-групповой подход для решения астрофизических задач теории переноса излучения, описанный в предыдущей серии работ Дается вывод законов сложения для наблюдаемых интенсивностей излучения в случае, когда атмосферы не только поглощают и расссивают падающее на них излучение, но и сами излучают, благодаря содержащимся в них источникам энергии. Для иллюстрации применения полученных законов рассматриваются некоторые частные задачи переноса, представляющие, на наш взгляд, практический интерес.

Ключевые слова: перенос излучения: группы: частичное перераспределение. неоднородные атмосферы

1. Введение. Теоретико-групповой подход для решения задач переноса излучения впервые применялся одним из авторов в работах [1-3]. Были введены понятия групп композиции поглощающих и рассеивающих, в общем случае, неоднородных сред, а также групп трансляций оптических глубин. Представления, построенные для указанных групп, обладают большой общностью и могут применяться при рассмотрении достаточно широкого круга астрофизических задач, связанных с переносом излучения. Напомним, что представления групп композиций позволяют по известным оптическим свойствам складываемых сред, определяющим их огражательную и пропускательную способности, находить аналогичные свойства для получаемой составной атмосферы. Эти представления являются дальнейшим обобщением законов сложения слоев Амбарцумяна [4] (см. также [5]) и значительно расширяют круг их применения.

Коэффициенты отражения и пропускания в общем случае могут зависеть от направления, частоты и других характеристик падающего излучения, поэтому удобно представить их в виде матриц. Если среда неоднородная, то ее оптические свойства зависят от того, какая из ее границ освещается снаружи, иными словами, она обладает свойством полярности (см., например, [6,7]). Как и в работах [2,3], для коэффициентов отражения и пропускания будем пользоваться обозначениями R и Q, соответственно, если среда освещается справа на приводимом ниже рисунке, и R, Q^{*}, если освещается слева. Звездочкой обозначена транспонированная матрица. Отсылая за подробностями к работе [2], отметим, что базовыми величинами в представлениях групп композиций являются матрицы $P = Q^{-1}$, S = RP, $\overline{S} = PR$ и $M = Q^{*} - SR$. Представление группы композиции, так называемый "составитель" (composer), обозначаемый нами через \overline{A} , в общем случае неоднородных сред имеет вид

$$\mathbf{A} = \begin{pmatrix} \mathbf{P} & -\mathbf{S} & \mathbf{0} & \mathbf{0} \\ \mathbf{S} & \mathbf{M} & \mathbf{0} & \mathbf{0} \\ \mathbf{0} & \mathbf{0} & \mathbf{M} & -\mathbf{S} \\ \mathbf{0} & \mathbf{0} & \mathbf{S} & \mathbf{P} \end{pmatrix}.$$
 (1)

где тильдой отмечаются суперматрицы, если же среды однородные, то композиция сред достигается действием оператора

$$\widetilde{\mathbf{A}} = \begin{pmatrix} \mathbf{P} & -\mathbf{S} \\ \mathbf{S} & \mathbf{M} \end{pmatrix}$$
(2)

С помощью оператора (1) можно определить глобальные оптические свойства семейства многокомпонентных атмосфер независимо от того, какие именно характеристики, определяющие физические свойства компонентов и процесс диффузии излучения в них являются переменными. Таким образом, как было показано в отмеченной работе, задача о диффузном отражении и пропускании в ее общей постановке сводится к матричному произведению соответствующих матриц с последующим обращением матрицы Р для составной атмосферы. При этом предполагается, что компоненты и, следовательно, среда в целом не содержат первичных источников энергии (source-free problem). Между тем в реальности любая физическая атмосфера помимо того, что рассеивает и поглощает падающее на нее излучение, сама излучает ввиду вырабатываемой в ней энергии. Типичными примерами в солнечной атмосфере могут явиться спикулы, протуберанцы, надтепловые струи, корональные плюмы и т.д. В связи с этим возникает вопрос, насколько эффективным может оказаться применяемый нами теоретикогрупповой подход при решении данной более общей задачи.

В настоящей работе будет описан способ решения такого рода задач в предположении, что отражательная и пропускательная способности отдельных компонентов известны. В следующем разделе вводятся основные величины и дается постановка задачи. Приводится вывод законов сложения для интенсивностей излучения, выходящего из атмосфер с внутренними источниками энергии. В последующих трех разделах полученные законы для иллюстрации применяются для решения задач, имеющих определенный практический интерес. Обсуждение результатов работы дается в заключительном разделе. 2. Закон сложения для интенсивностей. Пусть имеются две поглощающие и рассеивающие среды, которые сами излучают благодаря содержащимся внутри источникам энергии. Среды могут быть неоднородными, например, ввиду того, что указанные источники распределены в среде неравномерно, или один или несколько параметров, характеризующие процесс поглощения или рассеяния (профиль коэффициента поглощения в линии, вклад поглощения в непрерывном спектре, закон перераспределения по частотам и направлениям и т.д.), меняются с глубиной. Для интенсивностей излучения, выходящего через границы таких сред, введем обозначения $I_i^{(k)}$ (i, k=1, 2) так, что нижний индекс указывает на номер среды (см. рис.1), в то время как верхний - на то, с какой границы среды выходит излучение, причем левой границе соответствует индекс 1, а правой - 2.

Внизу на рис.1 изображена композитная среда, полученная в результате объединения двух сред. Интенсивности излучения, выходящего из такой составной атмосферы, будут снабжаться нижним индексом 1U2.



Рис.1. К закону сложения интенсивностей излучения, выходящего из двух поглощающих, рассеивающих и излучающих сред.

Наше исследование начнем с величины 10. С учетом многократного отражения излучения, имеющего место на стыке двух сред можно написать

$$\begin{aligned} {}^{(1)}_{1,2} &= \mathbf{I}_{1}^{(1)} + \mathbf{Q}_{1} \overline{\mathbf{R}}_{2} \mathbf{I}_{1}^{(2)} + \mathbf{Q}_{1} \overline{\mathbf{R}}_{2} \mathbf{R}_{1} \overline{\mathbf{R}}_{2} \mathbf{I}_{1}^{(2)} + \mathbf{Q}_{1} \left(\overline{\mathbf{R}}_{2} \mathbf{R}_{1} \right)^{2} \overline{\mathbf{R}}_{2} \mathbf{I}_{1}^{(2)} + \\ &+ \mathbf{Q}_{1} \mathbf{I}_{2}^{(1)} + \mathbf{Q}_{1} \overline{\mathbf{R}}_{2} \mathbf{R}_{1} \mathbf{I}_{2}^{(1)} + \mathbf{Q}_{1} \left(\overline{\mathbf{R}}_{2} \mathbf{R}_{1} \right)^{2} \mathbf{I}_{2}^{(1)} , \end{aligned}$$

или

$$\mathbf{I}_{1\cup 2}^{(1)} = \mathbf{I}_{1}^{(1)} + \mathbf{Q}_{1}\mathbf{T} \Big[\overline{\mathbf{R}}_{2}\mathbf{I}_{1}^{(2)} + \mathbf{I}_{2}^{(1)}\Big],$$
(4)

где введено обозначение

$$\mathbf{T} = \sum_{k=0}^{\infty} \left(\mathbf{R}_2 \mathbf{R}_1 \right)^k \,. \tag{5}$$

С другой стороны, как было показано в [2],

$$\mathbf{P}_{1\cup 2} = \mathbf{P}_2 \mathbf{T}^{-1} \mathbf{P}_1 \tag{6}$$

причем

$$\mathbf{T}^{-1} = \mathbf{E} - \mathbf{R}_2 \mathbf{R}_1, \tag{7}$$

где Е - единичная матрица.

Если теперь умножить обе части соотношения (4) слева на $\mathbf{P}_{i\cup 2}$ и ввести в рассмотрение вспомогательные величины $\mathbf{F}_{i}^{(1)} = \mathbf{P}_{i}\mathbf{I}_{i}^{(1)}$, $\mathbf{F}_{i}^{(2)} = \mathbf{P}_{i}^{*}\mathbf{I}_{i}^{(2)}$ (*i* = 1, 2), $\mathbf{F}_{i\cup 2}^{(2)} = \mathbf{P}_{i\cup 2}^{*}\mathbf{I}_{i\cup 2}^{(2)}$, то несложно получить первый из искомых законов сложения

$$\mathbf{F}_{1\cup 2}^{(1)} = \mathbf{F}_{2}^{(1)} + \mathbf{a}_{1}\mathbf{F}_{1}^{(1)} + \mathbf{b}_{1}\mathbf{F}_{1}^{(2)}, \qquad (8)$$

где введены следующие обозначения $\mathbf{a}_1 = \mathbf{P}_2 \mathbf{T}^{\dagger} = \mathbf{P}_{1\cup 2} \mathbf{Q}_1$, $\mathbf{b}_1 = \mathbf{S}_2 \mathbf{Q}_1^{\bullet}$. Соотношение (8) показывает, что если известны коэффициенты отражения и пропускания обоих компонентов и предварительно определены указанные коэффициенты для составной среды с помощью представления группы композиции (1) (см. [2]), то вспомогательная величина $\mathbf{F}_{11,2}^{(1)}$ представляет собой линейную комбинацию аналогичных величин для компонентов.

Для интенсивности излучения, выходящего через правую границу композитной атмосферы, по аналогии с (4), будем иметь

$$\mathbf{I}_{[1]_{2}}^{(2)} = \mathbf{I}_{3}^{(2)} + \mathbf{Q}_{2}^{*} \overline{\mathbf{T}} \left[\mathbf{R}_{1} \mathbf{I}_{2}^{(1)} + \mathbf{I}_{1}^{(2)} \right],$$
(9)

где

$$\mathbf{T} = \sum_{k=0}^{\infty} \left(\mathbf{R}_1 \mathbf{R}_2 \right)^k \tag{10}$$

Легко показывается [2], что

$$\overline{\mathbf{T}}^{-1} = \mathbf{E} - \mathbf{R}_1 \overline{\mathbf{R}}_2 \,. \tag{11}$$

С другой стороны, из (6) следует

$$\mathbf{P}_{1\cup 2}^{*} = \mathbf{P}_{1}^{*} \left(\mathbf{T}^{1}\right)^{*} \mathbf{P}_{2}^{*} = \mathbf{P}_{1}^{*} \mathbf{\overline{T}}^{1} \mathbf{P}_{2}^{*}$$
(12)

После умножения обеих сторон (9) слева на $P_{1\cup 2}^*$, с учетом (12), получаем второе из искомых законов сложения

$$\mathbf{F}_{1\cup 1}^{(2)} = \mathbf{F}_{1}^{(2)} + \mathbf{a}_{2}\mathbf{F}_{2}^{(2)} + \mathbf{b}_{2}\mathbf{F}_{1}^{(1)}, \qquad (13)$$

где $\mathbf{a}_2 = \mathbf{P}_1 \mathbf{\overline{T}}^{\dagger} = \mathbf{P}_{1 \cup 2} \mathbf{Q}_2^{\bullet}, \quad \mathbf{b}_2 = \mathbf{S}_1 \mathbf{Q}_2.$

Взятые вместе, соотношения (8) и (13) могут быть записаны в компактном виде

$$\begin{pmatrix} \mathbf{F}_{1\cup 2}^{(1)} \\ \mathbf{F}_{1\cup 2}^{(2)} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \mathbf{a}_1 \mathbf{F}_1^{(1)} \\ \mathbf{a}_2 \mathbf{F}_2^{(2)} \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} \mathbf{E} & \mathbf{b}_1 \\ \mathbf{b}_2 & \mathbf{E} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \mathbf{F}_1^{(1)} \\ \mathbf{F}_1^{(2)} \end{pmatrix}$$
(14)

Рассмотрим некоторые следствия, вытекающие из полученных формул.

3. *LTE атмосферы*. В этом частном случае коэффициенты рассеяния в обеих средах тождественно равны нулю, т.е. **b**, = **b**, = **0**, где **0** - нулевая

матрица. Тогда суперматрица, входящая во второе слагаемое в правой части (14), превращается в единичную суперматрицу (как и в упомянутых выше работах [2,3], обозначения суперматриц снабжаются сверху тильдой)

$$\overline{\mathbf{E}} = \begin{pmatrix} \mathbf{E} & \mathbf{0} \\ \mathbf{0} & \mathbf{E} \end{pmatrix}.$$
 (15)

в результате чего получаем следующие соотношения

$$\begin{pmatrix} \mathbf{F}_{1|j_{2}}^{(1)} \\ \mathbf{F}_{2|j_{2}}^{(2)} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \mathbf{a}_{1} \mathbf{F}_{1}^{(1)} + \mathbf{F}_{2}^{(1)} \\ \mathbf{a}_{2} \mathbf{F}_{2}^{(2)} + \mathbf{F}_{1}^{(2)} \end{pmatrix}$$
(16)

или

$$\mathbf{I}_{1\cup 2}^{(1)} = \mathbf{I}_{1}^{(1)} + \mathbf{Q}_{1}\mathbf{I}_{2}^{(1)}, \quad \mathbf{I}_{1\cup 2}^{(2)} = \mathbf{I}_{2}^{(2)} + \mathbf{Q}_{2}^{*}\mathbf{I}^{(1)}, \quad (17)$$

физический смысл которых очевиден.

4. Многокомпонентные атмосферы. Рассмотрим атмосферу, состоящую из N компонентов, каждый из которых может быть неоднородным и отличающимся от всех остальных (см. рис.2).



Рис.2. Излучающая атмосфера, состоящая из N компонентов.

Для такой атмосферы соотношение (14) запишется в виде

$$\begin{pmatrix} \mathbf{F}_{N}^{(1)} \\ \mathbf{F}^{(2)} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \mathbf{a}_{1} \mathbf{F}_{N-1}^{(1)} \\ \mathbf{a}_{2} \mathbf{F}_{n}^{(2)} \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} \mathbf{E} & \mathbf{b}_{1} \\ \mathbf{b}_{2} & \mathbf{E} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \mathbf{F}_{1}^{(1)} \\ \mathbf{F}_{N-1}^{(2)} \end{pmatrix},$$
(18)

где N - количество компонентов, $\mathbf{a}_1 = \mathbf{P}_N \mathbf{Q}_{N-1}$, $\mathbf{a}_2 = \mathbf{P}_N^* \mathbf{Q}_n^*$, $\mathbf{b}_1 = \mathbf{S}_n \mathbf{Q}_{N-1}^*$ и $\mathbf{b}_2 = \mathbf{S}_{N-1}^* \mathbf{Q}_n^*$.

Если компоненты среды могут лишь поглощать излучение, то из соотношений (17) имеем

$$\mathbf{I}_{N}^{(1)} = \mathbf{I}_{N-1}^{(1)} + \mathbf{Q}_{N-1}\mathbf{I}_{n}^{(1)}, \quad \mathbf{I}_{N}^{(2)} = \mathbf{I}_{n}^{(2)} + \mathbf{Q}_{n}\mathbf{I}_{N-1}^{(2)}.$$
(19)

Полученные рекуррентные соотношения легко суммируются, позволяя получить явные выражения. Например, второе из них дает

$$\mathbf{I}_{N}^{(2)} = \sum_{k=1}^{n-1} \mathbf{I}_{k}^{(2)} \prod_{i=k+1}^{n} \mathbf{Q}_{i} + \mathbf{I}_{n}^{(2)}.$$
 (20)

5. Однородные атмосферы. Рассмотрим коротко тот частный случай закона сложения, когда компоненты составной атмосферы однородные, однако могут отличаться друг от друга значениями тех или иных параметров,

описывающих процесс диффузии излучения в них. Тогда можно написать $\mathbf{F}^{(1)} = \mathbf{F}^{(2)} = \mathbf{F}$ (*i* = 1, 2) и, например, из (13) получаем

$$\mathbf{F}_{1\cup 2}^{(2)} = \mathbf{F}_1 + (\mathbf{a}_2 + \mathbf{b}_2)\mathbf{F}_2, \qquad (21)$$

где теперь $\mathbf{a}_2 = \mathbf{P}_{1\cup 2}^* \mathbf{Q}_2 = \mathbf{P}_1 (\mathbf{E} - \mathbf{R}_1 \mathbf{R}_2)$, $\mathbf{b}_2 = \mathbf{S}_1 \mathbf{Q}_2$. Наконец, если оба компонента являются однородными и одинаковыми, то, как нетрудно видеть,

$$\mathbf{F}_{N=2} = \left[\mathbf{E} + \mathbf{P}_1 \left(\mathbf{E} + \mathbf{R}_1 \mathbf{Q}_1 - \mathbf{R}_1^2 \right) \right] \mathbf{F}_{N=1} .$$
 (22)

В случае *N* различающихся однородных компонентов на основании (8) можно написать

$$\mathbf{F}_{N}^{(1)} = \mathbf{F}_{1}^{(1)} + \mathbf{P}_{N} \mathbf{Q}_{N-1} \mathbf{F}_{N-1}^{(1)} + \mathbf{P}_{1} \mathbf{R}_{1} \mathbf{F}_{N-1}^{(2)}, \qquad (23)$$

или, переходя к интенсивностям,

$$\mathbf{I}_{N}^{(1)} = \mathbf{I}_{N-1}^{(1)} + \mathbf{Q}_{N} \mathbf{P}_{1} \Big(\mathbf{I}_{1}^{(1)} + \mathbf{R}_{1} \mathbf{I}_{N-1}^{(2)} \Big).$$
(24)

Физический смысл полученного соотношения становится более прозрачным, если записать его в одномерном приближении

$$I_{N}^{(1)} = I_{N-1}^{(1)} + q_{N-1} (I_{1}^{(0)} + r_{1} I_{N-1}^{(2)}), \qquad (25)$$

где через r и q обозначены, соответственно, коэффициенты отражения и прохождения. Для пользования данным рекуррентным соотношением необходимо предварительно определить r из известного дифференциального уравнения инвариантного погружения [6,7], после чего коэффициент прохождения находится в явном виде по формуле (см. [7]).

$$q_N(\tau) = \exp\left(-\int_0^N \left[1 - \frac{\lambda}{2}(1 + r(t))\right]dt\right].$$
 (26)

где λ - коэффициент переизлучения кванта при элементарном акте рассеяния.

6. Интенсивность излучения, выходящего из неоднородной атмосферы с внутренними источниками энергии. В качестве одного из приложений и проверки полученного нами закона сложения рассмотрим атмосферу, в которой диффузия излучения происходит с частичным перераспределением излучения по частотам. Такая задача нами обсуждалась в работах [2,3], поэтому будем придерживаться принятых там обозначений, именно

$$\mathbf{n}(\tau_0) = \frac{\lambda(\tau_0)}{2} \mathbf{l}^*, \quad \mathbf{m} = \alpha - \mathbf{n}(\tau_0), \tag{27}$$

где τ₀ - оптическая толщина атмосферы, α и Γ - являются дискретными аналогами профиля коэффициента поглощения и закона перераспределения по частотам.

Обратимся к закону сложения (13) и устремим оптическую толщину

второго слоя к нулю. Тогда с точностью до величин первой степени малости по отношению к Δτ₀ имеем

$$\mathbf{a}_2 \sim \mathbf{P}^{\bullet}(\tau_0) (\mathbf{E} - \mathbf{Rn} \Delta \tau_0), \quad \mathbf{b}_2 \sim \mathbf{S}^{\bullet}(\tau_0) (\mathbf{E} - \mathbf{m} \Delta \tau_0).$$
 (28)

Вводя вектор є, обозначающий мощность источников энергии, легко получить

$$\frac{I \mathbf{F}^{(2)}}{d \tau_0} = \left[\mathbf{P}^*(\tau_0) + \mathbf{S}^*(\tau_0) \right] \varepsilon(\tau_0), \tag{29}$$

или

$$\mathbf{I}^{(2)}(\tau_0) = \mathbf{Q}^*(\tau_0) \int_0^{t} \left[\mathbf{P}^*(t) + \mathbf{S}^*(t) \right] \varepsilon(t) dt \,. \tag{30}$$

Отсылая читателя к работе [3], за вероятностным смыслом введенных и использованных там величин

$$\mathbf{U}(\tau,\tau_0) = \mathbf{P}(\tau)\mathbf{Q}(\tau_0), \quad \mathbf{V}(\tau,\tau_0) = \mathbf{S}(\tau)\mathbf{Q}(\tau_0), \tag{31}$$

вместо (30) окончательно находим физически очевидный результат

$$\mathbf{I}^{(2)}(\tau_0) = \int_0^{\tau_0} \left[\mathbf{U}^*(\tau_0, t) + \mathbf{V}^*(\tau_0, t) \right] \varepsilon(t) dt , \qquad (32)$$

поскольку U^{*} и V^{*} показывают вероятность выхода кванта через границы неоднородной атмосферы толщины τ_0 с глубины τ .

7. Заключение. В предыдущих работах данной серии был установлен закон сложения неоднородных сред, не содержащих источников энергии и освещающихся извне. Он позволил применить методы теории групп в задачах переноса излучения при весьма общих предположениях относительно физики диффузии излучения в атмосфере. В связи с этим естественно было рассмотреть аналогичную задачу для другого, относительно более важного для приложений случая, когда среда излучает сама благодаря внутренним источникам. Выше было показано, что в вопросе сложения наблюдаемых интенсивностей важным является введение в рассмотрение вспомогательных величин $\mathbf{F}^{(k)} = \mathbf{P} \mathbf{I}^{(k)}$ (*i*, k = 1, 2). Полученные законы сложения представляют величину **F**⁽ⁱ⁾ для композитной атмосферы в виде линейной комбинации аналогичных величин для ее компонентов (см. формулы (14)). При этом предполагается, что предварительно решена задача о диффузном отражении и пропускании для каждого компонента, поэтому величины а, и b, считаются известными. Описанный в работе подход особенно продуктивен при рассмотрении многокомпонентных атмосфер. В этом случае требуемые интенсивности наблюдаемого излучения находятся рекуррентным образом в результате простых вычислений, сводящихся к операции умножения матриц. При этом, разумеется, находится

решение для семейства композитных атмосфер с различным количеством компонентов.

- ¹ Бюраканская астрофизическая обсерватория им. В.А.Амбарцумяна, Армения, e-mail: nikoghoss@bao.sci.am
- ² Абастуманская астрофизическая обсерватория им. Е.К.Харадзе, Грузия, e-mail: natela.kapanadze@iliauni.edu.ge

ADDING LAWS FOR INTENSITIES OF RADIATION OUTGOING FROM SCATTERING ATMOSPHERES CONTAINING ENERGY SOURCES

A.G.NIKOGHOSSIAN¹, N.G.KAPANADZE²

The paper develops the group-theoretical approach in solving astrophysical problems of the radiation transfer theory described in the previous series of papers. We derive adding laws for observing intensities of radiation for the case of atmospheres which not only absorb and scatter the incident radiation but also radiate thanks to the energy sources they contain. To illustrate applications of the derived laws, we consider some specific transfer problems which are of practical interest in our opinion.

Key words: radiative transfer: groups:partial redistribution: inhomogeneous atmospheres

ЛИТЕРАТУРА

- 1. А.Г.Никогосян, Астрофизика, 54, 149, 2011, (Astrophysics, 54, 126, 2011).
- 2. А.Г.Никогосян, Астрофизика, 57, 295, 2014, (Astrophysics, 57, 272, 2011).
- 3. А.Г.Никогосян, Астрофизика, 57, 407, 2014, (Astrophysics, 57, 375, 2011).
- 4. В.А.Амбарцумян, Изв., АН АрмССР, N1-2, 1944.
- 5. В.В. Соболев, Перенос излучения в атмосферах звезд и планет, Гостехиздат, М., 1956.
- 6. A.G.Nikoghossian, Astron. Astrophys., 422, 1059, 2004.
- 7. А.Г.Никогосян, Астрофизика, 47, 124, 2004, (Astrophysics, 47, 104, 2004).

АСТРОФИЗИКА

TOM 59

ФЕВРАЛЬ, 2016

ВЫПУСК 1

О ВОЗМОЖНЫХ ПРИЧИНАХ МЕДЛЕННОГО ВРАЩЕНИЯ BF Ori

С.Г.ШУЛЬМАН

Поступила 3 октября 2015 Принята к печати 16 декабря 2015

Обсуждаются возможные причины очень низкой по сравнению с другими звездами типа UX Огі проекционной скорости вращения у ВГ Оп Рассматривается гипотеза о наличии тесного компаньона, замедляющего вращение звезды при приливном взаимодействии. На основе теории синхронизации и современных эволюционных моделей проведены численные расчеты взаимодействия для разных масс компаньона и значений большой полуоси. Показано, что для достижения при приливном взаимодействии наблюдаемой у ВГ Огі проекционной скорости требуется компаньон с массой, большей 0.5 M_☉. Наличие такого компаньона должно было бы быть обнаружено при наблюдениях. Высказано предположение, что низкая скорость вращения ВГ Огі скорее всего связана с распределением утловым моментом орбиты маломассивного компаньона.

Ключевые слова: BF Ori: вращение

1. Введение. Звезды типа UX Оп обладают проекционными скоростями вращения порядка 100-200 км/с (см., например, Гринин и Козлова [1]). Единственным исключением является звезда BF Оп, проекционная скорость которой оценивается как 39 ± 9 км/с [2]. Звезды типа UX Оп - это, в основном, звезды Ae/Be Хербига, наблюдаемые под небольшим углом к плоскости околозвездного диска [3,4]. При таком наклоне луч зрения пересекает неоднородную газопылевую атмосферу диска, что и объясняет наблюдаемую переменность. Для отдельных звезд угол наклона был определен методами интерферометрии. Он составил ~70° для KK Oph [5] и 72° ± 5° для VV Ser [6].

По оценкам угол раствора диска должен быть порядка 35° [7]. Таким образом, угол между осью вращения звезды (которая должна быть близка к оси вращения диска) и лучом зрения должен быть не менее 55°. Из вышесказанного следует, что для звезд типа UX Огі скорость вращения на экваторе не должна сильно отличаться от проекционной скорости вращения. Если допустить, что звезды образуются из протозвездных облаков со схожими параметрами, возникает вопрос, почему скорость вращения BF Огі существенно ниже типичных для звезд данного класса. Ниже мы рассмотрим возможность уменьшения углового момента звезды в результате приливных возмущений, порождаемых гипотетическим

С.Г.ШУЛЬМАН

Таблица 1

МАССА, РАДИУС, СВЕТИМОСТЬ, ЭФФЕКТИВНАЯ ТЕМПЕРАТУРА, ВОЗРАСТ И МЕТАЛЛИЧНОСТЬ ВГ Оті ПО ДАННЫМ РЗЛИЧНЫХ ИСТОЧНИКОВ

	Ростопчина, [9]	Монтесинос и др., [10]	Алесиан и др., [2]
$M(M_{\odot})$	2.4	2 61 ^{-0.25} +0.41	2.58 ± 0.14
$R(R_{\odot})$	3.0	and the part of the part of the	3.26 ± 0.31
$\log(L/L_{\odot})$	1.59	1.79 ± 0.17	1.75 ± 0.7
$T_{\rm eff}$ (K)		8970	8750 ± 250
Age (Myr)	2.3	3 2-09	3.15+0.58
[M/H]	A REAL PROPERTY AND		$+0.20 \pm 0.05$
V sini (KM/c)		37 ± 2(*)	39 ± 9

* по данным Мора и др. [11].

компаньоном. Гипотеза о двойственности BF Огі уже высказывалась ранее в контексте одного из возможных объяснений двухкомпонентной структуры фотометрического цикла [8]. Данная работа посвящена анализу возможности объяснения низкой скорости вращения BF Огі в рамках гипотезы о ее двойственности.

В табл.1 приведены использованные наблюдательные данные о BF Ori из [2,9-11]. С их помощью мы смогли составить представление о ее нынешнем состоянии, которое использовалось при выборе эволюционного трека, по которому определялись недостающие для расчета влияния приливного взаимодействия параметры.

2. Модели звездной эволюции. При изучении эффектов, связанных с приливными взаимодействиями, важную роль играет внутреннее строение объектов. Мы рассматриваем звезду до Главной последовательности. За время существования ее характеристики сильно менялись. Мы учитываем изменения радиуса, светимости, момента инерции и расположения конвективных зон.

Приливное взаимодействие очень чувствительно к радиусу звезды и времени ее существования, поэтому классические модели звездной эволюции до Главной последовательности, основанные на равномерном сжатии протозвездного облака, не могут быть использованы напрямую. Палла и Сталер [12] показали, что процесс образования звезд промежуточных и больших масс проходит более сложно: протозвезда увеличивается в массе, благодаря аккреции на нее вещества из околозвездного облака и движется по линии рождения. Когда протозвезда достигает окончательной массы, она отходит от линии рождения и начинает свое движение вдоль эволюционного трека. При таком механизме образования звезды получаются моложе, и в теории не возникают ненаблюдаемые молодые звезды больших светимостей.

В работе [13] было предложено использовать классические модели звездной эволюции, взяв за начало эволюции момент времени, когда звезда достигает значений на линии рождения. Применительно к задачам приливного взаимодействия этот метод рассматривался в работе Халиуллин и Халиуллина [14], в которой проведено подробное сравнение классических моделей эволюции и моделей с аккрецией на прогозвезду. Также как и авторы пропитированной статьи, мы использовали сетку эволюционных треков Сиесс и др. [15], поскольку эти модели содержат все необходимые для вычислений параметры. Характеристики звезды массы $M = 2.5 M_{\odot}$ на линии рождения $R_0 = 4.06 R_{\odot}$, $T_{eff} = 4.8 \cdot 10^3$ К взяты из статьи Палла и Сталер [13].

С учетом возраста и массы BF Оп можно сделать вывод, что на линии рождения у нее было лучистое ядро и уменьшающаяся со временем конвективная оболочка. Через некоторое время (порядка 2.5 Муг) конвективная оболочка исчезла и звезда стала полностью радиативной и сейчас пребывает в таком состоянии. Конвективное ядро, присущее звездам промежуточных и больших масс на Главной последовательности, должно образоваться лишь в будущем.

3. Физика взаимодействия. Орбитальное движение компаньона приводит к возникновению периодического приливного потенциала, возмущающего звезду. Самого по себе этого потенциала обычно не достаточно для заметных изменений наблюдаемых свойств системы, но его влияние может очень заметно усиливаться физическими процессами в звезде. Исследованию этих процессов для звезд с различным внутренним строением было посвящено много работ.

Свойства возмущающего потенциала подробно изложены, например, в работах Александера [16] и Зана [17]. В данной работе мы сосредоточимся на применении к нашей задаче формул, уже учитывающих особенности наиболее эффективных для синхронизации физических механизмов.

3.1. Турбулентная вязкость в звездах с конвективными оболочками. Два наиболее эффективных и универсальных механизма были предложены Жан-Полем Заном для звезд с конвективными оболочками и конвективными ядрами. В основе первого лежит вязкое трение в турбулентных конвективных потоках, что возможно в звездах как с конвективными оболочками, так и с конвективными ядрами. А второй основан на возбуждении приливным потенциалом собственных колебаний звезды с конвективными ядром. Подробное описание изложено автором теории в [18].

На основании эволюционных данных мы рассмотрим липь первый из

С.Г.ШУЛЬМАН

них, изложенный в классической работе 1977г. [17] и доработанный в 1989г. [19].

Изменение угловой скорости вращения звезды, Ω, описывается уравнением

$$-\frac{d}{dt}(I\Omega) = \frac{6}{t_F}q^2 M R^2 \left(\frac{R}{a}\right)^{\circ} \lambda_2(\Omega - \omega), \qquad (1)$$

где

$$t_F = \left[\frac{MR^2}{L}\right]^{1/2},\tag{2}$$

$$\lambda_2 \approx 0.019 \alpha^{4/3} \sqrt{\frac{3160}{3160 + \eta^2}}, \quad \eta = 2(\Omega - \omega) t_F.$$
 (3)

В данных формулах I - момент инерции, a - большая полуось орбиты, ω - угловая скорость орбитального движения, q - отношение массы компаньона к звезде, I_{μ} - характерное время конвективного трения, $\alpha \approx 2$ параметр глубины перемешивания.

Кроме изменений угловой скорости вращения мы учитывали вызываемое приливным взаимодействием изменение большой полуоси

$$\frac{da}{dt} = -a\frac{12}{t_F}q(1+q)\left(\frac{R}{a}\right)^*\lambda_2\left(1-\frac{\Omega}{\omega}\right).$$
(4)

3.2. Радиативные звезды. В 1975г. Пресс и др. [20] предложили механизм возникновения развитой турбулентности в звездах с протяженными радиативными оболочками. Локальные искривления газовых потоков, вызываемые комбинацией асинхронного вращения и приливных возмущений, оказываются неустойчивыми к возникновению турбулентности даже при незначительной асинхронности вращений.

В этом случае угловая скорость вращения изменяется по закону:

$$\frac{d}{dt}(I\Omega) = \frac{224}{75} \frac{K_{\mu}}{R_T \left(1 - e^2\right)^{9/2}} q^2 M R^2 \left(\frac{R}{a}\right)^9 (\Omega - \omega)^2 , \qquad (5)$$

где $R_{r} \approx 20$ - эффективное значение числа Рейнольдса, $\kappa_{r} \approx 0.025$ - безразмерный параметр, *е* - эксцентриситет орбиты.

3.3. Крупномасштабные меридиональные потоки. В литературе также обсуждался механизм синхронизации, связанный с крупномасштабными меридиональными потоками в звезде, предложенный Тассуль [21]. Данный механизм оказался заметно эффективней остальных, но, как это отдельно отмечалось в статье [22], разработанный формализм обладает рядом ограничений применимости. В частности, он не может быть исполь-

зован в случаях, когда компоненты сильно различаются по массе или изначально присутствует большая асинхронность вращений.

Для формального описания возможности применимости разработанного механизма авторы вводят величины:

$$\varepsilon = \frac{\left|\Omega_{i} - \Omega_{f}\right|}{\Omega_{i,f}}, \quad \varepsilon_{R} = \frac{\Omega^{2} R^{3}}{GM}, \quad \varepsilon_{T} = q \left(\frac{R}{a}\right)^{3}, \quad (6)$$

где Ω_i и Ω_f - начальная и конечная угловые скорости звезды, $\Omega_{i,f} = \max(\Omega_i, \Omega_f)$, а *G* - гравитационная постоянная.

Для введенных величин должны выполняться соотношения

$$\varepsilon \ll 1, \quad \varepsilon \ll (\varepsilon_T / \varepsilon_R)^{1/2}, \quad \varepsilon_R \approx \varepsilon_T.$$
 (7)

В нашей задаче получается, что эти условия не выполняются (например, для q=0.1 и a=10R мы получим $\varepsilon > (\varepsilon_T / \varepsilon_R)^{1/2}$. Поэтому к нашей задаче данный механизм применить нельзя.

4. Результаты. Мы использовали эволюционный трек для массы $M = 2.5 M_{\odot}$ и металличности Z = 0.03 от момента $t_0 = 1$ Муг, когда достигаются значения на линии рождения ($R = 4.07 R_{\odot}$, $T_{eff} = 4.8 \ 10^3$ K), до момента $t_1 = 4.39$ Муг, соответствующего современному состоянию BF Оп ($R = 3 R_{\odot}$, $T_{eff} = 8.7 \ 10^3$ K, $\log(L/L_{\odot}) = 1.7$). При этом модельное время существования звезды $t_1 - t_0 = 3.39$ хорошо соответствует возрасту из работ Монтесинос и др. [10] и Алесиан и др. [2].

Пока у звезды сохраняется существенная конвективная оболочка, используется механизм Зана, а потом - механизм Пресса, который является заметно менее эффективным. Поэтому основной вклад в уменьшение скорости вносит взаимодействие в первые 2.5 Муг. Начальная угловая скорость вращения выбиралась так, чтобы при отсутствии приливных взаимодействий звезда к настоящему моменту достигала типичных для звезд типа UX Огі скоростей вращения.

На рис.1 показаны изменения скорости вращения звезды во времени при различных значениях большой полуоси и отношения масс (серыми линиями показаны скорости вращения, которые при тех же значениях параметров показывала бы звезда, достигшая полной синхронизации вращения). В процессе эволюции до Главной последовательности у звезды сильно уменьшается момент инерции, что приволит к ускорению вращения. На графиках видно, что при большом отношении масс и большой полуоси около $25 R_{\odot}$ звезда близка к синхронизации в возрасте 2.5 Муг, когда механизм синхронизации Зана заканчивает свое влияние на вращение. После этого скорость вращения возрастает за счет изменения момента инерции.

Мы считали, что момент импульса звезды подвержен только изменениям, вызываемым приливным взаимодействием. В работе Ребулл и др. [23]

С.Г.ШУЛЬМАН

рассматривались вопросы изменения момента импульса звезд на ранних этапах эволюции. Было показано, что у части маломассивных звезд момент импульса уменьшается из-за взаимодействия магнитного поля



Рис.1. Зависимость скорости вращения от времени. На левом графике показаны результаты для отношения масс q = 0.25 и больших полуосей, равных 23, 25, 30 и 100 радиусов Солнца. На правом графике продемонстрированы данные для различных отношений масс от 0.1 до 0.5 и постоянного значения большой полуоси в 30 радиусов Солнца. На обоих графиках черными линиями показаны скорости вращения звезд, а серыми - соответствующие тем же условиям скорости вращения звезд, достигших состояния синхронизации.

звезды с околозвездным диском, а у остальных он сохраняется. В нашем случае такое взаимодействие невозможно из-за слабого магнитного поля BF Ori [2], следовательно, в отсутствии приливного взаимодействия с компаньоном момент импульса должен сохраняться.

Расчеты показали, что на этапе эволюции до Главной последовательности эффект синхронизации, вызванный приливными взаимодействиями компонент, может заметно замедлить вращение звезды. Механизм Пресса



Рис.2. Зависимость скорости вращения от большой полуоси орбиты для разных значений начальной скорости вращения при отношении масс q = 03.

приводит к заметным изменениям скорости только при малых значениях большой полуоси (до 6-7 радиусов звезды). Для заметного эффекта на больших расстояниях описываемый этап эволюции слишком быстротечен.

Из графихов на рис.2 видно, что зависимость значения наименьшей скорости для фиксированного отношения масс слабо зависит от начальной скорости вращения. Так, например, для $q \approx 0.3$ изменение начальной угловой скорости в два раза приводит к изменению минимальной скорости менее чем на 4 км/с.

Зависимость от отношения масс получается существенно сильнее (см. рис.3). Это накладывает заметные ограничения на применение данной гипотезы, поскольку наличие массивного компонента в системе будет противоречить наблюдательным данным, согласно которым компонента не видно.



Рис.3. Зависимость скорости вращения от большой полуоси орбиты для разных значений отношения масс.

Также следует отметить, что увеличение массы компонента приводит к увеличению угловой орбитальной скорости, что, в свою очередь, приводит к большей скорости после полной синхронизации. Именно по этой причине линии, соответствующие разным значениям отношения масс, на рис.3 пересекаются.

Проведенные расчеты изменения скорости вращения звезды для разных отношений масс и больших полуосей орбиты показали, что вращение звезды до Главной последовательности может быть замедлено при приливном взаимодействии в несколько раз по сравнению с аналогичной звездой, не испытывающей влияния со стороны компаньона.

Мы получили, что наблюдаемую скорость ~40 км/с можно легко получить при отношении масс порядка 0.3 - 0.5. Для менее массивных компонент с q = 0.2 - 0.3 достичь этой скорости можно лишь при минимальном теоретически возможном угле между осью вращения звезды

и лучом зрения, составляющим ~60°.

Наличие компонента с указанным выше отношением масс (массой $0.5-1.3M_{\odot}$) приведет к орбитальному движению BF Ori, оказывающему заметное влияние на наблюдаемый спектр. Простая оценка для двойной системы звезд с массами $2.5M_{\odot}$ и $0.5M_{\odot}$ и большой полуосью $25R_{\odot}$ даст орбитальную скорость движения главного компонента 26 км/с. Этой скорости достаточно для заметного периодического смещения фотосферных линий в спектре звезды. При большей массе компаньона или меньшей большой полуоси орбитальная скорость будет еще больше. Спектральные наблюдения, выполненные в работах [24,25], не выявили переменность положения спектральных линий BF Ori. Из этого следует, что предложенная гипотеза не подходит для объяснения скорости вращения BF Ori.

5. Орбитальный угловой момент. Большая масса компаньона, требуемая для замедления вращения при приливном взаимодействии, приводит к противоречию с наблюдательными данными. Рассмотрим другие возможности объяснения, почему угловой момент BF Огі заметно меньше, чем у других звезд данного типа.

При формировании звезды угловой момент протозвездного облака распределяется между звездой, ее компаньонами, околозвездным диском и планетной системой. Значительная часть углового момента уносится звездными ветрами, в результате чего угловой момент звезды будет составлять меньшую часть изначального углового момента протозвездного облака [26].

По наблюдениям, околозвездный диск BF Ori не имеет заметных отличий от дисков других звезд типа UX Ori, но можно показать, что сравнительно небольшое по массе тело в окрестности BF Ori будет иметь утловой момент, сравнимый с утловым моментом самой звезды.

Проведем простые оценки для сравнения момента импульса звезды

$$J = \left(\tilde{I}MR^2\right)\frac{v}{R} = \tilde{I}MRv, \qquad (8)$$

где v - скорость врашения звезды, а $\overline{I} = I/(MR^2)$ - утловой момент звезды в единицах массы звезды, умноженной на радиус звезды в квадрате (в таких единицах момент инерции дается в моделях Сиесс и др. 2000 [15]), с орбитальным угловым моментом компаньона

$$J_{orb} = \left(qMa^2\right) \frac{U_R}{a} \,. \tag{9}$$

где $U_K = \sqrt{GM/a}$ - кеплеровская скорость движения компаньона. Подставив ее в (9), получим

$$J_{wb} = qM^{3/2} a^{3/2} G^{3/2} . (10)$$

Теперь, приравняв угловые моменты J и ____ получим выражение для большой полуоси компаньона

$$a = \frac{\bar{I}^2 v^2 R^2}{MGq^2}.$$
 (11)

На основе полученной формулы сделаем приближенную оценку, подставив типичные для звезды типа UX Огі значения (v = 200 км/c, $\tilde{I} = 0.1$):

$$\frac{a}{R} = 0.2\overline{I}^2 \frac{R}{R_{\odot}} \frac{M_{\odot}}{M} \frac{1}{q^2},$$
(12)

что для $R = 3R_{\odot}$ и $M = 2.5M_{\odot}$ даст

$$\frac{a}{R} = 2.5 \cdot 10^{-3} \frac{1}{q^2}.$$
 (13)

Это означает, что, например, маломассивный компаньон с q = 0.01, имеющий большую полуось орбиты в 25 радиусов звезды, будет обладать таким же угловым моментом, как и звезда.

Проведенная оценка показывает, что, если при формировании BF Огі часть углового момента протозвездного облака трансформировалась в угловой момент маломассивного компаньона, а не в угловой момент вращения звезды, то наличие компаньона, масса которого много меньше массы звезды, может объяснить наблюдаемую скорость вращения BF Ori. При этом спектр компаньона не будет виден, а движение компаньона сможет вызвать возмущения диска, дающие наблюдаемую фотометрическую переменность [8].

Поскольку угловой момент протозвездного облака распределяется между несколькими составляющими системы, оценка (13) может служить объяснением наблюдаемой скорости вращения, но не дает определенных предсказаний о массе компаньона и большой полуоси его орбиты.

6. Заключение. Мы провели расчеты вызываемого приливными взаимодействиями изменения скорости вращения звезды для разных значений отношений масс компонентов и больших полуосей орбиты. Мы установили, что вращение звезды до Главной последовательности может быть значительно замедлено. Показано, что наблюдаемую у BF Ori проекционную скорость вращения ~40км/с можно получить при отношении масс, большем 0.2. Тогда компаньон будет иметь массу больше $0.5M_{\odot}$, что приводило бы к наличию заметного изменения положения спектральных линий из-за орбитального движения BF Ori. Поэтому мы считаем, что такое объяснение наблюдаемой скорости вращения BF Ori невозможно.

Была сделана оценка массы гипотетического маломассивного компонента и большой полуоси его орбиты, при которых орбитальный угловой момент

С.Г.ШУЛЬМАН

компаньона сравним с угловым моментом, характерным для звезд типа UX Оп. Она показала, что наличие компаньона с массой порядка одной сотой массы звезды на расстоянии 25 радиусов звезды может объяснить наблюдаемую скорость вращения, исходя из предположения, что угловой момент протозвездного облака должен распределяться между звездой, диском и гипотетическим компаньоном.

Мы надеемся, что интерферометрические наблюдения BF Огі помогут уточнить угол наклона диска и решить вопрос о двойственности звезды.

Автор благодарен В.П.Гринину, П.П.Петрову и М.А.Погодину за ценные советы и обсуждение полученных результатов и В.В.Орлову за внимательное прочтение рукописи и ценные замечания.

Работа выполнена при частичной поддержке гранта РФФИ 15-02-09191.

Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург, Россия, e-mail: sgshulman@gmail.com Главная (Пулковская) Астрономическая обсерватория РАН, Санкт-Петербург, Россия

POSSIBLE REASONS OF BF Ori SLOW ROTATIONAL VELOCITY

S.G.SHULMAN

Very low compared to other UX Ori type stars projected rotational velocity of BF Ori is discussed. The slow rotation is hypothesized to be a result of a tidal interaction with a close companion. The numerical computations based on a synchronization theory and modern evolutionary stellar models are hold for various mass ratios and semi-major axes. We find that for reaching observed projected rotational velocity of BF Ori the companion must be of a mass, which is greater then 0 M_{\odot} . Such companion might be already discovered during the observations. The assumption that low rotational velocity of BF Ori is likely connected with a distribution of a protostar's angular momentum between the star and an orbit of a low mass companion is made.

Key words: BF Ori: rotation

ЛИТЕРАТУРА

- 1. В.П.Гринин, О.В.Козлова, Астрофизика, 43, 329, 2000, (Astrophysics, 43, 239, 2000).
- 2. E.Alecian, G.A.Wade, C.Catala et al., Mon. Not. Roy Astron. Soc., 429, 1001, 2013.
- 3. V.P.Grinin, N.N.Kiselev, G.P.Chernova, N.Kh.Minikhulov, N.V.Voshchinnikov, Astrophys. J. Suppl. Ser., 186, 283, 1991.
- 4. A. Natta, V.P. Grinin, V. Mannings, H. Ungerechts, Astrophys. J., 491, 885, 1997
- 5. A. Kreplin, G. Weigelt, S. Kraus et al., Astron. Astrophys., 551, A21, 2013.
- K.M Pontoppidan, C.P.Dullemond, G.A.Blake et al., Astrophys. J., 656, 991, 2007.
- 7. A.Natta, V.P.Grinin, V.Mannings, in "Protostars and Planets, IV", 2000, p.559.
- 8. В.П.Гринин, А Н.Ростопчина, О.Ю.Барсунова, Т.В.Демидова, Астрофизика, 53, 407, 2010, (Astrophysics, 53, 367, 2010).
- 9. А.Н. Ростопчина, Астрон. ж., 76, 136, 1999, (Astron. Reports, 43, 1999, 113).
- 10. B. Momtesinos, C. Eiroa, A. Mora, B. Merrin, Astron Astrophys., 495, 901, 2009.
- 11. A.Mora, B.Merrin, E.Solano et al., Astron. Astrophys., 378, 116, 2001.
- 12. F.Palla, S.W.Stahler, Astrophys. J., 360, L47, 1990.
- 13. F. Palla, S. W. Stahler, Astrophys. J., 418, 414, 1993.
- 14. Kh.F.Khaliullin, A.I.Khaliullina, Mon. Not. Roy. Astron Soc., 411, 2804, 2011
- 15. L.Siess, E.Dufour, M.Forestini, Astron. Astrophys., 358, 593, 2000.
- 16. M.E.Alexander, Astrophys. J. Suppl. Ser., 23, 459, 1973.
- 17. J.-P.Zahn, Astron. Astrophys., 57, 383, 1977.
- 18. J.-P.Zahn, EAS Publ. Ser., 29, 67, 2008.
- 19. J.-P. Zahn, Astron. Astrophys., 220, 112, 1989.
- 20. W.H.Press, P.J. Wiita, L.L.Smarr, Astrophys. J., 202, L135, 1975.
- 21. J.-L. Tassoul, Astrophys. J., 322, 856, 1987
- 22. M. Tassoul, J.-L. Tassoul, Astrophys. J., 481, 363, 1997.
- 23. L.M.Rebull, S.C.Wolff, S.E.Strom, Astron. J., 127, 1029, 2004.
- 24. P. Corporon, A.-M. Lagrange, Astron. Astrophys. Suppl. Ser., 136, 429, 1999.
- 25. V.P. Grinin, O.V. Kozlova, A. Natta et al., Astron. Astrophys., 379, 482, 2001.
- 26. R.E. Pudritz, S. Matt, EPJ Web of Conferences, 64, 04001, 2014.



АСТРОФИЗИКА

TOM 59

ФЕВРАЛЬ, 2016

ВЫПУСК 1

О ФРАКТАЛЬНОСТИ ИЗОТЕРМ КОСМИЧЕСКОГО МИКРОВОЛНОВОГО ФОНА НА ОСНОВЕ ДАННЫХ КА ПЛАНК

А.А.МЮЛЛЯРИ¹, А.А.РАЙКОВ², В.В.ОРЛОВ^{2,3}, П.А.ТАРАКАНОВ³, В.Н.ЕРШОВ^{2,4}, М.Ю.ЕЖКОВ³ Поступила 10 октября 2015 Принята к печати 16 декабря 2015

Для нескольких областей на небесной сфере по данным наблодений на КА Планк построена система изофот микроволнового фонового излучения (СМВ). Оценена фрактальная размерность изотерм $D_e \approx 1.78 \pm 0.03$. Наши результаты согласуются с результатами, полученными ранее по картам ILC с данными WMAP. Выполненное нами моделирование подтвердило полученные ранее результаты, что близкая размерность получается для гауссова спектра начальных возмущений.

Ключевые слова: микроволновое фоновое излучение: карты изотерм: фрактальность

1. Введение. В результате первого полного обзора неба посредством инструментов, установленных на борту космического аппарата (КА) Планк [1], был получен ряд важных научных результатов (каталоги источников излучения, карты распределения газа и пыли и т.д.). Один из главных результатов - это карта флуктуаций космического микроволнового фона (СМВ). Обзор неба проводился в девяти полосах частот (30, 44, 70, 100, 143, 217, 353, 545 и 857 ГГц) с двумя инструментами, установленными на борту КА Планк. В результате была построена карта распределения источников переднего фона, что позволило очистить карту СМВ от излучения этих источников. Вклад в данные от субмиллиметрового излучения нашей Галактики ясно виден на картах неба, построенных по наблюдениям на КА Планк. Там также отмечен вклад от многих внегалактических источников.

Если сравнивать фрагменты карт СМВ, полученных с помощью миссии WMAP с аналогичными фрагментами карт СМВ, полученными на КА Планк, мы можем видеть, что данные КА Планк имеют на порядок величины лучшее угловое разрешение, чем данные WMAP (это было одно из главных улучшений инструментов КА Планк). На рис.1 показаны два фрагмента одного и того же участка неба (в области так называемого Холодного Пятна), полученные по данным КА WMAP и Планк. Аномалия

А.А.МЮЛЛЯРИ И ДР.

температуры СМВ в этой области неба настолько велика, что на сегодня нет удовлетворительного объяснения этому в рамках стандартной космологической Λ CDM модели. Одним из возможных объяснений может быть предположение о существовании космической текстуры (топологические дефекты) на всех масштабах расстояний во Вселенной [2]. Другие объяснения включают гипотезу о существовании сверхгитантской пустоты. Эта гипотеза была подтверждена наблюдениями [3], в том числе с использованием данных NRAO VLA Sky Survey NVSS [4] и подсчетов количества внегалактических источников в области, соответствующей Холодному Пятну СМВ. В результате была найдена огромная пустота, которая в настоящее время известна как Сверхгигантская пустота Эридана. Ее положение совпадает с координатами Холодного Пятна.



Рис.1. Изображение Холодного Пятна по данным WMAP (слева) и КА Планк (справа).

Есть другие сверхгигантские пустоты и скопления материи, обнаруженные за пределами Пустоты Эридана, крупнейшим из которых является сверхскопление, называемое Слоуновская Великая Стена [5]. Из статистического анализа распределения гамма-всплесков, двое из авторов этой статьи (А.Р. и В.О.) показали наличие двух более отдаленных сверхгигантских скоплений вещества в созвездиях Рыб и Андромеды, а также в созвездиях Геркулеса и Дракона, которые сопоставимы по размеру или даже больше, чем Великая Стена Слоуна [6]. Наличие масштабноинвариантных пространственных структур привело многих авторов к гипотезе фрактального распределения вещества во Вселенной (см., например, обзор [7]). С другой стороны, существование корреляции между пространственным распределением объектов переднего фона и флуктуациями температуры СМВ естественно дает основания для поиска фрактального распределения флуктуаций температуры СМВ на небесной сфере.

По данным предыдущей миссии WMAP авторы [8] провели статистическое исследование флуктуаций температуры СМВ с целью поиска наличия признаков фрактальности и обнаружили, что фрактальность присутствует на картах СМВ. Была вычислена фрактальная размерность *D*, которая оказалась равной примерно 1.77.

Концепция фрактальной размерности, введенной Мандельбротом [9], приходит из области математики, называемой "фрактальной геометрией". Она характеризует, насколько плотно фрактальное множество заполняет объем в пространстве (здесь мы говорим о двумерных картах в двумерном пространстве). Сравнивая картины на различных масштабах, мы также описываем "сложность" фрактального множества и вариации его структуры, когда коэффициент масштабирования изменяется.

Среди различных методов, используемых в [8] для измерения фрактальной размерности СМВ, авторы [9] оценили фрактальную размерность D_c путем подсчета числа ячеек, необходимых для множества в зависимости от размера ячейки (так называемая клеточная размерность - box-counting dimension) (см. также [10]). При применении этого метода мы вычисляем количество ячеек $N_b(\varepsilon)$ необходимое для покрытия множества (в нашем случае - покрытия изотерм СМВ) и вычисляем зависимость этого параметра от размера ячейки ε :

$$N_{h}(\varepsilon) \propto \varepsilon^{D_{c}} . \tag{1}$$

Наклон кривой $\log N_b(\log \varepsilon)$ дает оценку фрактальной размерности D_c множества.

Сравнение карт СМВ, построенных по данным WMAP и Планк показывает, что при увеличении углового разрешения карты (случай Планк) она сохраняет свою "сложность" ("извилистость") на мелких масштабах. Этот тест применим благодаря лучшему разрешению данных Планк. Новые данные позволяют нам проверить гипотезу о признаках фрактальности на картах СМВ путем оценки фрактальной размерности карт на меньших масштабах. Если карты СМВ являются фракталом, то с более высоким разрешением карт Планк и анализа их на меньших масштабах следует ожидать получения приблизительно той же самой фрактальной размерности для данных как WMAP, так и Планк.

2. Наблюдательные данные и обработка. В этой статье мы использовали карты СМВ, основанные на наблюдениях Планк из репозитория ЕКА (http://www.sciops.esa.int). Эти данные были обработаны с помощью пакета программного обеспечения HEALPix, разработанного NASA Jet Propulsion Laboratory (http://healpix.jpl.nasa.gov, см. также [11]). Используя это программное обеспечение, мы построили изотермы на картах СМВ в нескольких небольших площадках (около 16×16 квадратных градусов) и, как это было сделано в работе [8], оценили клеточную размерность этих изотерм. Размеры области на небесной сфере были примерно в 25 раз меньше по сравнению с теми, которые использовались в [8], что означает уменьшение масштаба примерно в пять раз. Уменьшение размера области на небесной сфере позволило нам упростить процедуру построения изотерм: мы строили изотермы для плоских проекций карт СМВ по программе SAOimage DS9 Смитсоновской астрофизической обсерватории (http://hea-www.harward.edu/RD/ds9/site). Для фрактальных расчетов параметров изотерм СМВ, среди прочих программ, мы использовали программу FracLac (см. [12]).

3. Результаты. На рис.2-4 показаны результаты изучения изотерм для трех областей на небесной сфере с центральными координатами (*l*, *b*) равными: 1) (209°, -56°): область "Холодного Пятна"; 2) (29°, -56°): область напротив "Холодного Пятна" в галактических координатах; 3) (29°, 0°): область вблизи галактического экватора. Левая панель каждого



Рис.2. СМВ карта и функция (1) для области 1.



Рис.3. СМВ карта и функция (1) для области 2.


Рис 4. СМВ карта и функция (1) для области 3.



Рис.5. СМВ карта и функция (1) для области 1 по данным WMAP

из этих рисунков показывает фрагмент карты Планк и изотермы, в то время как правая панель показывает поведение функции (1) в логарифмической шкале. Вдоль оси абсписе на этих графиках отложен логарифм размера ячейки, в то время как вдоль оси ординат - логарифм числа ячеек, имеющих ненулевое пересечение с изотермами. Наклон функции (1) в линейной части зависимости соответствует фрактальной (по подсчетам ящиков) размерности множества. Нелинейная часть графика (отклонение точек от прямой линии в верхней части) появляется из-за конечности множества и известных эффектов масштабирования (см., например, [13]).

Кроме того, мы провели аналогичное исследование для области Холодного Пятна с использованием карты СМВ низкого разрешения, построенной по данным WMAP (рис.5), чтобы проверить совместимость наших результатов с результатами [8], полученными по картам ILC с данными WMAP. Различие между нашими результатами для карт ILC WMAP и результатами [8] оказалось статистически незначимым. Наши результаты для нескольких областей на карте Планк также отличаются друг от друга незначимо. Расчеты, выполненные нами с помощью программного пакета FracLac, также дают результаты, не сильно отличающиеся от результатов, полученных по нашей собственной программе: различие находится в пределах уровня неопределенности около ± 0.03 . Мы получили точно такой же уровень неопределенности около ± 0.03 . Мы получили точно такой же уровень неопределенности для трех других выбранных областей. Таким образом, мы можем сделать вывод, что в среднем фрактальную размерность для изотерм карт Планк, по данным нашего исследования, можно оценить как $D = 1.78 \pm 0.03$, что находится в хорошем согласии с результатами, полученными в [8] по данным WMAP (D = 1.77).

Проведенное нами численное моделирование для гауссова спектра дает, как и выполненное в [8] аналогичное моделирование, близкое значение фрактальной размерности. В этом случае описанная в разделе 2 процедура была применена к построенным нами синтетическим картам. Для построения этих карт использовался один из методов построения броуновских поверхностей - "метод случайных сложений", впервые описанный в работе [14].

С другой стороны, на рис.6 заметно изменение наклона на малых масштабах (порядка нескольких угловых минут) - соответствующее значение фрактальной размерности равно примерно 1.2. Это значение соответствует фрактальной размерности, равной 2.2, для распределения объектов в трехмерном пространстве, что, в свою очередь, согласуется с фрактальной размерностью пространственного распределения галактик. В то же время, следует учесть, что область 3 близка к экватору, так что этот эффект может быть связан с неучтенными (или "переучтенными") артефактами, появившимися в результате очистки оригинальных карт от объектов нашей Галактики.



Рис.6. Функция (1) для области 3 на двух разных масштабах.

4. Выводы. В результате нашей проверки фрактальной размерности изотерм, построенных на СМВ картах Планк для нескольких областей на небесной сфере, мы можем заключить, что:

 фрактальная размерность СМВ карт слабо отличается от места к месту (в пределах допустимой статистической погрешности);

2) вычисленные значения фрактальной размерности хорошо согласуются с результатами [8], полученными для СМВ карт WMAP, построенных с более низким разрешением;

3) аномальная СМВ карта для области Холодного Пятна не отличается, с точки зрения фрактальности, от других рассмотренных областей на небесной сфере;

4) выполненное нами моделирование показало, что такая же размерность получается для гауссова спектра начальных возмущений.

- ¹ Университет Сент-Джорджес, Сент-Джорджес, Гренада
- ² Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН, Санкт-Петербург, Россия, e-mail: vorvor1956@yandex.ru
- ³ Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург, Россия
- ⁴ Космическая научная лаборатория Мулларда, Университетский колледж Лондона, Доркинг, Великобритания

ON THE FRACTALITY OF ISOTHERMS OF THE COSMIC MICROWAVE BACKGROUND USING PLANCK DATA

A.A.MYLLÄRI¹, A.A.RAIKOV², V.V.ORLOV^{2,3}, P.A.TARAKANOV³, V.N.YERSHOV^{2,4}, M.Y.YEZHKOV³

A system of isotherms of the cosmic microwave background (CMB) for several regions on the celestial sphere is constructed using observations by the Planck satellite. The fractal dimension of these isotherms is found to be $D_c \approx 1.78 \pm 0.03$. This result agrees with earlier findings that used ILC maps with WMAP data. Our simulations have confirmed the earlier results that the similar dimension is obtained for a Gaussian spectrum of initial perturbations.

Key words: microwave background radiation: maps of isotherms: fractality

ЛИТЕРАТУРА

- 1. P.A.R.Ade, N.Aghanim, C.Armitage-Caplan et al., arXiv:1303.5062, 2013.
- M. Cruz, E. Martinez-Gonzalez, P. Vielva, J. M. Diego, M. Hobson, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., 390, 913, 2008.
- 3. L. Rudnick, S. Brown, L. R. Williams, Astrophys. J., 671, 40, 2007.
- 4. J.J. Condon, W.D. Cotton, E.W. Greisen et al., Astrophys. J., 115, 1693, 1998.
- 5. J.R. Gott, M.Juric, D.Schlegel et al., Astrophys. J., 624, 463, 2005.
- 6. A.A. Raikov, V.V. Orlov, O.B. Beketov, Astrophysics, 53, 396, 2010.
- 7. A.Gabrielli, F.S.Labini, M.Joyce, L.Pietronero, Statistical Physics of Cosmic Structures, Springer-Verlag, 2005.
- 8. N.Kobayashi, Y.Yamazaki, H.Kuninaka, M.Katori, J. Phys. Soc. Japan, 80, 074003, 2011.
- 9. B. Mandelbrot, Science, 156, 636, 1967.
- 10. W.C.Saslaw, The distribution of the galaxies: Gravitational Clustering in Cosmology. Cambridge University Press, 2000.
- 11. K.M. Gorski, E. Hivon, A.J. Banday et al., Astrophys. J., 622, 759, 2005.
- 12. A. Karperien, FracLacforImajeJ, http://rsb.info.nih.gov/ij/plugins/fraclac/ FLHelp/Introduction.htm, 2012.
- 13. P.S.Addison, Fractals and Chaos: An Illustrated Course, CRC Press, 1997.
- R.F.Voss, in "Fundamental Algorithms in Computer Graphics" (ed. R.Earnshaw), Springer-Verlag, Berlin, p.805, 1985.

АСТРОФИЗИКА

TOM 59

ФЕВРАЛЬ, 2016

ВЫПУСК 1

ФОТОМЕТРИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ ЗАТМЕННЫХ ДВОЙНЫХ ЗВЕЗД GSC 4277 0586 = V0898 Сер И GSC 4481 0230 = V0922 Сер С ЭКСЦЕНТРИЧНЫМИ ОРБИТАМИ

В.С.КОЗЫРЕВА¹, А.В.КУСАКИН² Поступила 13 октября 2015 Принята к печати 16 декабря 2015

В 2010-2011гг. были получены высокоточные ПЗС-наблюдения новых затменных звезд GSC 4277 0586, GSC 4481 0230 и проведен анализ кривых блеска. Вычислены фотометрические элементы. Сравнение углов долготы периастра в разные эпохи наблюдений показало, что у системы GSC 4277 0586, возможно, есть отрицательное вращение линии апсид: $\omega_{obs} = -0.8 \pm 0.5$ °/год. Результат основан на небольшой разнице в эпохах наблюдений, поэтому носит предварительный характер. Движение орбиты довольно быстрое, поэтому для проверки этого результата достаточно получить новые кривые блеска и посчитать новое значение долготы периастра. Анализ кривой блеска двойной системы GSC 4481 0230 показал, что значение для этой системы составляет: < 0.2 °/год. Для надежного определения скорости вращения орбиты у этой звезды перерыв в наблюдениях должен быть не менее нескольких десятилетий.

Ключевые слова: затменные переменные звезды: фотометрические элементы: вращение линии ancud

1. Введение. Изучение вращения линии апсид (большой полуоси орбиты) в затменных переменных системах является источником информации для проверки теоретических эволюционных моделей внугренней концентрации вещества к центру звезд различных спектральных классов и классов светимости, а также проверки ОТО.

Кроме того, исследования затменных двойных звезд с эллиптическими орбитами дает возможность проверки теории циркуляризации и синхронизации орбит звезд-компонентов. Еще одним поводом изучения изменения положения орбиты этих звезд в пространстве является поиск других тел в двойных системах.

Для получения этой информации необходимы высокоточные кривые блеска, полученные в разные эпохи наблюдений.

В этой статье мы представляем новые фотометрические наблюдения двух переменных звезд с эксцентрическими орбитами GSC 4277 0586 = V 0898 Сер и GSC 4481 0230 = V 0922 Сер.

Обе звезды были открыты как затменные переменные системы более

10 лет назад на основе анализа данных NSVS-обзора переменных звезд северного неба [1] и входят в список "50 новых затменных звезд с эллиптическими орбитами, найденными в базе данных ASAS, Hipparcos и NSVS" [2]. В последние годы нами опубликован ряд работ [3-5], в которых несколько звезд из этого списка были исследованы. У одной из звезд, GSC 3152 1202, было обнаружено вращение линии апсид, подтвержденное в 2015г. [6].

Наблюдения звезд GSC 4277 0586 и GSC 4481 0230, исследуемых в данной работе, были проведены на Тянь-Шаньской астрономической обсерватории на телескопе системы Риче-Кретьен -350 с ПЗС матрицей ST-402 в 2010 и 2011гт.

Для поиска фотометрических параметров и элементов орбиты разделенной двойной системы нами использовалась модель двух сферических звезд с линейным законом потемнения к краю, движущихся вокруг общего центра по эллиптическим орбитам. Именно к таким системам принадлежат исследуемые нами звезды.

В минимизирующий функционал входит сумма квадратов разности наблюдаемой и теоретической звездных величин в каждой точке, включая простые и линейные ограничения на искомые параметры. В программе вычисления фотометрических параметров [7] в качестве алгоритма применяется квазиньютоновский метод с аналитическими вычислениями производных функционала.

Влияние коэффициентов потемнения к краю, $u_1 u_2$, на блеск системы проявляется на участках кривой блеска, непосредственно прилегающих к точкам касания дисков звезд. Опыт вычисления элементов показал, что из-за слабого влияния этих параметров на кривую блеска, их достоверное определение возможно только из наблюдений, полученных с высокой точностью ($\sigma_{O-C} \leq 0^m.005$) и обладающих необходимой полнотой в указанных участках кривой блеска. Точность кривых блеска исследуемой системы ниже этой величины, поэтому мы не варьировали коэффициенты потемнения, а фиксировали их в соответствие с принятыми нами спектральными классами звезд-компонентов, используя теоретические значения [8].

Получение ошибок элементов основано на процедуре многократного наложения на кривую блеска "белого шума", характеристики которого определялись полученной невязкой между наблюдаемой и теоретической кривой блеска и последующего вычисления элементов для всего полученного множества кривых блеска. Эта процедура описана нами в работе [7].

2. Наблюдения и анализ GSC 4277 0586 = V0898 Сер. Звезда GSC 4277 0586 (ТУС 4277-586-1, 2MASSJ22380235+6727583, UCNOA2.0 1500-09201191 а $_{32000} = 22^{h}38^{m}02^{s}.35$, $\delta_{2000} = +67^{\circ}27'58''.5$, $P = 2^{d}.874745$, $V = 11^{m}.66$).

Наши наблюдения были получены на Тянь-Шаньской астрономической обсерватории в августе 2010г. Наблюдения проводились в фильтре V.

В качестве звезд сравнения при обработке кадров ПЗС-матрицы использовались звезды:

S1 = TYC 4277-656-1 ($\alpha_{2000} = 22^{h}37^{m}41^{s}.6$, $\delta_{2000} = +67^{o}27'21''.9$, $V = 10^{m}.99$)

S2=TYC 4277-308-1 ($\alpha_{2000} = 22^{h}37^{m}10^{s}.8$, $\delta_{2000} = +67^{\circ}27'40''.8$, $V=11^{m}.45$).

В пределах точности наблюдений (0^т 01) переменности блеска этих звезд обнаружено не было.

Фотометрические элементы вычислялись с фиксированными теоретическими коэффициентами потемнения к краю звезд-компонентов [8].Спектральных наблюдений у звезды нет, но есть оценка спектрального класса звезды: G0 V [9].

Для вычисления коэффициентов потемнения к краю мы воспользовались оценкой температуры звезд-компонентов: *T*, = 5895 K, *T*, = 5832 K [6].

Глубина минимумов кривых блеска, полученная нами (рис.1), довольно сильно отличается от глубины минимумов, приведенных в работе [6] (рис.1, фильтр V). В этой работе глубина главного и вторичного минимумов в фильтре V составляет: MinI = 0^m.36 ± 0.01, MinII = 0^m.34 ± 0.01, а в наших наблюдениях глубины минимумов у звезды равны: MinI = 0^m.47 ± 0.01, MinII = 0^m.45 ± 0.01 (рис.1). Возможно, на изображение звезды в работе Булут и Булут [6] накладывается какой-либо дополнительный свет, но в



Рис.1. Кривая блеска GSC 4277 0586 в фильтре V, полученная в 2010г., величина (O-C), со сдвигом на 0[∞].6 относительно "0" дана для элементов табл.1 (2 столбец). этом случае в фотометрическом решении элемент L_3 - "третий свет" не может быть равным "0".

Кривые блеска этой звезды в данном случае получены с помощью компиляции из наблюдений, проводимых в течение двух лет (с 2011 по 2013гг., JD2455871-JD2456607). Наши наблюдения, входящие в кривую, были проведены в течение двух ночей 2010г., расположенных рядом (JD2455437, JD2455438), что уменьшает вероятность систематических ошибок.

Во второй колонке табл.1 приведены фотометрические элементы этой звезды, вычисленные нами из кривых блеска, полученных в 2010г. Как уже упоминалось, коэффициенты покраснения к краю звезд не варьировались и оставались постоянными во время вычислений.

На рис.1 даны кривые блеска системы и разность между наблюдаемыми и вычисленными значениями (О-С) в каждой точке. Никаких систематических отклонений (О-С) не наблюдается и это свидетельствует в пользу того, что решение проведено корректно.

В четвертой колонке табл.1 мы привели фотометрические элементы, опубликованные в работе [6]. Сравнение наших решений показывает, что

Таблица 1

ФОТОМЕТРИЧЕСКИЕ ЭЛЕМЕНТЫ GSC 4277 0586, ПОЛУЧЕННЫЕ ИЗ АНАЛИЗА РЕЗУЛЬТАТОВ ИЗМЕРЕНИЙ 2010г. В ФИЛЬТРЕ И

Элементы	Наши наблюдения 2010г.	Наши наблюдения 2010г. с фиксированным эксцентриситетом	Наблюдения и анализ Булут и Булут [6]
Фильтры	V	V	V
$ \begin{array}{c} T_1 \text{ [JDH]} \\ T_2 \text{ [JDH]} \end{array} $	$2455437.2944 \pm 0.0003 \\ 2455438.2353 \pm 0.0003$		2455874.2632 ± 0.0004
Р [днях]	2.8747744 ± 0.0000020	0 155 + 0 005	2.8747515 ± 0.0000012
r_1 r_2	0.137 ± 0.005 0.147 ± 0.005	0.155 ± 0.005 0.150 ± 0.005	0.136 ± 0.001 0.136 ± 0.001
i	$88^{\circ}.14 \pm 0^{\circ}.10$	$88^{\circ}.07 \pm 0^{\circ}.10$	84°.32±0°.04
ω	177.0 ± 0.0003	176.1±0°.5	$174.4 \pm 0^{\circ}.5$
L_1	0.4163 ± 0.020	0.4050 ± 0.020	-
	$\begin{array}{c} 0.3601 \pm 0.020 \\ 0.2235 \pm 0.020 \end{array}$	$\begin{array}{c} 0.3707 \pm 0.020 \\ 0.2243 \pm 0.020 \end{array}$	
w ₁	0.585 (фикс.)	0.585 (фикс.)	0.585 (фикс.)
μ ₂ Φ.,	0.586 (фикс.) 0 ^p .3273 + 0.0007	0.586 (фикс.) 0.º3270 + 0.0007	0.586 (фикс.)
L_1/L_1	0.865 ± 0.010	0.915 ± 0.050	0.639 ± 0.038
J_2/J_3	0.98 ± 0.02	0.98 ± 0.04	
ooc	0.0083	0.0083	0.012

в наборах фотометрических элементов довольно сильно отличаются радиусы, светимости звезд и наклонение орбиты, а вот эксцентриситет орбиты совпадает с точностью до ошибок величины. Чтобы оценить разность долготы периастра для двух эпох, было проведено еще одно вычисление фотометрических параметров, но уже с фиксированным значением эксцентриситета (третья колонка в табл.1), равным значению эксцентриситета из работы Булут и Булут [6]. Все остальные параметры, за исключением коэффициентов покраснения к краю, находились в свободном поиске. Никакой систематики (O-C) от времени для этого решения тоже нет.

Сравнение углов долготы периастра для двух эпох показало неожиданный результат: скорость долготы периастра получилась отрицательной: ($\omega_{abs} = -0.8 \pm 0.5^{\circ}/$ год).

Чем больше разность между эпохами, для которых проводится сравнение величин долготы периастра, тем точнее получается скорость вращения орбиты. Между нашими наблюдениями прошло всего лишь $\Delta t \sim 2$ года, поэтому полученный результат мы считаем только предварительным к дальнейшему поиску вращения орбиты.

В нашем решении присутствует "третий свет" $L_3 = 0.224$ (табл.1), эта светимость соответствует звезде, которая слабее на ~1^m.3, чем сама переменная. В ближайшей окрестности такого яркого объекта не обнаружено. По-видимому, этот объект находится на луче зрения с нашей переменной и является звездой поля, либо эта звезда принадлежит системе.

Отношение поверхностных яркостей, полученных на основе фотометрических элементов из табл.1, можно использовать для вычисления



Годы

Рис.2. Разность О-С (наблюдаемых и вычисленных) моментов главных минимумов GSC 42770586 (табл.2).

отношения эффективной температуры компонентов.

Если принять, что температура главной звезды $T_1 = 5895$ K, то температура вторичной компоненты получается равной $T_2 = 5856$ K \pm 20 K, что хорошо согласуется с первоначальной оценкой температуры, принятой в работе [6].

Найти вращение линии апсид, используя только моменты минимумов, в настоящее время невозможно, так как для этой системы имеется только 7 главных и 3 вторичных момента минимумов (табл.2). Величину (О-С) для главных минимумов (рис.2) в зависимости от эпохи наблюдений можно представить частью синусоиды. Такие изменения периода можно было бы рассматривать как свидетельство того, что вращение линии апсид в системе есть, но всего трех моментов вторичного минимума недостаточно для поиска скорости этим способом. Для использования этого метода нужно получать и накапливать моменты минимумов на протяжении нескольких лет.

Таблица 2

HJD2400000 MIN		Эпоха	O-C ^I	Литература
54034.4045	I	- 641	-0.0001	[14]
54241.3877	I	- 569	-0.0006	[14]
55437.2944	Ι	- 153	-0.0001	данная работа
55438.2352	II	- 152.5	-0.0001	данная работа
55871.3886	Ι	- 2.0	0.0032	[6]
55872.3265	II	- 1.5	0.0003	[6]
55874.2597	I	- 1	-0.0005	[6]
56561.3316	1	238	0.0003	[6]
56605.3907	II	254.5	-0 0031	[6]
56607.3256	I	254	-0.0021	[6]

ГЕЛИОЦЕНТРИЧЕСКИЕ МОМЕНТЫ МИНИМУМОВ ГЛАВНОГО (I) И ВТОРИЧНОГО (II) МИНИМУМОВ GSC 4277 0586

Для вычисления эфемерид главного минимума будем рассматривать величины (О-С) табл.2 как линейную зависимость от времени. Применяя метод наименьших квадратов, можно получить следующую формулу для вычисления моментов главных минимумов:

$$C_1^1 = 2455437.2944(4) + 2^d.8747744(20) \cdot E.$$
 (1)

В табл.2 даны (O-C), вычисленные с этими эфемеридами. Они совпадают с (O-C) табл.7 работы [6]. Но значение периода главного минимума, который приведен в этой работе: $P_1 = 2^4.8747515(12)$, вычисленный тем же методом, что и в нашей работе, отличается от значения периода, который получается у нас. Полное совпадение (O-C) было бы невозможно при такой значительной разнице периодов.

Моменты соединений для вторичных минимумов (T₂) вычислены с помощью известного соотношения [10] с элементами, полученными при фотометрическом решении:

$$T_{2} = T_{1} + \frac{P}{2} + \frac{2Pe\cos\omega}{\pi} - \frac{2Pe^{3}\left(1 + 3\sqrt{1 - e^{2}}\right)}{3\pi\left(1 + \sqrt{1 - e^{2}}\right)^{3}}\cos 3\omega + \dots$$
(2)

Для вычисления моментов вторичного минимума у этой звезды можно воспользоваться эфемеридами:

$$C_2^{\dagger} = 2455438.2353(8) + 2^d.8747744(20) E.$$
 (3)

Отрицательное вращение линии апсид в системе нуждается в тщательной проверке, поэтому мы считаем, что учитывать эту величину в формулах вычисления моментов минимумов пока рано.

Используя полученные фотометрические элементы, соотношение между спектральными классами, эффективными температурами и массами звезд [11], а также теоретический параметр внутреннего строения звезд [12], можно оценить величину ожидаемого периода вращения линии апсид. Он получается в пределах 100 + 200 лет. Подчеркнем, что в данном случае мы только оцениваем порядок величины ожидаемого периода вращения орбиты. Как только будет надежно определена скорость вращения орбиты, для сравнения с теоретическими моделями придется воспользоваться более современными работами по соотношению между массой и светимостью звезды (например, [13]).

Эта система является хорошим кандидатом в группу двойных звезд с надежным определением скорости вращения линии апсид. Подтвердить или опровергнуть полученную величину скорости можно довольно быстро, в течение нескольких лет, поэтому желательно уже в ближайшее время получить новые наблюдения и новые фотометрические параметры этой звезды.

3. Наблюдения и анализ GSC 4481 0230 = V0922 Сер. Звезда GSC 4481 0230 (ТУС 4481-230-1, 2MASSJ23013841+6942460, USNO-A2.0 1500-09201191, $\alpha_{2000} = 23^{b}01^{m}39^{s}.22$, $\delta_{2000} = +69^{\circ}42'45''.1$, $P = 3^{d}.57494$, $V = 11^{m}.42$, $B - V = 0^{m}.35$, J = 10.58, H = 10.44) также, как и предылущая система, входит в список "50 новых затменных звезд с эллиптическими орбитами, найденными в базе данных ASAS, Hipparcos и NSVS" [2].

Звезды сравнения:

S1=TYC 4481 1352 ($\alpha_{2000} = 23^{b}01^{m}55^{s}.1$, $\delta_{2000} = +69^{\circ}54'18''.9$, $V = 10^{m}.99$) и

S2 = ТҮС 4481 2961 ($\alpha_{2000} = 23^{h}02^{m}31^{s}.5$, $\delta_{2000} = +69^{\circ}44'14''7$, $V = 12^{m}.00$). Переменности во время наблюдений у звезд сравнения в пределах точности наблюдений (0^m.01) выявлено не было.

Кривая блеска звезды получена нами в 2011г. на Тянь-Шаньской астрономической обсерватории, оба минимума следуют друг за другом (наблюдения JD 2455807 и JD 2455809). К сожалению, разрешения нашего телескопа не позволило разделить в кадре, полученном на матрице, изображение переменной звезды и двух соседних звезд. Ближайшая из них звезда, 2 MASS 23013841+6942460 (J=13.589, H=13.261, K=11.412) находится на расстоянии 4".4, вторая звезда, 2MASS23013769+6942524 (J=11.855, K=11.558) находится на расстоянии 11".4. Обе звезды вносят свой вклад, одинаковый во всех фазах кривой блеска переменной звезды, и входят в фотометрические элементы как L_3 - "третий свет" в системе.

Оценка спектрального класса GSC 4481 0230: F5 IV[9].

Глубины обоих минимумов в этой системе равны: $MinI = 0^m.40 \pm 0.01$, MinII = $0^m.40 \pm 0.01$ (рис.3). Это дает нам основание считать в первом приближении, что компоненты в системе - похожие по своим параметрам звезды. Фотометрические элементы вычислялись с фиксированными теоретическими коэффициентами потемнения к краю компонентов [8], взятыми из таблиц соотношения температуры звезды и ее спектрального класса F5IV [11].



Рис.3. Кривая блеска GSC 44810230 в фильтре *R*, полученная в 2011г., величина (О-С), со сдвигом на 0^m.6 относительно "0" дана для элементов табл.3.

В табл.3 показаны фотометрические элементы и параметры орбиты звезды GSC 4481 0230.

На рис.3 даны кривые блеска системы и разность между наблюдаемыми

Таблица 3

ИЗМЕРЕНИИ 2011г. В ФИЛЬТРЕ R										
Элементы		Элементы								
Фильтры	R	the state of the s	R							
r_{3} i e ω L_{1} L_{2}	$\begin{array}{c} 0.100 \pm 0.005 \\ 0.097 \pm 0.005 \\ 89^{\circ}.6 \pm 0^{\circ}.2 \\ 0.1329 \pm 0.0005 \\ 360^{\circ}.0 \pm 1^{\circ}.0 \\ 0.316 \pm 0.025 \\ 0.310 \pm 0.025 \end{array}$	L_{1} \downarrow_{1} ϕ L_{1}/L_{1} J_{2}/J_{1} $\sigma_{0.c}$	0.374±0.020 0.428 (фикс.) 0.428 (фикс.) 0 ^p 5846±0.0005 0.98±0.02 0.96±0.03 0 ^m .007							

ФОТОМЕТРИЧЕСКИЕ ЭЛЕМЕНТЫ GSC 4481 0230, ПОЛУЧЕННЫЕ ИЗ АНАЛИЗА РЕЗУЛЬТАТОВ ИЗМЕРЕНИЙ 2011г. В ФИЛЬТРЕ *R*

и вычисленными значениями (О-С) в каждой точке. Никаких систематических отклонений не наблюдается.

Параметры обоих компонентов таковы, что отношение радиусов, светимостей и поверхностной яркости звезд очень близки к 1. Вариация коэффициентов потемнения к краю в пределах соседних спектральных классов не изменила соотношения фотометрических радиусов и светимостей компонентов, полученных при вычислении, более чем в пределах ошибок величины. Можно сказать наверняка, что в системе вращаются две очень похожие звезды.

Долгота периастра орбиты очень близка к 360°, орбита расположена на максимальной фазе отклонения по отношению к фазе 0°.5: $\phi_{||} = 0^{\circ}$ 5846. Эта фаза вторичного минимума практически совпадает с той, которая приведена в предъщущей работе [2]. Таким образом, с момента открытия звезды и до настоящего времени смещение орбиты у этой системы пока не выявлено. Оценка теоретической скорости вращения орбиты у этой звезды, вычисленная аналогично теоретической скорости вращения орбиты GSC 4277 0586 в предъщущем разделе, соответствует апсидальному периоду: $P_a = 1800 \div 2000$ лет.

Скорость изменения фазы вторичного минимума является производной косинусу угла долготы периастра. Орбита в настоящее время расположена так, что угол долготы периастра близок к значению 360°, вычисление угла в этой точке имеет наибольшие ошибки на протяжении всей орбиты.

Для того, чтобы надежно обнаружить вращение линии апсид у этой звезды придется ждать еще несколько десятков лет.

Наши наблюдения проводились в фильтре *R*. Никакой информации относительно величины звезд (переменной и двух соседних) в этом

фильтре нет. Но объяснить L_3 , "третий свет" в системе, равный 0.374 от общей светимости L (табл.3) как сумму светимостей двух соседних звезд можно, поскольку есть информация об этих звездах в соседнем с Rфильтре J. Переменная GSC 4481 0230 имеет в этом фильтре величину $J=10^{m}.58$, звезда 2 MASS23013841+6942460 - величину $J=13^{m}.59$ и звезда 2 MASS23013769+6942524 - величину $J=11^{m}.86$. Видимо, именно эта звезда и дает основной вклад L_3 в фильтре R.

Момент главного минимума звезды GSC 4481 0230 вычислялся в программе одновременно с остальными фотометрическими элементами. На основании эфемерид работы [2] и момента главного минимума наших наблюдений, получаются новые эфемериды для вычисления главных минимумов:

$$C_1^{I} = 2455807.1987(2) + 3^d.574973(2) \cdot E.$$
 (4)

Моменты вторичных минимумов вычисляются, используя формулу (2), параметры для вычислений взяты из табл.3:

$$C_{2}^{I} = 2455809 \ 2886(2) + 3^{d} \cdot 574973(2) \cdot E$$
. (5)

4. Заключение. Обе звезды, рассмотренные в этот статье, являются двойными системами, эксцентричные орбиты которых должны вращаться в плоскости движения звезд-компонентов. Наиболее перспективной, с точки зрения быстрого определения скорости вращения орбиты, является система GSC 4487 0347. Она имеет сравнительно небольшой орбитальный период, что позволяет часто наблюдать кривые блеска внутри обоих минимумов. Если получить кривую блеска и найти фотометрические элементы, то, сравнив их с элементами, полученными для двух предыдущих эпох, можно определить довольно точно скорость вращения, и тем самым подтвердить или опровергнуть наш результат об обратном вращении орбиты.

Для другой системы, GSC 4481 0230, ждать быстрого результата, к сожалению, не приходится, поэтому наблюдения этой системы, с точки зрения поиска вращения орбиты, могут быть отложены на довольно продолжительное время.

Авторы выражают свою признательность А.И.Захарову за участие в обсуждении результатов работы, а также рецензенту статьи за очень полезные замечания.

- ¹ Московский государственный университет им. М.В.Ломоносова, Государственный астрономический институт им. П.К.Штернберга, Москва, Россия, e-mail: valq@sai.msu.ru
- ² Национальное космическое агентство, Казахстан, Астрономический институт им. В.Г.Фесенкова, Алматы, Казахстан, e-mail: un7gbd@gmail.com

ECLIPSING BINARY SYSTEM WITH AN ECCENTRIC ORBIT GSC 4277 0586 and GSC 4481 0230 = V0922 Cep

V.S.KOZYREVA¹, A.V.KUSAKIN²

The eclipsing variables and GSC 4277 0586 are recently discovered eclipsing binary systems. In 2010-2011 we have made high-precision CCD observations of them and obtained the light curves. The photometric parameters have been received. Our investigation of the longitude periastron obtained in different epochs of observations have showed that the system GSC 4277 0586 possible has a negative apsidal motion: $\omega_{obs} = -0.8 \pm 0.5^{\circ}$ /year. The movement of the orbit is quite fast, our result can be cheeked in the near future. The analysis of the light curve of a binary system GSC 4481 0230 gives the value of longitude periastronis about 360°. The expected theoretical value is: $\omega_{th} \leq 0.2^{\circ}$ /year. At least some decades is required of a reliable determination of its orbital movement.

Key words: eclipsing variable stars: photometric elements: apsidal line rotation

ЛИТЕРАТУРА

- 1. P.R. Wozniak, W.T. Vestrand, C.W. Akerlof et al., Northern Sky Variability Survey: Public Data Release, Astron. J., 27, 2436, 2004.
- S.A. Otero, R. Wils, G. Hoogeveen, P.A. Dubovsky, Inf. Bul. Var. Stars, 5681, 1, 2006.
- 3. V.S.Kozyreva, A.V.Kusakin, L.A.Bagaev, Inf. Bul. Var. Stars, 5909, 2009.
- V.SKozyreva, A.V.Kusakin, T.Krajci, J.Menke, G.V.Komissarova, Astrophysics, 56, 19, 2013.
- 5. V.S. Kozyreva, A.V. Kusakin, Astrophysics, 57, 221, 2014.
- 6. I.Bulut, A.Bulut, Astron. Astrophys., 65, 127, 2015.
- 7. V.S. Kozyreva, A.I.Zakharov, Astron. Lett., 32, 313, 2001.
- 8. W. van Hamme, Astron. J., 106, 2096, 1993.
- 9. A. Pickles, E. Depagne, Publ. Astron. Soc. Pacif., 122, 1437, 2010.
- 10. Z.Kopal, Dynamics of Close Binary, D.Reidel Publ. Co., Dordrecht, Holland, p.201, 1978.
- В. Страйжис "Звезды с дефицитом металлов", Вильнюс, Мокслас, с.299, 1982.
- 12. A. Claret, A. Gimenez, Astron. Astrophys., 96, 255, 1992.
- 13. R. Gafeira, C. Patacas, J. Fernandes, Astrophysics Space Sci., 41, 405, 2012.
- 14. L. Brat, M. Zejda, P. Svoboda, Open European Journal on Variable Stars, 74, 1, 2007.

53



АСТРОФИЗИКА

TOM 59

ФЕВРАЛЬ. 2016

ВЫПУСК 1

СПЕКТРАЛЬНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ИЗЛУЧЕНИЯ ЯДРА СЕЙФЕРТОВСКОЙ ГАЛАКТИКИ NGC 1275 ПОСЛЕ ЭПОХИ МАКСИМУМА ЕГО АКТИВНОСТИ

И.Ф.БИКМАЕВ^{1,2}, Л.М.ШАРИПОВА³, А.И ГАЛЕЕВ^{1,2}, А.Э.АХМЕТХАНОВА¹ Поступила 22 июля 2015

Принята к печати 16 декабря 2015

Представлены результаты исследования спектральных характеристик излучения ядра сейфертовской галактики NGC 1275 на длительном интервале времени. Показаны изменения в профилях некоторых эмиссионных линий, изменения относительных интенсивностей водородных и запрещенных линий и их эквивалентных ширин (EW_λ) на шкале времени десятилетия. Исследования проводились с использованием спектральных данных, полученных на 1.5-м Российско-Турецком телескопе (РТТ-150) в январе 2012г., и привлечением спектральных данных, опубликованных в литературе ранее. Полученные результаты позволили проследить состояние ядра галактики NGC 1275 после максимума его активности, имевшего место в 60-х годах XX века.

Ключевые слова: активные ядра галактик: сейфертовская галактика NGC 1275: переменность эмиссионных линий

1. Введение. Статья посвящена памяти докт. физ.-мат. наук, ведущего научного сотрудника Крымской астрофизической обсерватории Ираиды Ивановны Проник, внесшей большой вклад в изучение переменности излучения ядра сейфертовской галактики NGC1275.

NGC 1275 - ядро богатого скопления галактик Персей А - является предметом постоянного внимания исследователей. Первое описание оптического спектра этой галактики сделал в 1932г. Хьюмасон [1]. В 1943г. Сейферт [2] опубликовал спектры ядер 12 галактик, в том числе и галактики NGC 1275. Хачикян и Видман [3] предложили классификацию сейфертовских галактик, согласно которой ядро галактики NGC 1275 было отнесено к типу Sy2. Фотометрические наблюдения Лютого [4] выявили всплеск активности ядра галактики в конце 60-х годов XX века. Необычная морфологическая особенность галактики - ее каннибализм - была отмечена в работе Верходанова и Парийского и [5]. Эта особенность состоит в том, что галактика поглощает соседние галактики скопления. Многолетние исследования спектров ядра этой галактики, проводимые в Крымской астрофизической обсерватории, выявили ряд интересных особенностей, в частности, наличие в ядре галактики двух подсистем газа, имеющих

разные физические и кинематические характеристики. Было показано, что шкала переменности во времени относительных интенсивностей запрещенных линий может быть как медленной (годы), так и быстрой (месяцы). Продолжение спектральных исследований излучения ядра сейфертовской галактики NGC 1275 дает дополнительную информацию в понимание природы этого объекта. На основе этих данных можно судить об изменениях структуры и физических условий в газовой оболочке ядра во времени. Цель нашей работы - продолжение исследований спектральных характеристик ядра галактики NGC 1275 на интервале времени несколько десятков лет. Полученные результаты представлены ниже.

2. Наблюдения и обработка. Спектральные наблюдения галактики NGC 1275 проводились 19, 20 и 22 января 2012г. на 1.5-м Российско-Турецком телескопе (РТТ-150) с использованием прибора TFOSC (оптическая камера и спектрометр с редуктором светосилы). Всего было получено 30 спектров, которые были усреднены на этапе обработки для увеличения отношения сигнал/шум. В наблюдениях применялась штатная аппаратура телескопа. Приемником света служила ПЗС-камера, имеющая размер 2080х2048 пикс. Дисперсия в регистрируемом диапазоне длин волн 3800 – 6700 Å и разрешение составляли 1.4 Å /пикс и 5 Å, соответственно. Ширина щели спектрографа была 1".8. Экспозиция индивидуального спектра составляла 600 секунд. Полученные спектрограммы обрабатывались с помощью модифицированных версий программ Dech 95, Dech 20, разработанных Г.Галазутдиновым (www.gazinur.com). Величина апертуры при обработке всех спектров была 2".8 по высоте спектра. На рис.1 показан спектр ядра сейфертовской галактики NGC 1275, полученный на



Рис.1. Оптический спектр ядра галактики NGC 1275 с указанием положения ярких эмиссионных липий.

телескопе РТТ-150 20 января 2012г.

На рисунке тонкой горизонтальной линией отмечен уровень континуума. Вертикальными стрелками показано положение наиболее ярких линий излучения: линий серии Бальмера - Ηγ, Ηβ, Нα, а также запрещенных линий [SII], [NeIII], [OIII], [NII].

3. Изменение профилей некоторых эмиссионных линий в разные эпохи наблюдений. Систематические спектральные наблюдения ядра сейфертовской галактики NGC 1275, проводимые разными исслелователями, дают богатейший материал для изучения вариаций во времени важных спектральных характеристик излучения ядра галактики. К этим характеристикам относят: профили и относительные интенсивности эмиссионных линий, а также их эквивалентные ширины. Примеры профилей трех эмиссионных линий в оптическом спектре ядра галактики NGC 1275, полученные по наблюдениям на разных телескопах, приведены на рис.2. Левый график рисунка воспроизводит профили указанных эмиссионных линий по наблюдениям ядра галактики на PTT-150 телескопе в январе 2012г. Пример профилей тех же эмиссионных линий, полученных по наблюдениям на 125-см телескопе Крымской станции ГАИШ в 1967г., показан на правом графике рис.2. Горизонтальными линиями на графиках отмечено положение континуума. Дибай и Есипов [6] асиммстрию контуров линии кислорода [OIII] 4959 Å и 5007 Å объяснили наложением двух симметричных компонент.

Положение указанных компонент показано на графике пунктирными линиями. Следует отметить, что в 1967г. справа от профиля линии [OIII] 5007 Å присутствует деталь ($\lambda = 5032$ Å), обозначенная на графике цифрой 1. Величина интенсивности этой детали составляет ~70% и 20% величины интенсивности линий [OIII] 4959 Å и 5007 Å, соответственно. В работе



Рис.2. Вид контуров бальмеровской линии Нβ и запрещенных линий кислорода [OIII] 4959 Å и 5007 Å в спектрах ядра сейфертовской галактики NGC 1275 для двух эпох наблюдений.

Дорошенко и др. [7] имеется ссылка на предложение Гарстанга [8] отождествить эту деталь с линией железа [FeIV] 4G-2F. Однако Дорошенко и др. [7] указали на отсутствие экспериментального уточнения длин волн линий железа. Спектральные данные, полученные на РТТ-150 в январе 2012г., свидетельствуют об уменьшении интенсивности отмеченной детали №1 относительно интенсивности линии [OIII] 5007 Å. Фактор уменьшения - около 4. Согласно рис.2, можно отметить различие формы профиля бальмеровской линии НВ в указанные эпохи наблюдений. В 1967г. голубая компонента линии НВ выглядит интенсивнее красного крыла. Спектральные данные позволили провести сравнительный анализ изменений профилей эмиссионных линий: НВ и [OIII] 5007 Å. Результаты проведенного анализа для уровней 0.50 I_{та} и 0.25 I яркости пика указанных линий представлены в табл.1. В первой колонке таблицы для двух эпох наблюдений указаны линии, а также два уровня яркости их пика. Во второй и третьей колонках для тех же эпох наблюдений показаны скорости газа в голубом и красном крыльях обеих линий на соответствующих **VDOBHЯХ ЯДКОСТИ.**

Таблица 1

СКОРОСТИ ГАЗА В ОБЛАСТИ СВЕЧЕНИЯ БАЛЬМЕРОВСКОЙ ЛИНИИ НВ И ЗАПРЕЩЕННОЙ ЛИНИИ КИСЛОРОДА [OIII] 5007 Å НА УРОВНЯХ 0.50*I*_{таз} и 0.25*I*_{таз} ЯРКОСТИ ПИКА ЛИНИЙ

	Голубое крыло, км/с	Красное крыло, км/с
НВ 0.501	460 ± 21	421 ± 13
НВ 0.50 <i>I</i> _{max} , 1967г.	973	327
Нβ 0.25 <i>I</i> , 2012г.	1214 ± 4	749 ± 29
НВ 0.251, 1967г.	2018	1298
[OIII] 5007 Å, 0.50 Imax, 2012r.	888 ± 11	493 ± 22
[OIII] 5007 Å , 0.50 <i>I</i> , 1967r.	748	350
[OIII] 5007 Å , 0.25 Imax, 2012r.	1362 ± 12	807 ± 12
[OIII] 5007 Å , 0.25 <i>I_{max}</i> , 1967 г.	1610	700

Данные таблицы позволяют отметить, что с 1967г. по 2012г. произошло уменьшение ширины голубого крыла линии Нβ на уровне 0.50 и 0.25 яркости пика. Фактор уменьшения составил 2 и 1.7, соответственно. Изменение ширины красного крыла профиля линии Нβ на тех же уровнях яркости не тождественно изменению ширины голубого крыла. За 45 лет, начиная с 1967г., на уровне 0.5 яркости пика ширина красного крыла линии увеличилась в 1.3 раза. В этом же интервале времени ширина красного крыла линии Нβ на уровне 0.25 яркости пика уменьшилась на фактор 1.7. Изучение вариаций ширины голубого и красного крыльев профиля линии кислорода [OIII] 5007 Å в том же интервале времени выявило следующее. Изменение скорости газа в голубом крыле профиля линии на уровне 0.5 и 0.25 яркости пика составило 19% и 16%, соответственно. В то же время изменение скорости газа в красном крыле профиля линии на уровне 0.5 и 0.25 имело значение 40% и 15%, соответственно. Согласно данным табл.1, в 1967г. степень асимметрии линии кислорода [OIII] 5007 Å на уровне 0.25 яркости пика достигала 43%. В 2012г асимметрия профиля линии сохранилась. Однако голубое крыло линии на уровне 0.25 яркости пика шире ~ на 60%, чем ее красное крыло.

4. Сравнительный анализ изменений относительных интенсивностей линий эмиссии на шкале времени 70 лет. Исследование переменности относительных интенсивностей эмиссионных линий в спектре ядра галактики NGC 1275 на длительном интервале времени проводилось с использованием большого банка спектральных данных. Часть выборки наблюдательных данных, полученных разными исследователями, взята из работы Проник [9]. В табл.2. представлены данные этой выборки. Относительные интенсивности спектральных линий приводятся в единицах интенсивности линии НВ. В первой колонке таблицы указаны длина волны и ион. Значения относительных интенсивностей тех же линий. полученные по спектральным наблюдениям, проведенным на РТТ-150 в январе 2012г., содержатся во второй колонке. В третьей колонке приведены относительные интенсивности наиболее ярких эмиссионных линий, опубликованные в [9]. Четвертая и пятая колонки содержат данные, полученные в [10] и [11]. В шестой колонке приводятся данные, взятые из работы Сейферта [2]. Возможности спектральной аппаратуры РТТ-150 позволили разрешить компоненты эмиссионных линий [OIII] 4959+5007 Å и [OI] 6300+64 Å. Во второй колонке табл.2 приводятся значения относительных

Таблица 2

ЗНАЧЕНИЯ ОТНОСИТЕЛЬНЫХ ИНТЕНСИВНОСТЕЙ ЯРКИХ ЭМИССИОННЫХ ЛИНИЙ В СПЕКТРЕ ЯДРА ГАЛАКТИКИ NGC 1275 (в долях интенсивности линии Hβ) В РАЗНЫЕ ЭПОХИ НАБЛЮДЕНИЙ

λ(Å) и ион	2012r.	1978r.	1970r.	1966г.	1943r.
3869 [NeIII]	0.76±0.06	0.5	0.4	0.7	0.4
4069+76 [SII]	0.47 ± 0.02	0.5	0.4	0.4	0.5
4363 [OIII]	0.22 ± 0.02	-		0.3	0.4
4861 HB	1.0	1.0	1.0	1.0	1.0
5007 [OIII]	3.06 ± 0.05	3.8	2.4	5.4	3.5
6300 [OI]	2.07 ± 0.01	1.3	1.7	1.6	1.4
6563 Ha	4.37 ± 0.02	5.3	8.3	11.9	7.0

интенсивностей обеих компонент указанных спектральных линий.

Использованные нами спектральные данные позволили проследить изменение относительных интенсивностей наиболее ярких эмиссионных линий на интервале времени около 70 лет (1943-2012гг.). На рис.3-5 показан характер этих изменений на указанном интервале времени. Согласно рис.3 отличие относительных интенсивностей линии [NeIII] 3869 Å в крайние эпохи наблюдений (1943г. и 2012г.) составило фактор 1.9. Сравнение относительных интенсивностей линии [SII] 4069 Å для тех же двух эпох наблюдений не показало их значимого отличия.

Кривые рис.4 демонстрируют изменения во времени относительных интенсивностей излучения запрещенных линий кислорода [OIII]. Относительная интенсивность линии [OIII] 4363 Å претерпела уменьшение на



Рис.3. Относительные интенсивности линий [NeIII] 3869 Å, [SII] 4069 Å в разные эпохи наблюдений.



Рис.4. Изменение относительных интенсивностей линий [OIII] 4363 Å, [OIII] 5007 А во времени.

55% за 70 лет, начиная с 1943г.

Отличие значений относительной интенсивности линии [OIII] 5007 Å для двух эпох наблюдений: 1943 и 2012гг. - не превысило 13%, Максимальное значение относительной интенсивности этой линии наблюдалось в 1966г. Ход изменений относительных интенсивностей линий [OI] 6300 Å, На 6563 Å на шкале времени несколько десятилетий показан на рис.5.



Рис.5. Характер изменений относительных интенсивностей линий [OI] 6300 Å и На 6563 Å на длительном интервале времени.

Относительные интенсивности линии [OI] 6300 Å в эпохи наблюдений 1943г. и 2012г. имеют фактор отличия около 1.5. Правая кривая рис.5 демонстрирует характер изменения относительной интенсивности линии На 6563 Å с ее пиковым значением в 1966г.

Уменьшение относительной интенсивности линии от эпохи наблюдений 1943г. к эпохе 2012г. составило фактор 1.6.

5. Исследование изменений эквивалентных ширин ярких эмиссионных линий в спектре ядра сейфертовской галактики NGC 1275 по данным двух эпох наблюдений. Представляло интерес проследить изменение со временем одной из важной спектральной характеристик излучения ядра галактики - эквивалентной ширины ярких эмиссионных линий. С этой целью проводился сравнительный анализ с использованием спектральных данных, полученных в январе 2012г. на телескопе PTT-150. В анализ были включены ранее опубликованные Меркуловой, Проник [12] данные, полученные по наблюдениям на 6-м телескопе Специальной астрофизической обсерватории в январе 1977г. Данные сравнительного анализа представлены в табл.3. В первой колонке таблицы приведены длина волны и соответствующий ион. Вторая и третья колонки показывают величины эквивалентных пирин эмиссионных линий для двух эпох наблюдений. В последней колонке отражена степень

Таблица 3

	EW_{λ} , Å	EW ₂ , Å	FW ₁₂₀₁₂ /FW ₁₁₉₇₇						
λ(Å) и ион	январь 2012г.	январь 1977г.	Уменьшение, %						
3869 [NeIII]	15.3±0.7	17.4±2.5	12						
4069+76 [SII]	8.0±0.2	13.1±1.3	40						
4363 [OIII]	9.2±0.6	18.3±1.4	50						
4861 HB	21.5+0.2	22.7+2.9	5						
4959 [OIII]	23.2±0.2	30.4+4.0	24						
5007 [OIII]	72.0+1.0	97.6±6.1	25						
6300 [OI]	42.9±0.5	49.2+2.2	13						
6364 [OI]	13.6±0.2	18.4±1.5	25						
6563 Ha	191.5±2.0	267.2±8.6	30						

СОПОСТАВЛЕНИЕ ЭКВИВАЛЕНТНЫХ ШИРИН ЯРКИХ ЭМИССИОННЫХ ЛИНИЙ В СПЕКТРЕ ЯДРА ГАЛАКТИКИ NGC 1275

изменения EW_{λ} эмиссионных линий в процентах. Анализ данных, представленных в таблице, показывает следующее: за 35 лет, с 1977г. по 2012г., эквивалентные ширины всех исследуемых эмиссионных линий претерпели уменьшение.

Степень уменьшения эквивалентных ширин, как разрешенных, так и запрещенных линий, разная. Обращает на себя внимание невысокое, 5%, уменьшение эквивалентной ширины водородной линии H β . В то же время можно отметить значительное, 50%, уменьшение эквивалентной ширины запрещенной линии кислорода [OIII] 4363 Å.

6. Выводы. В работе по исследованию спектральных характеристик излучения эмиссионных линий в спектре ядра галактики NGC 1275 в разные эпохи наблюдений необходимо сделать следующие акценты:

1. Исследовались изменения формы профилей эмиссионных линий водорода Н β и кислорода [OIII] 5007 Å с целью выявления наличия или отсутствия в них особенностей. Сравнивались изменения ширины голубого и красного крыльев этих линий на уровне 0.5 и 0.25 яркости пика. Результаты сопоставления показали уменьшение ширины голубого крыла профиля линии Н β на обоих уровнях яркости с фактором 2 и 1.7, соответственно. Изменение ширины красного крыла профиля линии Н β на двух уровнях яркости пика было противоположным. На уровне 0.5 яркости пика отмечалось увеличение ширины в 1.3 раза, на уровне 0.25 яркости пика - уменьшение ширины красного крыла в 1.7 раза. Сравнение формы профиля запрещенной линии кислорода [OIII] 5007 Å на уровне 0.25 яркости пика за 45 лет показало изменение асимметрии на 18%. В 1967г. справа от профиля линии [OIII] присутствует ярко выраженная деталь ($\lambda = 5032$ Å). Интенсивность ее составляет 70% и 20% величины интенсивности линии [OIII] 4959 Å и [OIII] 5007 Å, соответственно. Фактор уменьшения интенсивности этой детали в 2012г. относительно интенсивности линии [OIII] 5007 Å составил 4.

2. Изучение изменений относительных интенсивностей эмиссионных линий на шкале времени около 70 лет показало их разный характер. В то же время наличие максимума относительных интенсивностей двух линий ([OIII] 5007 Å, H α 6563 Å) в эпоху 1966г. является общим моментом картины вариаций относительных интенсивностей указанных линий. Анализ изменений относительных интенсивностей эмиссионных линий. Анализ изменений относительных интенсивностей эмиссионных линий. Анализ изменений относительных интенсивностей эмиссионных линий на шкале времени около 35 лет показал следующее. Уменьшение относительных интенсивностей линий [OIII] 4363 Å, [OIII] 5007 Å, H α 6563 Å на этом интервале времени не превыпает 30%. Увеличение относительных интенсивностей линий [NeIII] 3869 Å, [OI] 6300 Å составляет 52%, 60%, соответственно.

3. Проведенный сравнительный анализ изменений эквивалентных ширин всех эмиссионных линий на интервале времени 35 лет выявил их уменьшение. Степень уменьшения EW_λ как запрещенных, так и водородных линий в указанном интервале времени разная.

Исследование спектральных характеристик излучения ядра галактики NGC1275 позволило проследить его состояние после максимума активности ядра, наблюдавшегося с середины 60-х годов XX века. Это состояние сопровождалось уменьшением интенсивности излучения эмиссионных линий в спектре ядра галактики. Полученные результаты служат свидетельством в пользу изменения физических условий в его газовой оболочке. Возможно, провоцирующим агентом этих изменений является способность ядра галактики NGC 1275 поглощать аккрецирующий газ, принадлежащий как NGC 1275, так и соседним галактикам скопления Персей.

Работа поддержана частично грантом РФФИ-15-42-02573_поволжье. Работа И.Ф.Бикмаева выполнена за счет средств субсидии, выделенной в рамках государственной поддержки Казанского (Приволжского) федерального университета в целях повышения его конкурентоспособности среди ведущих мировых научно-образовательных центров.

- ¹ Казанский (Приволжский) федеральный университет, Казань, Россия, e-mail: ibikmaev@yandex.ru
- ² Академия наук Республики Татарстан, Казань, Россия, e-mail: ibikmaev@yandex.ru
- ³ Научно-исследовательский институт КрАО, Россия, e-mail:LiSha9516@mail.ru

И.Ф.БИКМАЕВ И ДР.

THE SPECTRAL CHARACTERISTICS OF THE SEYFERT GALAXY NGC 1275 NUCLEUS RADIATION AFTER THE EPOCH OF ITS ACTIVITY MAXIMUM

I.F.BIKMAEV^{1,2}, L.M.SHARIPOVA³, A.I.GALEEV^{1,2}, A.E.AKHMETKHANOVA¹

Results of studying spectral characteristics of radiation of the Seyfert galaxy NGC 1275 nucleus on the long time scale are presented. Changes in some emission line profiles, relative intensities of the hydrogen and forbidden lines and their equivalent widths (EW_{λ}) on the time scale of decades are shown. The studies were carried out using the spectral data obtained on January 2012 at the 1.5-m Russian-Turkish telescope (RTT-150). Besides the spectral data published in the literature and derived by different researchers were involved. The obtained results allowed us to trace the state of the NGC 1275 galaxy nucleus after its activity maximum which took place in the 60-s of the XX century.

Key words: active galaxies nuclei: the Seyfert NGC 1275 galaxy: the emission lines variability

ЛИТЕРАТУРА

- 1. M.L. Humason, Publ. Astron. Soc. Pacif., 44, 267, 1932.
- 2. C.K.Seyfert, Astrophys. J., 97, 28, 1943.
- 3. E.Ye.Khachikian, D.W.Weedman, Astrophys. J., 192, 581, 1974.
- 4. В.М.Лютый, Изв. Крымск. Астрофиз. обсерв., 104, 99, 2008.
- 5. О.В. Верходанов, Ю.Н. Парийский, Радиогалактики и Космология, М., Физматгиз, 2009, с.30.
- 6. Э.А.Дибай, В.Ф.Есипов, Астрон. циркуляр., 467, 4, 1968.
- 7. В.Т.Дорошенко, В.Ю.Теребиж, К.К.Чуваев, Астрофизика, 12, 417, 1976.
- 8. R.H.Garstang, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., 118, 572, 1958.
- 9. И.И Проник, Изв. Крымск. Астрофиз. обсерв., 61, 131, 1980.
- 10. K.S. Anderson, Astrophys. J., 162, 743, 1970.
- 11. G.A.Shields, J.B.Oke, Publ. Astron. Soc. Pacif., 87, 879, 1975.
- 12. Н.И.Меркулова, И.И.Проник, Изв. Крымск. Астрофиз. обсерв., 68, 93, 1983.

АСТРОФИЗИКА

TOM 59

ФЕВРАЛЬ, 2016

ВЫПУСК 1

О РАСПРЕДЕЛЕНИИ ПУЛЬСАРОВ В ГАЛАКТИКЕ

А.Р.АНДРЕАСЯН, Р.Р.АНДРЕАСЯН, Г.М ПАРОНЯН Поступила 3 июля 2015 Принята к печати 16 декабря 2015

Показано, что нормальные ралиопульсары распределены не симметрично относительно плоскости Галактики. Причем, в направлениях к центру Галактики плоскость симметрии пульсаров расположена в среднем на 50 пк выше плоскости. Галактики, а в направлениях к антицентру - в среднем на 100 пк ниже этой плоскости. Распределение всех пульсаров относительно плоскости Галактики можно представить экспоненциальной функцией с характеристическим расстоянием от плоскости Галактики примерно 300 пк. Характеристическое расстояние увеличивается в пределах 130-420 пк в зависимости от возраста пульсаров. В распределении поверхностной плотности пульсаров наблюдается максимум на расстоянии примерно 3-4 клк от центра Галактики Плотность пульсаров в центральной области Галактики примерно такая же, как вокруг Солица.

Ключевые слова: пульсары: распределения

1. Введение. Изучение распределения пульсаров в Галактике имеет очень важное значение для понимания многих аспектов их рождения и эволюции, таких как: оценка темпа рождения пульсаров, распределение скорости, полученной пульсаром при его рождении в процессе асимметричной вспышки сверхновой звезды и т.д., а также для построения модели Галактики. В настоящее время найдены более 2400 пульсаров, которые в основном сконцентрированы около плоскости нашей Галактики, а небольшая часть находится в некоторых галактических шаровых скоплениях и в близких внегалактических объектах, таких как Магеллановые облака. Данные пульсаров приведены в каталоге пульсаров ATNF (ATNF Pulsar Catalogue). В этом каталоге собраны как чисто наблюдательные данные пульсаров, так и данные, полученные с использованием наблюдательных данных и теоретических моделей пульсаров (характеристический возраст, магнитное поле пульсаров и др.), а также моделей Галактики (например, расстояния пульсаров с использованием распределения электронной концентрации в Галактике). Для изучения галактического распределения пульсаров используются данные о расстояниях пульсаров от Солнца и галактические координаты (l, b). Эти расстояния определяются с использованием наблюдательных данных о мерах вращений (DM) пульсаров [1]

DM = [n,dL],(1)

где интегрирование проводится по пути L пройденного излучением пульсара к наблюдателю, а $n_{,-}$ электронная концентрация в межзвездной среде на этом пути. Полученные таким образом расстояния пульсаров будут сильно зависеть от принятой модели распределения электронной концентрации $n_{,}$ в Галактике. Следовательно, можно ожидать, что распределение пульсаров, вероятно, будет зависеть от модели распределения электронной концентрации. Приведенные в каталоге ATNF значения расстояний пульсаров определены с помощью модели распределения электронной концентрации в Галактике, полученной в работе [2]. В настоящей работе для изучения распределения пульсаров в Галактике мы будем использовать расстояния из каталога ATNF и будем обсуждать вопрос о зависимости полученных результатов от метода определения расстояний пульсаров.

2. Выбор использованных пульсаров. Как было отмечено выше, в каталоге пульсаров ATNF помимо галактических пульсаров есть также пульсары, находящиеся в Магеллановых облаках. Поскольку мы будем изучать галактическое распределение пульсаров, то из рассмотрения были исключены пульсары, находящиеся вне нашей Галактики, а также пульсары, находящиеся в шаровых скоплениях, поскольку галактическое распределение шаровых скоплений хорошо известно. Были исключены также рентеновские и гамма-пульсары. После этих исключений остаются так называемые миллисекундные пульсары и обычные пульсары, излучение которых в основном приходится в радиодиапазоне. Распределение миллисекундных пульсаров в Галактике и их механизм излучения сильно отличаются от



Рис.1. Распределение пульсаров по периоду пульсации.

распределения и механизма излучения обычных пульсаров (см., например, [3]). В настоящей работе мы займемся обычными пульсарами и поэтому из рассмотрения будем исключать также миллисекундные пульсары. Чтобы определить тот период (*P*.) пульсара, с которого будут исключены миллисекундные пульсары, было построено распределение оставшихся радиопульсаров по периоду пульсации.

На рис.1 приведено распределение радиопульсаров по периоду Р. На оси абсцисс приведены значения $log(P_n)$, а на оси ординат число пульсаров. Из рисунка видно, что на графике действительно использованы две разные группы объектов с разными распределениями, имеющие свои максимумы при значениях примерно $\log(P_0) = -2.4$, и $\log(P_0) = -0.25$. Минимум распределения между этими группами приходится примерно на значение $\log(P_0) = -1.7$, которому соответствует $P_0 = 0.02$ с. Это значение периода Робыло выбрано для разделения пульсаров на два подтипа: если $P_0 \le 0.02 \,\mathrm{c}$ - миллисекундные пульсары, и если $P_0 \ge 0.02 \,\mathrm{c}$ - обычные радиопульсары. Конечно выбор значения P₀ = 0.02 с для разделения пульсаров на два подтипа немного условный, но то, что пульсары этих подтипов совершенно отличаются по их механизму излучения и по галактическому распределению, очевидно [3]. Поэтому из рассмотрения были исключены также выбранные таким образом миллисекундные пульсары. После всех этих исключений остались 1955 так называемых обычных пульсаров, которые в литературе (см. [4]) принято называть нормальными радиопульсарами. Галактическому распределению этих 1955 нормальных радиопульсаров посвящена настоящая работа.

3. Распределение пульсаров относительно плоскости Галактики. Изучение распределения пульсаров относительно плоскости Галактики очень важно во многих аспектах: а) для выяснения какому населению относятся пульсары; б) какие звезды являются родительскими для пульсаров; в) какие пространственные скорости получают пульсары при рождении вследствие взрыва сверхновой звезды и т.д.

Есть предположение, что пульсары хорошо коррелируют со спиральными рукавами Галактики [5] и рождаются вследствие эволюции О-В звезд, галактическое распределение которых хорошо известно [6]. Эти звезды сильно сконцентрированы у плоскости Галактики, а, в частности, близкие О-В звезды распределены асимметрично относительно плоскости Галактики, которая известна под названием пояса Гульда (см., например, [7] и ссылки в нем). Согласно поясу Гульда плоскость симметрии распределения О-В звезд наклонена относительно плоскости Галактики, причем в направлениях галактической долготы $l=0^\circ$ - 180° О-В звезды распределены выше плоскости Галактики (в основном находятся в северном полушарии Галактики), а в направлениях $l=180^\circ$ - 360° О-В звезды в основном находятся в южном

полушарии Галактики. Асимметричное распределение имеет также газопылевая составляющая Галактики [8].

В работах [9,10] было показано, что регулярное магнитное поле (изученное по мерам вращения пульсаров) в спиральном рукаве Стрельца в направлении галактической долготы примерно 40° - 70° находится в северном полушарии Галактики, или это может быть следствием того, что, вероятно, спиральный рукав полностью находится в северном полушарии Галактики. Этот результат тоже хорошо вписывается в картину пояса Гульда. Сказанное выше наводит на мысль изучения симметричности распределения пульсаров относительно плоскости Галактики. Для этой цели были использованы данные вышеупомянутых 1955 обычных пульсаров. Было построено распределение пульсаров относительно плоскости Галактики (рис.2).



Рис.2. Распределение пульсаров относительно плоскости Галактики. *h* - это расстояние пульсаров от плоскости Галактики.

На рис.2 приводится распределение расстояний h пульсаров от плоскости Галактики. Из рисунка видно, что пульсары сильно сконцентрированы у плоскости Галактики, но на расстояниях от плоскости галактики $h = \pm 1.76$ кпк расположено много пульсаров. На расстояниях же вне области -1.76 кпк $\le h \le 1.76$ кпк нет ни одного пульсара. Такое распределение связано с использованием в каталоге пульсаров (ATNF Pulsar Catalogue) метода определения расстояний пульсаров [2]. При определении расстояний по этому методу была принята модель распределения электронной концентрации $n_{\rm c}$ в Галактике, согласно которой вне области -1.76 кпк $\le h \le 1.76$ кпк принято $n_e = 0$. Вследствие этого для всех далеких пульсаров, которые расположены вне слоя -1.76 кпк $\le h \le 1.76$ кпк, был принят нижний предел их расстояний от Солнца, а также расстояний от плоскости Галактики, соответствующих значениям $h = \pm 1.76$ кпк. Имея в виду вышесказанное, для изучения галактического распределения пульсаров из рассмотрения были исключены также пульсары, у которых |h| > 1.5 кпк. После этих исключений остаются 1763 пульсара, которые будут использованы в работе. Распределение пульсаров относительно плоскости Галактики останется тем же, как на рис.2, но с тем отличием, что не будет пульсаров, сконцентрированных на расстоянии от плоскости Галактики $h = \pm 1.76$ кпк.

Как было сказано выше, принято, что пульсары рождаются вследствие эволюции О-В звезд, а близкие О-В звезды образуют пояс Гульда, который наклонен относительно плоскости Галактики. Хотя после рождения пульсары уходят с места рождения, но в распределении пульсаров возможно остался след от начального распределения родительских звезд. Для выяснения этого вопроса исследуем зависимость асимметрии распределения пульсаров относительно плоскости Гадактики в зависимости от гадактической долготы *l*. Были исследованы разные группы пульсаров, разделенные по их расстояниям от Солнца. Для разных групп изучена зависимость между средним расстоянием <h> пульсаров от плоскости Галактики и галактической долготы І. Выяснилось, что во всех группах пульсаров в направлениях -60° < 1 < 60° пульсары распределены в среднем выше плоскости Галактики. а в направлениях 60° < 1 < 300° - ниже плоскости Галактики. Разделение пульсаров по галактической долготе / проведено таким образом, чтобы эффект наклона плоскости распределения пульсаров был виден лучшим образом. В табл.1 приведены результаты этого исследования.

В первой строке таблицы приведено разделение пульсаров в группы в зависимости от их расстояния от Солнца в килопарсеках. Во второй и третьей строке приведены значения среднего расстояния пульсаров от плоскости Галактики <h> (в парсеках) для галактических направлений, соответственно, к центру Галактики $-60^{\circ} < l < 60^{\circ}$, и к антицентру Галактики $60^{\circ} < l < 300^{\circ}$. Из таблицы видно, что действительно плоскость распределения

Таблица 1

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ПУЛЬСАРОВ ОТНОСИТЕЛЬНО ПЛОСКОСТИ ГАЛАКТИКИ В ЗАВИСИМОСТИ ОТ ГАЛАКТИЧЕСКОЙ ДОЛГОТЫ /

<i>I</i> \ <i>R</i> кпк	0 ÷ 8	4 ÷ 8	0 ÷ 4	2÷4	0 ÷ 2
$-60^{\circ} \div 60^{\circ}$	32.1	10.6	62.2	79.4	36_9
$60^\circ \div 300^\circ$	-98.9	-113.8	-91.1	-77.9	-103.3

пульсаров наклонена относительно плоскости Галактики. Причем в направлениях к центру Галактики плоскость распределения пульсаров находится выше плоскости Галактики в среднем на 50 пк, а в направлениях к антицентру Галактики плоскость распределения пульсаров находится ниже плоскости Галактики примерно на 100 пк. Хотя эффект наклонности плоскости симметрии распределения пульсаров относительно плоскости илоскости симметрии распределения пульсаров относительно плоскости галактики очевиден, но полученное направление наклона плоскости симметрии пульсаров отличается от направления наклона плоскости симметрии близких О-В звезд, или так называемого пояса Гульда. Причина такого отличия пока не выяснена и будет предметом отдельного исследования.

Из рис.2 видно, что распределение всех пульсаров, если не рассматривать их зависимость от галактической долготы l, после исключения пульсаров с |h| > 1.5 кпк тоже останется симметричным относительно плоскости Галактики. Следовательно можно рассмотреть распределение абсолютных расстояний пульсаров |h|, которое приведено на рис.3.



Рис.3. Распределение абсолютных значений расстояния пульсаров от плоскости Галактики.

На рис.3 вместе с распределением абсолютных значений расстояния пульсаров от плоскости Галактики приведена также аппроксимация функции распределения *N*(*h*) экспоненциальной функцией

$$N(|h|) = N_0 e^{-|h|/M} , \qquad (2)$$

где N_0 - число пульсаров на плоскости Галактики, а H - характеристическое расстояние от плоскости Галактики. Для этого распределения получено: $N_0 = 541$ и H = 0.298 кпк.

Нормированная функция распределения $\phi(|h|)$ имеет вид

$$\varphi(|h|) = (l/H)e^{-|h|/H}, \qquad (3)$$

из которого следует, что характеристическое расстояние H можно определять как среднее значение абсолютных значений расстояний пульсаров <|h|> от плоскости Галактики.

$$\boldsymbol{H} = (|\boldsymbol{h}|) \tag{4}$$

Выше было приведено значение характеристического расстояния H=0.298 кпк для всех нормальных пульсаров с |h|<1.5 кпк независимо от возраста пульсара. Поскольку принято, что пульсары рождаются у плоскости Галактики и удаляются от нее из-за скорости, полученной в результате вспышки сверхновой звезды, то характеристическое расстояние от плоскости Галактики должно увеличиться по мере увеличения возраста пульсара. В каталоге пульсаров ATNF приведены значения характеристического возраста (τ) пульсаров, которые определяются из наблюдательных данных по формуле

$$\tau = P/(2PI), \tag{5}$$

где, P (как и выпие) - период пульсара, а P1 - временное изменение периода пульсара. В табл.2 приводятся значения характеристических расстояний H (в парсеках) от плоскости Галактики для разных возрастных групп пульсаров (в годах), полученные по формуле (4). В третьей строке таблицы - число пульсаров (N) в соответствующей группе.

Таблица 2

ЗНАЧЕНИЕ ХАРАКТЕРИСТИЧЕСКИХ РАССТОЯНИЙ *Н* ОТ ПЛОСКОСТИ ГАЛАКТИКИ ДЛЯ РАЗНЫХ ВОЗРАСТНЫХ ГРУПП ПУЛЬСАРОВ

	$\tau < 10^6$	$10^6 < \tau < 10^7$	$10^7 < \tau < 10^8$
H	131	302	423
N	338	620	395

Из таблицы хорошо видно, что характеристические расстояния *Н* увеличиваются с возрастом пульсаров. Это соответствует общепринятому предположению, что пульсары рождаются вблизи плоскости Галактики и распространяются в Галактике со скоростями, полученными во время вспышки родительской сверхновой звезды. Полученный результат можно использовать для изучения распределения этих скоростей (см., например, [12,14]).

4. Распределение пульсаров в плоскости Галактики. Во многих работах (см., например, [4]) было показано, что в центральной части Галактики плотность пульсаров намного меньше, чем в кольце с

диамстром $R \approx 3-4$ кпк от центра Галактики (R - галактоцентрическое расстояние), где плотность достигает максимума. На галактоцентрических расстояниях больше 4 кпк плотность пульсаров уменьшается и на расстоянии Солнца - R = 8.5 кпк, она примерно равняется центральной плотности. Надо отметить, что на расстоянии $R \approx 3-4$ кпк от центра Галактики, максимума достигает также электронная концентрация n_e в модели, использованной Тейлором и Кордесом [2,13] при определении расстояний пульсаров. В настоящем разделе будет изучено распределение пульсаров относительно центра Галактики с использованием многочисленных данных и отличающегося методом обработки, в сравнении с предыдущими работами. Были использованы данные нормальных пульсаров, расположенных у плоскости Галактики в слое -1.5кпк $\leq h \leq +1.5$ кпк. Используя данные о расстояниях пульсарв d_i от Солнца были определены галактоцентрические расстояния R по формуле

$$R_i = \left[R_0^2 + d_{i0}^2 - R_0 d_{i0} \cos(l_i) \right]^{r_2}, \tag{6}$$

где обозначена $d_{i0} = d_i \sin(b_i)$. d_{i0} - это проекция расстояния данного пульсара на плоскости Галактики, (l, b_i) галактические координаты, а $R_0 = 8.5$ кпк - расстояние Солнца от центра Галактики. Будем изучать зависимость плотности пульсаров от галактоцентрического расстояния в направлении центра Галактики. В плоскости Галактики были выделены области, в которых пульсары имеют примерно одинаковые расстояния от центра Галактики. Потом из каждой области выбирались те пульсары, которые примерно одинаково удалены от Солнца. Это делается следующим образом. Сначала в плоскости Галактики проводятся галактоцентрические



Рис.4. Наблюдаемое распределение пульсаров в направлении центра Галактики.

окружности с расстоянием $R_{,0}$ отличающиеся друг от друга, скажем, на l клк. Таким образом получаются кольца с шириной l клк. Эту ширину в ходе работы можно изменять для того, чтобы в отдельных областях находилось достаточное количество (в статистическом смысле) пульсаров. Потом проводятся такие же окружности, но с центром - Солнце. В результате сечения этих окружностей галактическая плоскость разделяется на участки, в которых пульсары имеют примерно одинаковые расстояния $R_{,0}$ от центра Галактики и одинаковые расстояния $d_{,0}$ от Солнца. Для нашей работы мы выбрали выделенные таким образом те области, которые находятся в направлении центра Галактики.

На рис.4 приведены полученные таким образом области и пульсары, находящиеся в них. Центр Галактики находится в точке с координатами (0кпк; 0кпк), а Солнце - в точке с координатами (0кпк; 8.5кпк).

Были вычислены число пульсаров в этих областях, площадь области и плотность пульсаров в каждой области. Данные об этих областях приведены в табл.3, в первой строке даны расстояния области от центра Галактики, во второй - число пульсаров в области, в третьей строке площадь области S в кпк², а в четвертой - средняя плотность Q пульсаров.

Таблица 3

R	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13
	-					0	' -		/	10	11	12	1.5
Ν	28	42	92	96	71	48	35	29	43	16	12	25	7
S	1.53	2.25	2.63	2.82	2.86	2.74	2.47	1.95	3.14	2.17	3.10	3.91	4.68
Q	18.28	18.69	34.99	34.06	24.86	17.49	14.17	14.87	13.69	7.37	3.87	6.39	1.49

ЗАВИСИМОСТЬ ПЛОТНОСТИ ПУЛЬСАРОВ ОТ РАССТОЯНИЯ ЦЕНТРА ГАЛАКТИКИ

На рис.5 приведено распределение наблюдаемой плотности пульсаров в зависимости от расстояния от центра Галактики.

Из рисунка видно, что в центральной области Галактики есть большой дефицит пульсаров. Такой дефицит частично или полностью можно объяснить тем, что, чем дальше пульсар от Солнца, тем труднее его найти. Это связано со многими факторами, главным из которых являлось то, что из-за ограниченной чувствительности приемника пульсары малой радиосветимости, находящиеся дальше некоторого расстояния от Солнца, невозможно наблюдать. Однако есть ряд немаловажных факторов, затрудняющих обнаружение далеких пульсаров. Такими факторами являются: рассеивание и мерцание излучения пульсара в межзвездной среде, расширение импульса, внутренняя вариация излучения пульсара и др. Учет влияния отдельных факторов, тем более всех этих факторов совместно



Рис.5. Распределение наблюдаемой плотности пульсаров в зависимости расстояния от центра Галактики.

на обнаружение пульсара - очень сложная задача. Поэтому до сих пор не получена более или менее приемлемая функция светимости пульсаров. Например, в работах [3,15] для распределения светимости пульсаров



Рис.6. Истинное распределение плотности пульсаров (число пульсаров в плошади 1 клк²) в зависимости от расстояния (Солнце находится на расстоянии R = 8 5 клк).
О РАСПРЕДЕЛЕНИИ ПУЛЬСАРОВ

применяется нормальная функция от логарифма светимости,

$$f(\log L) = (1/\sigma\sqrt{2\pi})\exp\left(-(\log L - \mu)^2/2\sigma^2\right), \tag{7}$$

где L - светимость пульсаров, μ - среднее значение, а σ - стандартное отклонение распределения. Параметры распределения определяются из наблюдательных данных, используя разные модели пульсаров и галактическое распределение межзвездной среды, делая при этом разные теоретические предположения.

В настоящей работе для построения истинного распределения плотности пульсаров в плоскости Галактики (в направлении центра Галактики), мы воспользовались более простым методом, не используя никаких моделей и предположений. Суть метода состоит в том, что из наблюдений мы приблизительно имеем нижний предел светимости пульсаров, начиная с которого пульсары обнаруживаются в упомянутых выше областях. Используя функцию светимости пульсаров, можно оценить сколько процентов пульсаров не обнаружено в каждой области из-за всех мешающих факторов и восстановить примерное число пульсаров в этих областях. На рис.6 приведено истинное распределение плотности пульсаров в зависимости от расстояния по направлению к центру Галактики. Для построения этого распределения была использована функция светимости пульсаров, полученная с использованием только близких пульсаров (пульсары, находящиеся ближе 1 кпк или 1.5 кпк и 2 кпк). Ясно, что при этом мы потеряем некоторые пульсары малой светимости. Для построения истинного распределения плотности пульсаров была использована также функция светимости, приведенная в формуле (7). Надо отметить, что все распределения, полученные с использованием разных функций светимости, имеют примерно одинаковый вид, поэтому на рис.6 приводится распределение, в котором для построения функции светимости были использованы пульсары, находящиеся ближе 1.5 кпк.

Из рисунка видно, что плотность нормальных пульсаров достигает максимума на расстоянии 3-4 кпк от центра Галактики. В центральной области есть некоторый дефицит пульсаров. Результат, полученный в этом разделе с использованием известных в настоящее время пульсаров, хорошо соответствует результатам, полученным ранее (см.[4]).

5. Заключение. Приведем основные результаты, полученные в настоящей работе.

Было показано, что нормальные радиопульсары распределены не симметрично относительно плоскости Галактики. Этот эффект наблюдается во всех изученных группах пульсаров, разделенных по их расстоянию от Солнца (0÷8 кпк; 4÷8 кпк; 0÷4 кпк; 2÷4 кпк; 0÷2 кпк). Причем в направлениях к центру Галактики (в области галактической долготы $-60^{\circ} \div 60^{\circ}$) пульсары расположены в среднем на 50 пк выше плоскости Галактики, а в направлениях к антицентру Галактики (в области галактической долготы $60^{\circ} \div 300^{\circ}$) пульсары расположены в среднем на 100 пк ниже плоскости Галактики.

Распределение всех пульсаров относительно плоскости Галактики хорошо представляется экспоненциальной функцией с характеристическим расстоянием от плоскости Галактики примерно 300 пк. Причем характеристическое расстояние от плоскости Галактики увеличивается от значений примерно 130 пк к 420 пк в зависимости от возраста пульсаров.

В распределении поверхностной плотности пульсаров наблюдается максимум на галактоцентрических расстояниях примерно 3-4 кпк. Причем плотность пульсаров в центральной области Галактики примерно такая же, как вокруг Солнца. Этот результат может сильно зависеть от модели галактического распределения электронной концентрации, использованной при вычислении расстояний пульсаров [2,13], приведенной в каталоге пульсаров ATNF (ATNF Pulsar Catalogue). Для исследования вопроса такой зависимости будет посвящена другая работа.

Бюраканская астрофизическая обсерватория, Армения, e-mail: handreasyan@bao.sci.am randrasy@bao.sci.am gurgen@bao.sci.am

ON THE DISTRIBUTION OF PULSARS IN THE GALAXY

H.A.ANDREASYAN, R.R. ANDREASYAN, G.M. PARONYAN

It has been shown that normal radio pulsars are not distributed symmetrically relative to the plane of the Galaxy. Moreover, in the directions to the Galactic center the plane of symmetry of pulsars is higher than galactic plane on average of 50 ps, and towards anticentre - on average of 100 ps below of this plane. Distribution of all pulsars relative to the plane of the Galaxy can be represented by an exponential function with a characteristic distance about 300 ps from the galactic plane. The characteristic distance increases within 130-420 ps, depending on the age of the pulsar. In the distribution of the surface density of pulsars is observed a maximum at the distances from the Galaxy centre of about 3-4 kps. The density of pulsars in the central region of the galaxy is about the same as in the vicinity of the sun.

Key words: pulsars: distribution

ЛИТЕРАТУРА

- 1. Р.Манчестер, Дж. Тейлор, Пульсары, М., Мир, 1980.
- J.H.Taylor, J.M.Cordes, Pulsar Distances and the Galactic Distribution of Free Electrons, Astrophys. J., 411, 674, 1993.
- 3. F.C. Faucher-Giguere, V.M. Kaspi, Astrophys. J., 643, 332, 2006.
- 4. Yusifov, I.Kücük, Revisiting the radial distribution of pulsars in the Galaxy, Astron. Astrophys., 422, 545, 2004.
- 5. M.Kramer et al., Mon. Not. Roy. Astron. Soc., 342, 1299, 2003.
- L.Bronfman, S.Casassus, J.May, L.-A.Nyman, Astron. Astrophys., 358, 521, 2000.
- 7. K.Biazzo, J.M.Alcala, E.Covino et al., Crossing the Gould Belt in the Orion Vicinity, Astron. Astrophys., 542, A.115B, 2012.
- 8. П.Г.Куликовский, Звездная астрономия, М., Наука, с.16, 1985.
- 9. R.R.Andreasyan, M.A.Hovhannisyan, M.R.Andreasyan, Astrophys. J., 46, 341, 2003.
- 10. R.R.Andreasyan, S.K.Balayan, V.H.Movsesyan, Structure of the magnetic field near the galactic plane, Astrophys. J., 54, 177A, 2011.
- 11. П.Г.Куликовский, Звездная астрономия, М., Наука, (с.101, 163, 175) 1985.
- K.L.Huang, J.H.Huang, Q.H.Peng, /z/ distribution and age of pulsars, Astron. Astrophys., 152, 89, 1985.
- 13. J.M. Cordes, NE2001: A New Model for the Galactic Electron Density and its Fluctuations, ASPC, 317, 211C, 2004.
- 14. T.G.Arshakyan, Astrophys. J., 37, 143, 1994.
- 15. J. Chennamangalam, D.R. Lorimer, I. Mandel, M. Bagchi, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., 431, 874, 2013.



АСТРОФИЗИКА

TOM 59

ФЕВРАЛЬ, 2016

ВЫПУСК 1

АНАЛИЗ ФОТОМЕТРИЧЕСКИХ UBV-НАБЛЮДЕНИЙ МАССИВНОЙ ДВОЙНОЙ СИСТЕМЫ РАННЕГО ТИПА V729 Cyg (Cyg OB2 №5)

Э.А.АНТОХИНА¹, М.И.КУМСИАШВИЛИ², К.Б.ЧАРГЕИШВИЛИ² Поступила 28 октября 2015 Принята к печати 16 декабря 2015

Мы выполнили анализ фотометрических *UBV*-кривых блеска массивной затменнолвойной системы V729 Суд, расположенной в звездной ассоцации Суд OB2. Наблюления были получены в Абастуманской астрофизической обсерватории в 1983-2003гг. по программе исследования двойных систем раннего типа. Система V729 Суд является спектроскопической двойной и состоит из Of-звезд, в ней наблюдаются эффекты, связанные со столкновением звездных ветров. Рансе различными исследователями были сделаны предположения, что двойная система находится на эволюционной стадии превращения в систему WR+O. Анализ кривых блеска был выполнен методом синтеза в рамках модели Роша с использованием собственного компьютерного кода, аналогичного известному коду Вилсона-Девиннея. По результатам анализа можно сделать вывод, что двойная система имеет контактную конфигурацию, а наклонение орбиты системы составляет около 66 град. Сделаны оценки абсолютных параметров компонентов: $M_1 = 30.4 M_{\odot}$, $M_2 = 9.2 M_{\odot}$, $R_1 = 24.6 R_{\odot}$, $R_2 = 13.8 R_{\odot}$.

Ключевые слова: двойная звезда V729 Суд: UBV-наблюдения

1. Введение. Двойная система раннего типа V729 Cyg (BD+40°4220, Cyg OB2 №5)является членом звездной ассоцации Cyg OB2, содержащей большое количество горячих и массивных звезд [1]. Ассоциация Cyg OB2 одна из самых массивных OB-ассоциаций в нашей Галактике, она является естественной лабораторией, позволяющей изучить и понять процессы формирования и эволюции массивных звезд.

Впервые V729 Суд была открыта как спектроскопическая двойная Вилсоном в 1948 г. [2]. С тех пор двойная система активно исследовалась в различных диапазонах длин волн - оптическом, радио, ультрафиолетовом, рентгеновском, но до сих пор природа компонентов окончательно не прояснена.

Вилсоном и Абтом [3] были определены спектральные классы компонентов двойной системы (O9 и Of), вычислена спектроскопическая орбита, определены период $P = 6^{d}.6$ и отношение масс $q = M_1/M_2 = 4.1$ (здесь M_1 , M_2 - массы главного и вторичного компонентов, соответственно). Затменную природу V729 Суд впервые обнаружил Микзайка [4], который указал на наличие двух близких по глубине затмений с амплитудами $A = 0^{m}.30, A = 0^{m}.22$. Он отметил, что более глубокий минимум соответствует такому расположению звезд, когда главный компонент (звезда O9) затмевается звездой Of. Автор сделал вывод, что кривая блеска V729 Суд похожа на кривую блеска двойной системы UW CMa (29 CMa), у которой в спектре наблюдаются линии только одного компонента (Of-звезды) [4].

Холл [5] выполнил UBV-фотометрию V729 Суд, получил кривые блеска и уточнил период. Кривые блеска показали наличие физической переменности в системе, они асимметричны, имеют максимумы различной высоты и достаточно большой разброс точек. По результатам предварительного анализа кривых блеска Холл [5] заключил, что светимости компонентов должны быть приблизительно равны, а сама система близка к контактной конфигурации. Автор сделал вывод, что для решения кривых блеска не подходит стандартная модель Рассела, и нужно использовать новую технику синтеза кривых блеска.

Боханнан и Конти [6] на основе новых наблюдательных данных определили спектроскопические элементы орбиты V729 Суд и классифицировали спектры компонентов как O7 (главный компонент) и O6 (вторичный компонент). Было сделано заключение, что двойная система состоит из двух сверхгигантов Of типа, которые имеют примерно одинаковую светимость, хотя их массы сильно различаются в соответствии с найденным отношением масс $q = M_1/M_2 = 4.3$. Таким образом, следует вывод, что вторичный компонент имеет значительный избыток светимости для своей массы. Боханнан и Конти [6] предположили, что вторичный компонент находится на стадии превращения в звезду Вольфа-Райе (WR).

Леунг и Шнейдер [7] проанализировали кривые блеска Холла [5] и Микзайка [4] методом синтеза с применением программы Вилсона-Девиннея [8]. Фотометрическое решение было получено для спектроскопического отношения масс $q = M_1/M_2 = 4.3$, найденного Боханнаном и Конти [6]. Решение кривых блеска соответствует сверхконтактной конфигурации системы, найдены следующие основные фотометрические параметры: $i = 68^{\circ}.2$, $T_1 = 34300$ К (задано), $T_2 = 22700$ К, $L_1/(L_1 + L_2) = 0.88$. На основании полученного фотометрического решения Леунг и Шнейдер [7] оценили абсолютные параметры компонентов: спектральные классы компонентов 07f Ia и OfIa, массы $M_1 = 58.7 M_{\odot}$, $M_2 = 13.7 M_{\odot}$, радиусы $R_1 = 33.0 R_{\odot}$, $R_2 = 16.7 R_{\odot}$. Авторы обращают внимание на существование противоречия в полученных результатах, так как светимость главного компонента должна примерно в 8 раз превышать светимость вторичного, но спектроскопические ланные показывают, что светимости компонентов сравнимы по величине. В заключение Леунг и Шнейдер [7] высказывают мнение, что для понимания природы V729 Суд важную роль может иметь исследование спектра вторичного компонента, на который перетекает вещество с главного компонента, образуя протяженную расширяющуюся оболочку.

Детальные спектроскопические исследования V729 Суд были выполнены Вре [9] и Рау и др. [10]. На основе исследования поведения эмиссионного профиля Н α Вре [9] предположил, что такое поведение профиля линии может быть объяснено падением вещества главного компонента на ограниченную часть поверхности вторичного компонента. Также было сделано предположение, что вторичный компонент является звездой WR, но проявляет себя в спектре как звезда Of из-за аккреции на него вещества главного компонента.

Рау и др., [10] получили и проанализировали обширный спектроскопический материал, объединяющий данные нескольких наблюдательных кампаний, проведенных в течение 1994-1997гг. Из решения кривых лучевых скоростей для абсорбционных линий были определены новые спектроскопические элементы орбиты, получены новое значение отношения масс $q = M_1/M_2 = 3.31$ и массы компонентов $M_1 \sin^3 i = 23.3 M_{\odot}$, $M_2 \sin^3 i = 7.0 M_{\odot}$. Также был выполнен анализ кривых лучевых скоростей по данным, объединяющим новые наблюдения Рау и др. [10] и наблюдения Боханнана и Конти [6]. Для объединенных данных получено немного отличащееся отношение масс $q = M_1/M_2 = 3.54$ (вместо $q - M_1/M_2 = 3.31$). На основе исследования абсорбционных линий была выполнена классификация спектральных типов звезд: Об.5-7 (главный компонент), Ofpe/WN9 (вторичный компонент). Также в [10] было показано, что эмиссия Hell λ 4686 частично образуется в области столкновения звездных ветров компонентов. Выполненные модельные расчеты профилей эмиссионных линий продемонстрировали, что наблюдаемая переменность линии может в значительной степени объясняться столкновением звездных ветров в системе. Сама область столкновения располагается между двумя звездами, находясь ближе к поверхности вторичного компонента. Было показано, что наблюдаемые характеристики области столкновения звездных ветров могут быть объяснены, если предположить, что вторичный компонент является переходным объектом при превращении звезды Of в звезду Вольфа-Райе WN9. Сделано заключение, что наблюдаемая переменность эмиссионной линии Hell λ 4686 может быть удовлетворительно объяснена при скорости потери массы $M \sim 5 \cdot 10^{-5} M_{\odot}/год$ для главного компонента О6.5-7 и $M \sim 5.5 \ 10^{-5} M_{\odot}$ /год для вторичного компонента Ofpe/WN9.

Линдер и др. [11] выполнили общирные исследование V729 Суд как в оптическом, так и в рентгеновском диапазонах. Новые фотометрические кривые блеска, полученные для узкополосных фильтров с центральными ллинами волн λ 5057Å и λ 6051Å, были проанализированы с использованием компьютерного кода NIGHTFALL. Затем в модель было дополнительно включено "яркое пятно" на вторичном компоненте.

Получено, что наилучшее решение кривых блеска соответствует модели контактной системы, наклонение орбиты *i*=64°.2. Поверхность вторичного компонента, обращенная к главному компоненту, является значительно более горячей и яркой ("яркое пятно"). При решении кривых блеска задавалось отношение масс $q = M_1/M_2 = 3.31$ (Pay и др. [10]). Также задавались фиксированные температуры главного компонента $T_1 = 36000 \, \mathrm{K}$ (температура для звезды спектрального класса Об.5-7) и вторичного компонента $T_{2} = 29500 \text{ K}$ (такое значение T_{2} было найдено при предварительном решении в модели без "яркого пятна"). На основании полученного фотометрического решения сделаны оценки масс компонентов $M_1 = 31.9 M_{\odot}$, $M_2 = 9.6 M_{\odot}$. Авторы предположили, что "яркос пятно" на поверхности вторичного компонента может быть результатом переноса энергии в общей оболочке контактной системы или результатом столкновения звездных ветров. Также было отмечено, что известное противоречие для V729 Суд в соотношении "масса-светимость" можно объяснить наличием общей фотосферы звезд, в которой образуются спектры.

С целью исследования излучения системы в рентгеновском диапазоне Линдером и др. [11] были получены наблюдения на обсерватории XMM-Newton, а также использованы архивные данные ROSAT и ASCA. Было сделано заключение, что основная часть ретгеновского и нетеплового радиоизлучения образуется при взаимодействии звездного ветра от двойной системы с еще одним компонентом кратной системы. Так, на основании исследований в радиодиапазоне Кеннеди и др. [12] предположили, что двойная система V729 Суд входит в состав квадрупольной системы. В этой системе третий член движется с периодом 6.7 лет вокруг двойной системы, имеющей период $P = 6^4.6$. Также отметим, что в работе Линдер и др. [11] дан подробный обзор проблемы изменения периода и даны соответствующие ссылки.

Недавно анализ фотометрических кривых блеска был сделан Ясаровым и Якутом [13]. Были получены новые *UBVRI*-наблюдения, которые анализировались с программным пакетом PHOEBE [14]. Использовалась мода программы, позволяющая анализировать одновременно кривые блеска и кривые лучевых скоростей, для чего были взяты лучевые скорости из работы Рау и др. [10]. Таким образом, использовалось отношение масс, полученное в [10] для объединенных данных из работ [10,6]. Температура главного компонента принималась равной $T_1 = 28000$, 32000, 36000 К. Полученные решения соответствуют сверхконтактной конфигурации и $i = 64^\circ$. Сделаны оценки масс и радиусов компонентов: $M_1 = 36 M_{\odot}$, $M_2 = 10 M_{\odot}$, $R_1 = 27 R_{\odot}$, $R_2 = 15 R_{\odot}$. В работе [13] было также проведено исследование изменения периода V729 Суд и найдено, что период уменьшается.

Казорола и др. [15] исследовали проблему столкновения звездных ветров для трех ярких и массивных двойных систем в ассоциации Cyg OB2. Одной из систем являлась V729 Cyg (OB2 №5). Были проанализированы новые рентгеновские наблюдения, полученные на обсерватории ХММ-Newton. Ренттеновские данные показали признаки столкновения звездных ветров, но область столкновения находится не внутри двойной системы, а между ней и третьим телом в кратной системе. Не было обнаружено модуляции рентгеновского излучения с орбитальным периодом двойной системы $P = 6^{\circ}.6$, но есть признаки модуляции с периодом 6.7 лет, соответствующего движению возможного третьего тела [12]. Казорола и др. [15] отметили, что ранее в работе Линдера и др. [11] при анализе кривых блеска не учитывался возможный "третий свет", поэтому авторы решили повторить анализ кривых блеска с учетом этого эффекта. Предположения о параметрах модели были приняты такие же, как в работе [11], "третий свет" варьировался в диапазоне от 0 до 30%. Как заранее можно было предположить, учет "третьего света" повлиял, главным образом, на значение наклонения орбиты, которое увеличилось с $i = 64^{\circ}$ до $i = 72^{\circ}$. Также слегка изменился фактор заполнения звездами полостей Роша, который незначительно возрос с 1.00 до 1.03. Остальные параметры остались в качественном согласии с работой [11].

Целью нашей текущей работы был анализ новых *UBV*-кривых блеска V729 Суд, полученных в Абастуманской астрофизической обсерватории, поиск фотометрического решения и оценка абсолютных параметров двойной системы.

2. Наблюдения. Фотоэлектрические наблюдения двойной системы V729 Суд были проведены в Абастуманской астрофизической обсерватории в соответствии с программой исследования объектов ранних спектральных типов (XZ Cep, UU Cas, RY Sct, W Sct, V729 Cyg). Спектральные и фотометрические данные этих систем сложны и часто противоречивы, так как системы характеризуются интенсивным перетечением вещества и сложными физическими процессами, что обусловливает актуальность их изучения.

Фотометрические UBV-наблюдения для V729 Суд были получены в период в 1983-2003гг. на 0.48-м рефлекторе A3T-14A с фотоэлектронными умножителями.В каждом пвете было получено приблизительно по 355 индивидуальных наблюдений, и построены UBV-кривые блеска (рис.1). Более подробно процесс получения фотоэлектрических наблюдений и редукции данных описан в работе Кумсиашвили и др. [16]. Как отмечено в этой работе, кривые блеска V729 Суд показывают нестабильность, имеют асимметричную форму, разброс точек превышает ошибки измерения. Очевидно, что это результат активных физических процессов в двойной системе.

Орбитальные фазы индивидуальных точек вычислялись в соответствии с фотометрическими эфемеридами Холла [5]:

 $JD(hel.) = 2440413.796 + 6^{d}.5977915 E$.

Заметим, что наблюдаемый минимум может не совпадать с теоретическим, рассчитанным с данными эфемеридами. Это может происходить вследствие изменения периода или накопления ошибок из-за неточности определения эфемерид, или совместно по обеим причинам. Поэтому в процессе решения обратной задачи свободным параметром поиска был фазовый сдвиг $\Delta \phi$, на



Рис.1. Наблюденные UBV-кривые блеска V729 Суд (точки) и теоретические кривые блеска (сплошные линии). Параметры фотометрического решения представлены в табл.1. В фазе 0 вторичный компонент находится впереди более массивного главного компонента.

который смещались наблюденные кривые блеска до наилучшего совпадения между теоретической кривой и наблюдениями.

3. Анализ фотометрических кривых блеска. Для анализа UBVкривых блеска V729 Суд мы применили наш программный код синтеза теоретических кривых блеска и кривых лучевых скоростей тесной двойной системы в модели Роша. Он подобен известным алгоритмам Вилсона [17] и Вилсона-Девиннея [8], которые широко применяются для исследования кривых блеска тесных двойных систем. Подробное описание алгоритма содержится в работах Антохиной [18,19], а также в работе Антохиной и др. [20]. Здесь мы вкратце напомним основы модели. Звезды с тонкими атмосферами движутся вокруг общего центра масс системы по круговым или эллиптическим орбитам. Форма каждой звезды описывается эквипотенциальной поверхностью в модели Роша, учитываются эффекты гравитационного потемнения и потемнения к краю, а также эффект прогрева атмосферы звезды падающим излучением спутника (эффект "отражения").

Перечислим основные входные параметры модели: $q = M_1/M_2$ - отношение масс компонентов, μ_1 , μ_2 - коэффициенты заполнения звездами полостей Роша ($\mu = R/R^*$, где R, R^* - полярные радиусы для частичного и полного заполнения критических полостей Роша), T_1 , T_2 - эффективные температуры звезд, i - наклонение орбиты, e - эксцентриситет орбиты, ω - долгота периастра, β_1 , β_2 - коэффициенты гравитационного потемнения, A_1 , A_2 - болометрическое альбедо, F_1 , F_2 - коэффициенты асинхронности вращения (отношение скорости вращения звезды к скорости синхронного вращения), $x_{1,2}$, $y_{1,2}$ - коэффициенты потемнения к краю для монохроматических длин волн (подробнее см. ниже), $l_3(\lambda)$ - "третий свет" для различных длин волн.

Часть параметров может быть зафиксирована с учетом имеюшейся информации о системе. Примем согласно данным работы Рау и др. [10] отношение масс в системе $q = M_1/M_2 = 3.31$. Эффективную температуру более яркой компоненты $T_1 = 36000$ К зададим также, следуя работе [10]. Значения коэффициентов гравитационного потемнения звезд $\beta_1 = \beta_2 = 0.25$ и альбедо $A_1 = A_2 = 1$ приняты в соответствии со стандартными значениями для звезд с лучистым переносом энергии. При вычислении теоретических кривых блеска мы использовали нелинейный закон потемнения к краю - "закон квадратного корня" [21,22]: $I(\cos \gamma) = I(1) [1 - x(1 - \cos \gamma) - y(1 - \sqrt{\cos \gamma})]$. Здесь γ - угол между лучом зрения и нормалью к поверхности, I(1) интенсивность при $\gamma = 0, x, y$ - коэффициенты потемнения к краю. Как показано в работе [22], такой закон потемнения к краю является наиболее подходящим для использования в оптической области при температурах звезд $T \ge 10000$ К. Монохроматические коэффициенты потемнения к краю (см. табл.1) взяты из приложения на CD-ROM к статье [22]. Поскольку орбита V729 Суд круговая [6,10], зададим эксцентриситет e=0 и предположим синхронность вращения звезд с орбитальным обращением, т.е. $F_1 = F_2 = 1$. Теоретические кривые блеска вычислялись одновременно для трех длин волн, соответствующих полосам *U*, *B*, *V*.

Свободными параметрами поиска являлись: наклонение орбиты i, коэффициенты заполнения звездами полостей Роша μ_1 , μ_2 , средняя эффективная температура второго компонента T_2 . Также мы находили наилучшее положение теоретической кривой блеска относительно наблюденных точек по оси звездных величин для каждого из трех фильтров.

Таблица 1

Параметр	V	В	U	BV	
$q = M_{\rm e}/M_{\rm e}$	3.31	3.31	3.31	3.31	
<i>i</i> (°)	66.2 ± 0.5	66.1 ± 0.4	67.8 ± 1.1	66.2 ± 0.4	
Ω,	2.473 ± 0.022	2.475± 0.023	2.494 ± 0.034	2.473 ± 0.023	
Ω_{2}^{1}	7.032 ± 0.037	7.036 ± 0.038	7.081 ± 0.047	7.032 ± 0.037	
μ	0.999 ± 0.012	0.998 ± 0.012	0.986 ± 0.023	0.999 ± 0.012	
μ	0.998 ± 0.012	0.987 ± 0.014	0.986 ± 0.024	0.998 ± 0.013	
$T_{\rm t}$ (K)	36000	36000	36000	36000	
T_{2} (K)	33400 ± 800	33560 ± 800	33100 ± 900	33400 ± 800	
$L_{1}/(L_{1}+L_{2})$	0.7644	0.7642	0.7743	0.7644 0.7654	
$L_{2}^{\prime}/(L_{1}^{\prime}+L_{2}^{\prime})$	0.2356	0.2358	0.2257	0.2356 0.2346	
F_1	1.0	1.0	1.0	1.0	
, F,	1.0	1.0	1.0	1.0	
β	0.25	0.25	0.25	0.25	
β,	0.25	0.25	0.25	0.25	
Â,	1.0	1.0	1.0	1.0	
A_{2}	1.0	1.0	1.0	1.0	
x,	-0.188	-0.168	-0.250	-0.188 -0.168	
y,	0.719	0.700	0.659	0.719 0.700	
x,	-0.141	-0.130	-0.180	-0.141 -0.130	
y ₂	0.746	0.736	0.787	0.746 0.736	
e	0.	0.	0.	0.	
ω	0.	0.	0.	0.	
<i>l</i> ₃	0.	0.	0.	0.	
Δφ	-0.036 ± 0.003	-0.035 ± 0.003	-0.039 ± 0.003	-0.036 ± 0.003	
Относительные радиусы (R/a)					
(pole)	0.4549 ± 0.0042	0.4545 ± 0.0041	0.4508 ± 0.0042	0.4549 ± 0.0043	
r. (point)	0.6054 ± 0.0330	0.5992 ± 0.0350	0.5728 ± 0.0500	0.6054 ± 0.0330	
r, (side)	0.4887 ± 0.0043	0.4881 ± 0.0041	0.4832 ± 0.0048	0.4887 ± 0.0043	
r, (back)	0.5137 ± 0.0044	0.5120 ± 0.0043	0.5070 ± 0.0048	0.5137 ± 0.0044	
r, (pole)	0.2612 ± 0.0032	0.2609 ± 0.0031	0.2580 ± 0.0039	0.2612 ± 0.0033	
r, (point)	0 3646 ± 0.0240	0.3611 ± 0.0260	0.3397 ± 0.0370	0.3646 ± 0.0240	
r, (side)	0.2719 ± 0.0034	0.2715 ± 0.0033	0.2682 ± 0.0040	0.2719 ± 0.0034	
r, (back)	0.3042 ± 0.0034	0.3037 ± 0.0032	0.2983 ± 0.0410	0.3042 ± 0.0032	

ФОТОМЕТРИЧЕСКИЕ ПАРАМЕТРЫ V729 Суд

86

Свободным независимым параметром поиска был также фазовый сдвиг $\Delta \phi$ между модельными теоретическими кривыми блеска и наблюдениями. Для наблюденных точек орбитальные фазы вычислялись с использованием эфемерид Холла [5]. Так как при модельных теоретических расчетах предполагается, что фаза $\phi = 0$ соответствует моменту затмения главного компонента вторичным, то наблюдаемый минимум может не совпадать с теоретическим. Причиной этого может быть накопившаяся неточность эфемерид, возможное изменение периода, физическая переменность и др. Поэтому в процессе решения обратной задачи наблюденные кривые блеска смещались на фазовый сдвиг $\Delta \phi$ до наилучшего совпадения между теоретической кривой и наблюдениями.

Для нахождения решения обратной задачи использовался известный алгоритм Simplex-метод Нелдера-Мида поиска минимума функции по деформируемому многограннику (Химмельблау [23], Калрафф и Линнелл [24]). Доверительные интервалы для параметров поиска оцененивались по критерию χ^2 .

В табл.1 приведены параметры решения *UBV*-кривых блеска V729 Суд и доверительные интервалы параметров, оцененные по критерию χ^2 на уровне значимости 1% (некоторые значения доверительных интервалов мы округлили). В дополнение к уже перечисленным выше параметрам модели в табл.1 присутствуют значения безразмерного потенциала Ω_1 , Ω_2 на поверхности каждого компонента и относительные монохроматические светимости L_1 , L_2 . Приведенные параметры решений получены отдельно для фильтров *U*, *B*, *V*, а также для совместного решения *BV*. Разброс наблюдательных точек наиболее велик для фильтра *U*, поэтому и точность определения параметров для него меньше, хотя результаты похожи для всех фильтров. Для определения абсолютных параметров системы мы взяли за основу *BV*-решение.

В табл.2 приведены абсолютные параметры V729 Cyg.

Таблица 2

Параметр	Главный компонент	Вторичный компонент
$M(M_{\odot})$	30.4	9.2
a_{ext} (R_{\odot})	50.5	
$R(R_{\odot})$	24.6	13.8
$T(\mathbf{K})$	36000	33400
log(g)	3.093	3.093
$L(10^{5} L_{\odot})$	9.12	2.14

АБСОЛЮТНЫЕ ПАРАМЕТРЫ V729 Суд

На рис.1 приведены наблюденные кривые блеска и теоретические кривые для наилучших параметров модели.

На рис.2 показана компьютерная модель V729 Суд для различных фаз орбитального периода.



Рис.2. Компьютерная модель V729 Суд для различных фаз орбитального периода.

4. Обсуждение. Полученное нами решение новых UBV-кривых блеска в целом согласуется с полученными ранее решениями фотометрических кривых блеска [7,11,13]. Наклонение орбиты, найденное из анализа кривых блеска *i*~66°, близко к значениям, полученным другими авторами *i*~64-68°, другие параметры тоже схожи. Вычисленные на основе фотометрического решения абсолютные параметры (массы, радиусы, светимости), также подобны полученным ранее результатам [11,13].

Наш анализ новых кривых блеска V729 Суд показал, что система находится в контактной конфигурации. Подобный результат получили ранее Linder et al. [11], в то время как Леунг и Шнейдер [7] и Ясаров и Якут [13] нашли, что конфигурация системы сверхконтактная. Здесь необходимо отметить следующее обстоятельство. Как упоминалось выше, в системе наблюдаются эффекты, связанные со столкновением звездных ветров О-звезд (Рау и Вре [10], Линдер и др. [11], Казорола и др. [15]). В этих работах на основе детальных спектроскопических наблюдений изучена зона столкновения звездных ветров и вопросы образования эмиссионных линий в этой зоне. При моделировании процессов столкновения ветров авторы задавали параметры ветра, характерные для горячих O6-7 звезд [10].

Наличие звездного ветра в двойных системах может приводить к дополнительному поглощению излучения звезд и влиять на кривые блеска, что необходимо учитывать для систем определенных типов. Недавно Антохиной и др. [25,26] был предложен алгоритм и компьютерный код для вычисления кривых блеска двойных систем, в которых вокрут одной из звезд имеется протяженная атмосфера (звездный ветер). Это могут быть системы со звездами Вольфа-Райе, а также с О-звездами. Для вычисления теоретических кривых блеска тесная двойная система рассматривалась в модели Роша, для скорости звездного ветра использовался общепринятый в теории звездных ветров β -закон. Чтобы учесть поглощение в протяженной расширяющейся атмосфере, необходимо задать следующие входные параметры, характеризующие звездный ветер: показатель степени β в законе скорости, скорость потери вещества звездой M, скорость звездного ветра на бесконечности V. Также необходимо задать коэффициент, определяющий химсостав оболочки (например, водородная или гелиевая).

Многочисленные модельные расчеты [25,26] в рамках выбранного приближения показали сильную зависимость формы кривых блеска от параметров звездного ветра. Глубина и ширина минимумов кривой блеска может сильно увеличиваться по сравнению с моделью без учета ветра Наиболее актуален учет звездного ветра для систем, в которые входят звезды Вольфа-Райе с сильным истечением вещества $M \sim 10^{-4} - 10^{-5} M_{\odot}/год$, но и для О-звезд с темпом потери массы $M \sim 5 \cdot 10^{-6} M_{\odot}/год$ эффект также может быть заметен.

В случае кривых блеска двойной системы V729 Суд учет поглощения в звезлном встре может привести к тому, что найденные радиусы компонентов могут уменьшиться, и таким образом, контактная конфигурация станет более предпочтительней, чем сверхконтактная. Учет поглощения в звездном ветре приведет также к тому, что температуры звезд должны несколько увеличиться (степень увеличения зависит от плотности поглощающего вещества, т.е. от параметров встра). Для вторичного компонента увеличение может быть более существенным, так как согласно [10] темп потери массы вторичным компонентом выше, а скорость звездного встра ниже, чем у главного компонента, т.е. ветер более плотный. Таким образом, учет поглощения в звездном ветре может внести коррекции в параметры двойной системы. Следует заметить, что, поскольку параметры звездного встра в V729 Суд не определены с достаточной точностью, то моделирование кривых блеска с учетом эффекта поглощения в ветре - отдельная объемная задача. Но возможно заранее сказать о качественных результатах - ралиусы звезд несколько уменьшатся, а температуры увеличатся.

При решении UBV-кривых блеска мы не учитывали возможное влияние "третьего света". Подробное исследование этого вопроса уже было выполнено Казорола и др. [15], которые показали, что, как и можно было заранее предположить, учет "третьего света" влияет, главным образом, на значение наклонения орбиты, которое увеличилось с $i=64^{\circ}$ до $i=72^{\circ}$ при изменении вклада "третьего света" от 0 до 30%. Такое изменение наклонения орбиты в итоге приводит к небольшому уменьшению абсолютных значений масс и радиусов. С другой стороны, небольшое увеличение фактора заполнения полости Роша радиусы немного увеличивает. Таким образом, можно заключить, что учет "третьего света" не приводит к существенному изменению параметров двойной системы.

В заключение замстим, что до сих пор все исследователи для решения кривых блеска V729 Суд применяли стандартную модель Роша. В то время, как в контактной системе, в которой происходят процессы перетекания вещества, один из компонентов может быть звездой, окруженной оптически и геометрически толстым диском. Этот вопрос обсуждался в работе [27] при анализе кривых блеска массивной системы UW CMa. Модель с геометрически толстым диском применялась для анализа кривых блеска массивных систем различными авторами. Так, Антохина и Черенащук [28] и Антохина и Кумсиашвили [29] применяли модель со сфероидальным диском для анализа кривых блеска массивной взаимодействующей двойной системы RY Sct, которая предположительно находится на стадии превращения в двойную систему WR+OB. Другая модель со сферическим вторичным компонентом, окруженным диском, была применена Джурашевичем и др. [30,31] для анализа кривых блеска RY Sct [30] и V448 Суд [31]. Перечисленные массивные системы имеют кривые блеска, похожие на кривые блеска контактных систем. Таким образом, в дальнейшем можно рассмотреть вопрос о возможности применения модели с диском для анализа наблюдений V729 Cyg, если появятся аргументы в пользу такой модели.

5. Заключение. Мы выполнили анализ новых фотометрических *UBV*-кривых блеска затменно-двойной системы V729 Суд, расположенной в звездной ассоцании Суд OB2. Наблюдения были получены в Абастуманской астрофизической обсерватории в 1983-2003 гг. [16] в соответствии с программой исследования объектов ранних спектральных типов. Система V729 Суд является спектроскопической двойной и состоит из ранних звезд Of-типа. Ранее были сделаны предположения, что двойная система находится на эволюционной стадии превращения в систему WR+O [6,10]. Анализ кривых блеска был выполнен методом синтеза в рамках модели Роша с использованием собственного компьютерного кода [18-20]. Отношение масс было принято равным $q = M_1/M_2 = 3.31$ согласно данным работы [10]. Из результатов анализа кривых блеска следует, что двойная система имеет контактную конфигурацию, а наклонение орбиты системы составляет около 66 град. На основе полученного фотометрического решения сделаны оценки абсолютных параметров двойной системы.

Э.А.Антохина благодарит за поддержку работы грантом Российского фонда фундаментальных исследований 14-02-00825 и грантом Программы

государственной поддержки ведущих научных школ России НШ-1675.2014.2.

- ¹ Московский государственный университет им. М.В.Ломоносова, Государственный астрономический институт им. П.К.Штернберга, Российская Федерация, e-mail: elant@sai.msu.ru
- ² Абастуманская астрофизическая обсерватория им. Е.К.Харадзе, Государственный университет им.Илии, Грузия, e-mail: mzia.kumsiashvili@iliauni.edu.ge ketevan.chargeishvili@iliauni.edu.ge

ANALYSIS OF UBV PHOTOELECTRIC OBSERVATIONS OF EARLY TYPE MASSIVE BINARY SYSTEM V729 Cyg (Cyg OB2 №5)

E.A.ANTOKHINA¹, M.I.KUMSIASHVILI², K.B.CHARGEISHVILI²

We carried out an analysis of the photometric light curves of UBV-massive eclipsing binary system V729 Cyg, situated in a stellar association Cyg OB2. The observations were obtained in the Abastumani Astrophysical Observatory in 1983-2003 under the early-type binaries research program. The system V729 Cyg is a spectroscopic binary and consists of Of stars. In the system effects that are related to the collision of stellar winds are observed. Previously, various researchers made the assumption that the binary system is an evolutionary step in the transformation to the system WR+O. Analysis of the light curves was made by synthesis method in the Roche model using their own computer code, similar to the well-known code of Wilson-Devinney. According to the analysis, we can conclude that the system has a contact configuration and the orbital inclination of about 66 degrees. The estimations of the absolute parameters of components are as follows: $M_1 = 30.4 M_{\odot}$, $M_2 = 9.2 M_{\odot}$, $R_1 = 24.6 R_{\odot}$, $R_2 = 13.8 R_{\odot}$.

Key words binary system V729 Cyg: UBV-observations

ЛИТЕРАТУРА

- 1. P.Massey, A.B. Thompson, Astron. J., 101, 1408, 1991.
- 2. O.C. Wilson, Publ. Astron. Soc. Pacif., 69, 385, 1948.
- 3. O.C. Wilson, A.Abt, Astrophys. J., 114, 477, 1951.

- 4. G.R. Miczaika, Publ. Astron. Soc. Pacif., 65, 141, 1953.
- 5. D.S. Hall, Acta Astron., 24, 69, 1974.
- 6. B. Bohannan, P.S. Conti, Astrophys. J., 204, 797, 1976.
- 7. K.C.Leung, D.P.Schneider, Astrophys. J., 222, 924, 1978
- 8. R.E. Wilson, E.J. Devinney, Astrophys. J., 166, 605, 1971.
- 9. J.M. Vreux, Astron. Astrophys., 143, 209, 1985.
- 10. G.Rauw, J.M. Vreux, B Bohannan, Astrophys. J., 517, 416, 1999.
- 11. N.Linder, G.Rauw, J.Manfroid et al., Astron. Astrophys., 495, 231, 2009.
- 12. M.Kennedy, S.M.Dougherty, A.Fink, Astrophys. J., 709, 632, 2010.
- 13. B. Yasarsoy, K. Yakut, New Astronomy, 31, 32, 2014.
- 14. A.Prsa, T.Zwitter, Astrophys. J., 628, 426, 2005.
- 15. C. Cazorola, Y. Naze, G. Rauw, Astron. Astrophys., 561, A92, 2014.
- 16. M.I.Kumsiashvili et al., Astrophysics, 55, 193, 2012.
- 17. R.E. Wilson, Astrophys. J., 234, 1034, 1979.
- 18. E.A.Antokhina, Sov. Astron., 32, 608, 1988.
- 19. E.A.Antokhina, Astron. Reports, 40, 483, 1996.
- 20. E.A.Antokhina, A.F.J.Moffat, I.I.Antokhin et al., Astrophys. J., 529, 463, 2000.
- J.Diaz-Cordoves, A.Claret, A.Gimenez, Astron. Astrophys. Suppl. Ser., 110, 329, 1995.
- 22. W. van Hamme, Astron. J., 106, 2096, 1993.
- 23. D.M.Himmelblau, Applied Nonlinear Programming (New York: McGraw-Hill), 1971.
- 24. J.Kallrath, A.P.Linnell, Astrophys. J., 313, 346, 1987.
- E.A.Antokhina, I.I.Antokhin, A.M. Cherepaschuk, Astron. Astrophys. Transactions, 28, 3, 2013.
- 26. E.A.Antokhina, I.I.Antokhin, A.M. Cherepaschuk, Bull. Crimean Astrophys. Obs., 109, 54, 2013.
- 27. E.A.Antokhina, M.Srinivasa Rao, M.Parthasarathy, New Astronomy, 16, 177, 2011.
- 28. E.A.Antokhina, A.M. Cherepashchuk, Sov. Astron. Lett., 14, 105, 1987.
- 29. E.A.Antokhina, M.I.Kumsiashvili, Astron. Lett., 25, 662, 1999.
- 30. G. Djuras ević, I. Vince, O. Atanackovic, Astron. J., 136, 767, 2008.
- G.Djurasević, I.Vince, T.S.Khruzina et al., Mon. Not. Roy. Astron. Soc., 396, 1553, 2009.

АСТРОФИЗИКА

TOM 59

ФЕВРАЛЬ, 2016

ВЫПУСК 1

О ГРАВИТАЦИОННОМ ИЗЛУЧЕНИИ КОМПАКТНЫХ ЗВЕЗД

М.В.АЙРАПЕТЯН, Д.С.БАГДАСАРЯН

Поступила 5 декабря 2015 Принята к печати 16 декабря 2015

Рассмотрены некоторые механизмы гравитационного излучения от нейтронных и кварковых звезд. Вычислены амплитуды гравитационных волн от деформированной звезды при се вращении и осциллирующей звезды при нерегулярных изменениях динамики вращения. Обсуждается возможность детектирования гравитационных волн ныне работающями детекторами. При обнаружении гравитационных волн, в зависимости от характера этих сигналов, можно сделать вывод о наличии или об отсутствии странной кварковой материи в компактных источниках гравитационных волн.

Ключевые слова: гравитационное излучение: нейтронные, кварковые звезды

1. Введение. Как известно из Общей теории относительности, возмущение метрики пространства-времени может распространяться в виде гравитационных волн [1]. Существование гравитационных волн подтверждено наблюдениями пульсаров PSR B1913+16 и PSR J0737-3039, орбитальный период которых уменьшается из-за гравитационных эффектов [2,3]. Однако эти наблюдения являются лишь косвенным доказательством существования гравитационных волн. Прямое детектирование гравитационных волн до сих пор является важной проблемой астрофизики.

Излучать гравитационные волны могут космический объект или система объектов, квадрупольный момент которых зависит от времени. Такими явлениями, приводящими к временной зависимости квадрупольного момента, могут быть столкновения космических объектов (черных дыр, нейтронных звезд и т.д.) или взрывы сверхновых [4]. Однако эти явления достаточно редки и непредсказуемы. Более вероятными источниками гравитационных волн являются изолированные объекты - пульсары, которые обладают достаточно сильным гравитационным полем вследствие компактного распределения их масс. В основном рассматриваются два механизма излучения гравитационных волн от пульсаров - вращение и осцилляции. В первом случае звезда должна обладать формой трехосного эллипсоида и источником гравитационного излучения служит кинетическая энергия вращения звезды [5]. Такую форму звезда может принять из-за аккреции [6], сверхсильного магнитного поля [7], фрагментации [8], упругих свойств кварковой сердцевины [9]. Так как частота гравитационной волны, излучаемой пульсаром, равна 2Ω , где Ω - частота вращения пульсара, то для их детектирования можно использовать гравитационные антенны [10]. Во втором случае источниками гравитационных волн служат различные моды затухающих колебаний вещества звезлы, при котором квадрупольный момент звезды приобретает осциллирующую со временем компоненту [11,12]. Причинами возникновения осцилляций вещества могут быть звездогрясения, скачки угловой скорости пульсаров, γ - вспышки магнетаров и т.д. Так как частоты различных мод осцилляций отличаются друг от друга, то детектирование гравитационных волн осцилляциями звезды возможно широкополосными детекторами [13].

В недрах компактных объектов возможно существование кварковой материи, причем возможны два вида проявлений кварковой материи гибридные нейтронные звезды и странные кварковые звезды. В гибридных нейтронных звездах кварковое вещество занимает центральную часть ядра и окружено адронной "npe" - фазой, а кора звезды состоит из "Aen" и "Ae" - фаз [14]. В странных кварковых звездах ядро полностью состоит из кваркового вещества и оно окружено корой звезды, состоящей только из "Ae" - фазы [15,16]. По сегодняшним данным нельзя с уверенностью указать на объекты, которые содержали бы странную кварковую материю. Поэтому в теоретических работах проводятся различные исследования с целью выявления эффективного механизма обнаружения странных кварковых звезд или гибридных нейтронных звезд с кварковой материей.

Цель данной статьи - сравнить эффективные механизмы гравитационного излучения нейтронных и странных звезд. При обнаружении гравитационных волн, в зависимости от характера этих сигналов, можно сделать вывод о наличии или об отсутствии странной кварковой материи в компактных источниках гравитационных волн.

В разделе 2 статьи рассматривается гравитационное излучение вращающейся и деформированной компактной звезды, в разделах 3 и 4 вычислены амплитуды гравитационных волн при различных видах осцилляций звезды. В заключении обсуждается также вопрос наличия кварковой материи в звезде в зависимости от вида сигнала гравитационных волн.

2. Гравитационное излучение от вращающихся звезд. Рассмотрим вращение компактной звезды в форме трехосного эллипсоида вокруг оси Oz. Такой объект обладает отличным от нуля квадрупольным моментом, который зависит от времени. Интенсивность гравитационного излучения определяется формулой [1]:

$$J_0 = \frac{G}{45c^5} \left| \overline{D}_{\alpha\beta} \right|^2,$$

(1)

где

$$D_{\alpha\beta} = \int \rho (3x^{\alpha} x^{\beta} - r^{2} \delta_{\alpha\beta}) dV \qquad (2)$$

тензор квадрупольного момента масс, G - гравитационная постоянная, c - скорость света. Далее целесообразно выразить компоненты D_{ab} через компоненты тензора момента инерции, записанный в координатной системе, связанной с телом и с началом координат в центре масс.

Компоненты $D_{\alpha\beta}$ выражаются через компоненты тензора инерции $I_{\alpha\beta}$ следующим образом [4]:

$$D_{xx} = -\frac{3}{2}\cos 2\phi \ (I_1 - I_2) + \text{const}, \quad D_{yy} = -\frac{3}{2}\cos 2\phi \ (I_2 - I_1) + \text{const},$$

$$D_{xy} = D_{yx} = \frac{3}{2}\sin 2\phi \ (I_2 - I_1), \quad D_{zz} = \text{const}, \quad D_{xz} = D_{zx} = 0,$$

(3)

где $\phi = \Omega t$, Ω - утловая скорость вращения звезды,

$$I_{\alpha\beta} = \int \rho \left(x_{\gamma}^{2} \delta_{\alpha\beta} - x_{\alpha} x_{\beta} \right) dV,$$

а $I_1 = I_{xx}$, $I_2 = I_{yy}$, $I_3 = I_{zx}$. Подставляя выражения (3) для D_{xy} в (1), и учитывая, что при малых значениях эллиптичности звезды можно положить $I_1 - I_2 \approx \varepsilon I_3$, после несложных преобразований получим полную интенсивность J_0 гравитационного излучения:

$$J_0 = \frac{32}{5} \frac{G}{c^5} I_3^2 \epsilon^2 \Omega^6 \,. \tag{4}$$

Два типа линейно-поляризованных плоских гравитационных волн характеризуются величинами h_{\perp} и h_{\star} , которые определяются как

$$h_{+} = -\frac{G}{3c r} \left(\bar{D}_{xx} - \bar{D}_{yy} \right) = \frac{4G}{c^{4} r} (I_{2} - I_{1}) \Omega^{2} \cos 2\Omega t' = h_{0} \cos 2\Omega t', \qquad (5)$$

$$h_{x} = -\frac{2G}{3c^{4}r} \ddot{D}_{sy} \frac{4G}{c^{4}r} (I_{2} - I_{1}) \Omega^{2} \sin 2\Omega t' = h_{0} \sin 2\Omega t', \qquad (6)$$

где r - расстояние звезды от наблюдателя на Земле, а h_0 - амплитуда гравитационной волны и определяется как

$$h_0 = \frac{4G}{c^4 r} \varepsilon I_3 \Omega^2 = \frac{1}{\Omega r} \sqrt{\frac{2.5 J_0 G}{c^3}}, \qquad (7)$$

а t' = t - r/c. Как видно из формул (4) и (7), интенсивность гравитационного излучения и амплитуда волн зависят от момента инерции I_3 звезды и ее эллиптичности ε . Для их вычислений необходимо задать уравнение состояния звезды и интегрировать уравнения гравитационного поля. Оказывается, что можно получить интерполяционную формулу для значения εI_3 для различных уравнений состояния с точностью нескольких процентов [17,18]. В частности, для обычных и гибридных (с кристаллической кварковой сердцевиной) нейтронных звезд и странных кварковых звезд эти формулы, соответственно, имсют вид

$$\left(\varepsilon I_{3}\right)^{n} = 3.1 \cdot 10^{3} \left(\frac{1.4 M_{\Theta}}{M}\right)^{12} \left(\frac{R}{10 \,\mathrm{KM}}\right)^{6.26} \left(\frac{\alpha_{max}}{10^{-2}}\right),\tag{8}$$

$$\left(\varepsilon I_{3}\right)^{h} = 4.6 \cdot 10^{39} \left(\frac{1.4 M_{\Theta}}{M}\right) \left(\frac{10 \,\mathrm{KM}}{R}\right) \left(\frac{R_{c}}{8 \,\mathrm{KM}}\right) \left(\frac{\sigma_{\mathrm{max}}}{10^{-2}}\right),\tag{9}$$

$$\left(\varepsilon I_{3}\right)^{q} = 4.4 \cdot 10^{42} \left(\frac{1.4 M_{\odot}}{M}\right) \left(\frac{R}{10 \,\mathrm{KM}}\right) \left(\frac{\sigma_{\mathrm{Mar}}}{10^{-2}}\right) \left(\frac{\nu}{\mathrm{MoB}/\mathrm{\phi M}^{3}}\right)$$
(10)

где M - масса звезды, M_{Θ} - масса Солнца, R - радиус звезды, R_c - радиус кристаллической кварковой сердцевины, σ_{max} - максимальное смещение, v - модуль упругости кварковой материи. Подставляя эти формулы в (4) и (7), можно получить следующие оценочные значения для амилитуды гравитационных волн от компактных звезд:

$$h_0^n = 3.4 \cdot 10^{-26} \left(\frac{1.4 M_{\Theta}}{M}\right)^{1/2} \left(\frac{R}{10 \,\mathrm{KM}}\right)^{0.26} \left(\frac{1 \,\mathrm{KHK}}{r}\right) \left(\frac{\Omega}{1000}\right)^2, \tag{11}$$

$$h_0^h = 5.5 \ 10^{-25} \left(\frac{1.4 M_{\odot}}{M}\right) \left(\frac{10 \,\mathrm{KM}}{R}\right) \left(\frac{R_{\odot}}{8 \,\mathrm{KM}}\right) \left(\frac{1 \,\mathrm{KHK}}{r}\right) \left(\frac{\Omega}{1000}\right)^2, \tag{12}$$

$$h^{4} = 5.3 \cdot 10^{-22} \left(\frac{1.4 M_{\Theta}}{M} \right) \left(\frac{R}{10 \,\mathrm{km}} \right)^{6} \left(\frac{1 \,\mathrm{km}}{r} \right) \left(\frac{\Omega}{1000} \right)^{2}$$
(13)

Заметим, что мы приняли иначение $=10^{-2}$ при получении выражении (11) и (12), и $\sigma_{max} \approx 10^{-3}$, $v \approx 1$ МэВ/фм³ при получении (13) [19]. Уже из простого сравнения выражений (11)-(13) следует, что наиболее перспективными источниками гравитационных волн являются гибридные нейтронные звезды и кварковые звезды, если они содержат кристаллическую кварковую материю в значительной части объема звезды.

Оценим значения h_0^h и h_0^r для относительно тяжелого пульсара J1614-2230 с массой $M \approx 2 M_{\odot}$, вращающегося с утловой скоростью $\Omega \approx 2000 \text{ c}^{-1}$ и находящегося на расстоянии $r \approx 1.2$ кнк. Используем также вычисления моделей гибридных нейтропных звезд из работы [9], согласно которым для звезды с массой $M \approx 2 M_{\odot}$ имеем $R_e \approx 7$ км и $R \approx 12$ км. Тогда для h_0^h получим значение $h_0^h \approx 10^{-25}$. Кварковая звезда той же массы имеет радиус $R \approx 11$ км [16], следовательно, из (13) получим $h_q^q \approx 10^{-21}$. Отметим, что детектор аLIGO наиболее чувствителен в области частот норядка 100-1000 Гц, где могут детектировать волны с амплитудой $h_0 \approx 10^{-24}$. Как видно из формул (5) и (6), частота гравитационных волн равна улвоенной частоте вращения пульсара, т.е. порядка 600 Гц для рассмотренного пульсара J1614-2230. Следовательно гравитационные волны

от пульсара J1614-2230 могли быть детектированы на aLIGO, если бы пульсар содержал кристаллическую кварковую фазу. Олнако существуют несколько факторов, которые могут привести к уменьшению значения h^* . Это неопределенность значений σ_{max} и \vee для кварковой материи, а также радиуса кристаллической фазы в кварковой звезде, от которого значение (εI_3)⁹ зависит как R^6 . Если кристаллическая фаза кварковой материи имеет радиус вдвое меньше радиуса звезды (как, например, в гибридной звезде), то h_0^* будет порядка $h_0^* \approx 10^{-23}$. Несмотря на такую неопределенность, кварковая звезда с кристаллической фазой является наиболее вероятным источником гравитационных волн, обусловленных вращением деформированной звезды.

3. Гравитационное излучение подобными осцилляциями звезды. В нейтронных звездах происходят явления, которые могут возбуждать различные моды осцилляций вещества звезды. Таковыми являются, например, скачки угловой скорости пульсаров или γ -вспышки магнетаров. Предположим, что при таких процессах в звезде возбуждены подобные осцилляции звезды, при которых координаты x_{α} частицы вещества меняются по закону

$$x_{\alpha} = x_{\alpha}^{0} (1 + \eta \sin \omega t), \qquad (14)$$

где η - относительная амплитуда этих колебаний, ω - их частота. Предполагается, что $\eta << 1$ и не зависит от радиальных и угловых координат. Подставляя (14) в (2), получим зависящий от времени квадрупольный момент пульсирующей звезды:

$$D_{\alpha\beta}(t) = D^{0}_{\ \beta}(1 + 2\eta \sin\omega t), \qquad (15)$$

где *D* - квадрупольный момент звезды без пульсаций. Тогда для интенсивности гравитационного излучения *J* и амплитуды *h*₀ гравитационной волны, соответственно, получим выражения [12]:

$$J_0 = \frac{32G}{135c} \eta^2 \omega^6 \left| D_{zr}^0 \right|^2, \tag{16}$$

$$I_0 = \frac{2G}{3c^4 R_0} \eta \omega^2 \left| D_{ac}^0 \right|.$$
(17)

Если предположить, что при вышеуказанных процессах часть выделяемой энергии излучается в виде гравитационных волн, то при заданном значении J_0 из (16) можно найти также величину η :

$$=\frac{1}{\omega^{1}|D|}\sqrt{\frac{135J_{0}c^{5}}{32G}}.$$
 (18)

Для применимости наших расчетов необходимо, чтобы выполнялось условие

η << 1.

Как было отмечено выше, у довольно общирного класса нейтронных звезд - радиопульсаров [20] и γ -пульсаров [21], существует естественная причина возникновения осцилляций звезды. Это почти периодические скачки угловой скорости пульсаров, при которых относительное изменение угловой скорости порядка $\Delta\Omega/\Omega \sim 10^{-6}$. Считается, что во время скачка коре нейтронной звезды и связанной с ней компоненте передается момент количества движения из внутренних сверхгекучих областей звезды. Энергия, вовлеченная в процесс скачка, порядка

$$\Delta W_{elitch} = I \,\Omega \Delta \Omega = I \,\Omega^2 (\Delta \Omega / \Omega), \tag{19}$$

где I - момент инерции коры и связанной с ней части ядра звезды. Примем, что некоторая часть энергии, выделенной во время скачка, идет на возбуждение подобных осцилляций звезды. Для определения интенсивности гравитационного излучения учтем, что скачкообразное увеличение утловой скорости пульсаров происходит менее, чем за $\tau_0 \approx 2$ мин [22]. Тогда среднюю интенсивность гравитационного излучения можно оценить как

$$J_0 = \gamma \Delta W_{\text{shick}} / \tau_0 = \gamma (\Delta \Omega / \Omega) (I \Omega^2 / \tau_0), \qquad (20)$$

где γ - малый параметр, показывающий часть энергии скачка, уносимой гравитационными волнами. Используя выражение (20), из (18) и (17) получим следующие оценочные значения для амплитуд колебаний η и гравитационных волн h_0 :

$$\eta \approx 0.3 \ \gamma^{1/2} \left[\frac{5 \ 10^3}{\omega} \right] \left[\frac{10^{40}}{D_{\bullet}^{40}} \right] \left(\frac{\Delta \Omega / \Omega}{10^{-6}} \right)^{1/2} \left[\frac{I}{10^{45}} \right]^{1/2} \left(\frac{\Omega}{10^2} \right) \left(\frac{100}{\tau_0} \right)^{1/2} .$$
(21)

$$h_0 \approx 4.4 \cdot 10^{-26} \left(\frac{1 \,\mathrm{km}\mathrm{K}}{R_0}\right) \left(\frac{\eta}{10^{-3}}\right) \left(\frac{\omega}{5 \cdot 10^3}\right)^2 \left(\frac{|D_{z_1}^0|}{10^{40}}\right)$$
 (22)

Оценим значения величин η и h_0 с использованием выражений для $D_{zz} \sim \epsilon I_3$ из (8)-(10) и, принимая $\gamma \approx 10^{-6}$. В этом случае амплитуда осцилляций может принимать значения $\eta \sim 10^{-5} - 10^{-2}$ в зависимости от модели звезды, но во всех случаях амплитуда гравитационных волн оказывается одинаковой и порядка $h_0 \sim 10^{-25}$ при расстоянии от Земли $R_0 \approx 0.5$ кпк (пульсар Vela). Таким образом, при обнаружении гравитационных волн в диапазоне частот $\omega \sim 10^3 - 10^4$ с¹, совпадающими с частотами основных мод осцилляций компактных звезд, невозможно однозначно судить о наличии кварковой материи внутри звезды. Необходимы дополнительные наблюдательные данные, указывающие на значения амплитуды осцилляций вещества компактных звезд.

4. Гравитационное излучение при квазирадиальных осцилляциях. Рассмотрим еще один вид осцилляций звезды - нералиальные осцилляции, при которых плотность вещества меняется по закону

$$\rho(r,\theta,t) = \rho_0(r) + \rho'(r)e^{im\phi}P(\mu)\cos\omega t, \qquad (23)$$

где $\mu = \cos\theta$, $\rho_0(r)$ - плотность вещества при отсутствии осцилляций, $P_l(\mu)$ - полином Лежандра. Для упрощения вычислений рассмотрим квазирадиальный случай l=2, m=0. Подставляя выражение (23) в (2), после несложных преобразований, для средних значений интенсивности гравитационного излучения и амплитуды волн получим [23]:

$$J_{\pm} = \frac{G\omega^{6}}{60c^{5}} |D_{\pm}|^{2} , \qquad (24)$$

$$h_0 = \frac{G\omega^2}{3c^4 R_0} |D'_{\rm sc}|.$$
(25)

Выражение для $|D'_{z}|$ в ньютоновском приближении и для политропного уравнения состояния $P = k \rho^2$ имеет вид:

$$D_{zz}^{*} = \frac{8\pi}{5} \left(\frac{k}{2\pi G}\right)^{5/2} \rho_{c} \int_{x}^{t_{1}} x^{4} q'(x) dx, \qquad (26)$$

где $x = r \sqrt{2\pi G/k}$ - безразмерный текущий радиус звезды и меняется от 0 в центре звезды до π на поверхности, ρ_c - центральная плотность звезды, $q' = \rho'/\rho_c$ - безразмерное возмущение плотности вещества и определяется как

$$q' = c' \left(\frac{\sin x}{x} + \frac{3\cos x}{x^2} - \frac{3\sin x}{x^3} \right).$$
 (27)

Здесь c' - постоянная, которую можно определить, задав относительное изменение плотности вещества на поверхности звезды. Из (24)-(26) можно найти оценочные формулы, соответственно, для D_{ar} , J_0 и h_0 :

$$D'_{a} \approx 2.5 \cdot 10^{41} \left(\frac{R}{10^6}\right)^3 \left(\frac{\rho_c}{10^{15}}\right) \left(\frac{c'}{10^{-1}}\right) \left(\frac{\Delta F}{15}\right).$$
(28)

$$J_0 = 3 \cdot 10^{33} \left(\frac{\omega}{10^2}\right) \left(\frac{R}{10^6}\right) \left(\frac{P_c}{10^{15}}\right) \left(\frac{c}{10^{-3}}\right) \left(\frac{\Delta F}{15}\right) , \qquad (29)$$

$$h_0 \approx 2.3 \ 10^{-26} \left(\frac{1 \,\mathrm{km}}{R_0}\right) \left(\frac{\omega}{10^2}\right) \left(\frac{R}{10^6}\right) \left(\frac{\rho_c}{10^{15}}\right) \left(\frac{c'}{10^{-3}}\right) \left(\frac{\Delta F}{15}\right).$$
 (30)

где $\Delta \vec{r} = \int x^4 \left(\frac{\sin x}{x} + \frac{3\cos x}{x^2} - \frac{3\sin x}{x} \right) dx$. Здесь, как и в разделе 2, примем, что часть энергии скачка уносится гравитационными волнами, т.е. для интенсивности гравитационного излучения будем использовать формулу (20). Используя следующие значения параметров обычной нейтронной звезды с массой порядка $1.4 M_{\odot}$: R = 13 км, $\rho_c = 2 \cdot 10^{15} \text{ г см}^3$, $\omega = 100 \text{ см}^1$, $\Delta F = 15$, и приняв $\gamma = 10^{-6}$, из сравнения (20) и (29), получим $c' = 0.8 \cdot 10^{-3}$. Подставляя полученное значение c' в (30) и принимая $R_0 \approx 0.5$ клк (для пульсара Vela), для амплитуды гравитационных волн получим оценку $h_0 \approx 2.7 \cdot 10^{-25}$. Заметим, что для более компактных гибридных нейтронных и кварковых звезд значения h_0 будут меньше, чем полученное значение для обычных нейтронных звезд. Это связано как с меньшим радиусом звезды, от которого сильно зависят значения J_0 и h_0 , так и с наличием кристаллической фазы кваркового вещества, что приводит к уменьшению гравитационного излучения.

5. Заключение. Детектирование гравитационного излучения компактных звезд может раскрыть информацию о внутреннем строении звезды. Периодический источник гравитационных волн указывал бы на наличие кваркового вещества внутри звезды, т.е. на гибридную или кварковую звезду. И, наоборот, гравитационный сигнал в виде затухающих импульсов при нерегулярных изменениях динамики вращения пульсаров указывал либо на отсутствие кваркового вещества в звезде, либо на его малое количество в центре звезды. В последнем случае для детектирования гравитационных волн необходима синхронизация наблюдений как радиотелескопов, так и гравитационных антенн.

Ереванский государственный университет, Армения e-mail: mhayrapetyan@ysu.am daniel.baghdasaryan@gmail.com

ON THE GRAVITATION RADIATION OF COMPACT STARS

M.V.HAYRAPETYAN, D.S.BAGHDASARYAN

Some mechanisms of gravitational radiation from neutron and quark stars are considered. The amplitudes of gravitational waves from deformed star during its rotation and from oscillating star during irregular changes of rotation dynamics have been calculated. The possibility of detection of gravitational waves by operating detectors is discussed. In case of discovery of gravitational waves, from the wave form of these signals, a conclusion may be drawn about the presence of strange quark matter inside the compact stars.

Key words: gravitation radiation: neutron, quark stars

ГРАВИТАЦИОННОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ КОМПАКТНЫХ ЗВЕЗД 101

ЛИТЕРАТУРА

- 1. Л.Д.Ландау, И.М.Лифшиц, Теория поля., М., Наука, 1972.
- 2. J.M. Weisberg, J.H. Taylor, ASP Conference Series, 328, 25, 2005.
- 3. M.Burgay, N.D'Amico, A.Possenti et al., Nature, 426, 531, 2003.
- 4. С.Шапиро, С.Тьюколски, Черные дыры, белые карлики и нейтронные звезды, М., 2, 1985.
- 5. M.Zimmerman, Phys. Rev. D, 21, 891, 1980.
- 6. G.Ushomirsky, C.Cutler, L.Bildsten, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., 319, 902, 2000.
- 7. C. Cutler, Phys. Rev. D, 66, 084025, 2002.
- 8. C.J. Horowitz, Phys. Rev. D, 81, 103001, 2010.
- 9. B Knippel, A.Sedrakian, Phys. Rev. D, 79, 083007, 2009.
- 10. G. Modestino, G. Pizzella, Phys. Rev. D, 83, 062004, 2011.
- 11. Ю.Л.Вартанян, Г.С.Аджян, Астрон. ж., 54, 1047, 1977.
- 12. Д.М.Седракян, М.Бенаквиста, К.М.Шахабасян, А.А.Садоян, М.В.Айрапетян, Астрофизика, 46, 545, 2003, (Astrophysics, 46, 445, 2003).
- The LIGO Scientific Collaboration, the Virgo Collaboration, Phys. Rev. D, 91, 022003, 2015.
- 14. L.Bonanno, A.Sedrakian, Astron. Astrophys., 539, A16, 2012.
- 15. N.K. Glendenning, F. Weber, Astrophys. J., 400, 647, 1992.
- 16. Ю.Л.Вартанян, А.К.Григорян, А.А.Шагинян, Астрофизика, 58, 297, 2015, (Astrophysics, 58, 276, 2015).
- 17. M. Bejger, P. Haensel, Astron. Astrophys., 396, 917, 2002.
- 18. B. Owen, Phys. Rev. Lett., 95, 211101, 2005.
- 19. M.Mannarelli, K.Rajagopal, R.Sharma, Phys. Rev. D, 76, 074026, 2007.
- 20. R.N.Manchester, G.B.Hobs, A.Teoh, M.Hobs, Astron. J., 129, 1993, 2005.
- 21. H.J.Pletsch, L.Guillemot, B.Allen et al., Astrophys. J., 755, L20, 2012.
- 22. C.M.Espinoza, A.G.Lyne, B.W.Stappers, M.Kramer, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., 414, 1679, 2011.
- 23. *М.В.Айрапетян*, Астрофизика, 55, 273, 2012, (Astrophysics, 55, 242, 2012).



All the second sec

АСТРОФИЗИКА

TOM 59

ФЕВРАЛЬ, 2016

ВЫПУСК 1

МАГНИТНОЕ ПОЛЕ СТРАННЫХ КАРЛИКОВ

Д.С.БАГДАСАРЯН

Поступила 23 ноября 2015 Принята к печати 16 декабря 2015

Рассмотрена задача генерации магнитного поля в странной кварковой звезде вследствие дифференциального вращения сверхтекучего и сверхпроводящего кваркового ядра и нормальной электрон-ядерной коры звезды. Проведена оценка максимально возможных значений магнитного поля на поверхности различных моделей странных карликов. В зависимости от параметров конфигураций - массы *M* и радиуса *R* звезды, установлен предел 10³-10⁶ Гс. Такие значения магнитного поля могут быть дополнительным условием для идентификации странных карликов среди общирного класса наблюдаемых белых карликов.

Ключевые слова: магнитное поле: странные звезды: белые карлики

1. Введение. Гипотеза, что основным состоянием ядерного взаимодействия может быть не ⁵⁶Fe, а "странная кварковая материя", с наличием странных "s" кварков была предложена Бодмером и Виттеном [1,2]. Если гипотеза верна, то возможно существование компактных звезд, содержащих такую материю, называемых странными кварковыми звездами.

Странный карлик - это разновидность странных звезд со странным кварковым ядром и ядерной корой, толщиной в 10³-10⁴ км. Такие объекты схожи по радиусу и массе с белыми карликами - проэволюционировавшими компактными звездами с массой, не превышающей предел Чандрасскара 1.44 М. Несмотря на внешнее сходство этих двух видов звезд, существует, однако, различие их внутренних структур. Белый карлик состоит из атомных ядер, помещенных в вырожденный электронный газ. Самые плотные белые карлики имеют плотность порядка $\rho \sim 10^9$ г/см³. Иная ситуация обстоит со странными карликами. Их принято разделять на два класса [3]. Звезды первого класса содержат кварковое ядро, окруженное материей обычных белых карликов, плотность которой ниже $\rho \sim 10^9$ г/см³. Подобные объекты гидростатически стабильны с наличием или без кваркового ядра. Звезды второго класса тоже содержат кварковое ядро, окруженное материей белых карликов, максимальная плотность которых близка к плотности образования нейтронных капель $\rho \sim \rho_{drin} \sim 4.3 \cdot 10^{11} \, г/см^3$. Такие звезды гидростатически стабильны за счет наличия кваркового ядра. Учитывая обе возможности существования странных карликов, мы будем рассматривать плотности ядерной материи, окружающей кварковое ядро, в промежутке $10^9 \le 0 \le 4.3 \cdot 10^{11} \, \Gamma/cm^3$.

Вещество самого кваркового ядра состоит, в основном, из примерно равных количеств "u", "d" и "s" кварков с небольшой добавкой электронов. обеспечивающих электронейтральность[4-6]. При приближении к поверхности кваркового ядра, плотность "у" кварков уменьшается, что приводит к увеличению плотности электронов. Так как электроны связаны с кварковым ядром лишь кулоновским взаимодействием, то они могут покинуть кварковую поверхность, образуя электронную плазму, толщиной порядка 10²-10³ фм. Поэтому у поверхности странной кварковой звезды образуется тонкий заряженный слой, где напряженность электрического поля достигает значения 10¹⁷-10¹⁸ В/см [7-9]. Электрическое поле в приповерхностном заряженном слое направлено наружу, следовательно, оно может поддержать кору, состоящую из атомных ядер и вырожденных электронов (Ас-фаза). Ас-фаза не может находиться в химическом равновесии со странной кварковой материей, и связана с ней лишь гравитацией. Максимальная плотность коры ограничена плотностью образования нейтронных капель $\rho_{drap} \sim 4.3 \cdot 10^{11} \text{ г/см}^3$, так как не имеющие электрический заряд свободные нейтроны могут беспрепятственно проходить через электростатический барьер и поглощаться странной кварковой материей.

В работах [10,11] рассматривалось возникновение дифференциального вращения положительно заряженной кварковой материи и отрицательно заряженного электронного слоя за счет сверхтекучести и сверхпроводимости кварковой материи. Был рассмотрен также механизм генерации магнитного поля за счет дифференциального вращения(см. также [6]). В работе [11] было показано, что поля, генерированные данным механизмом, могут объяснить высокое значение магнитного поля у магнетаров.

Поскольку существование кварковых звезд не подтверждено наблюдательными данными, ныне проводятся теоретические исследования таких физических характеристик странных звезд, которые помогут разъяснить, какие из компактных звезд можно рассматривать как объект, содержащий странную материю. В работах [12,13] был предложен метод идентификации странных карликов среди белых карликов на основании вычислений масс и радиусов этих звезд. Было показано, что при одной и той же массе странные карлики имеют меньший радиус, т.е. более компактны, чем обычные белые карлики. Используя этот критерий, было выделено несколько объектов, которые являются кандидатами в странные карлики [13]. В настоящей статье предложен другой метод идентификации странных карликов путем вычисления магнитного поля на поверхности звезды и сравнения с наблюдаемыми значениями магнитных полей белых карликов.

Цель данной работы - оценить величину магнитного поля на поверхности странного карлика, исходя из распределения электрического потенциала в приповерхностном слое кваркового ядра. Данная оценка может быть использована для идентификации странных карликов среди белых карликов. В разделе 2 рассматривается распределение электрического поля в приповерхностном слое кваркового ядра. В разделе 3 обсуждается возможность дифференциального вращения сверхтекучей и нормальной компонент кварковой звезды и найдено распределение магнитного поля в кварковой звезде. В разделе 4 получены максимально возможные значения магнитных полей некоторых моделей странных карликов, которые сравниваются со значениями магнитных полей наблюдаемых объектов.

2. Электрическое поле у поверхности странного кваркового ядра. Как показано в работе [6], дифференциальное вращение положительно заряженного кваркового ядра и электронного слоя, связанного с корой, приводит к возникновению поверхностного тока:

$$=\frac{\sigma}{2\pi}(\Omega_{s}-\Omega_{*}), \qquad (1)$$

где

$$\sigma = \frac{E}{4\pi} \tag{2}$$

есть поверхностная плотность зарядов, E - радиальное электрическое поле на поверхности кваркового ядра, Ω_{-} - угловая скорость кварковой компоненты, Ω_{-} - угловая скорость нормальной компоненты. Положительные заряды на поверхности кваркового ядра распределены в слое порядка 15 фм [14]. Однако, следуя работе [7], рассмотрим простую модель, где заряд кваркового ядра примем равномерно распределенным по всему объему (модель Томаса-Ферми). Рассмотрим в окрестности тонкого электронного слоя плоскую геометрию кварковой звезды, в которой кварковое ядро занимает полупространство z < 0, электронный слой область $0 < z \le z_e$, а кора звезды - полупространство z > ... Для определения электрического поля на поверхности кваркового ядра необходимо решить уравнение Пуассона для потенциала φ , которое в вышеуказанных областях имеет вид [7,11]:

$$\frac{d^{2} \varphi}{dz^{2}} = \begin{cases} -4\pi \rho_{correc} = \frac{4\alpha^{2}}{3\pi} \frac{1}{\hbar c} (\varphi^{3} - \varphi^{3}_{q}), & z \le 0 \\ -4\pi \rho_{el} = \frac{4\alpha^{2}}{3\pi} \frac{1}{\hbar c} \varphi^{3}, & 0 < z \le z_{e} \\ -4\pi \rho_{creat} = \frac{4\alpha^{2}}{3\pi} \frac{1}{\hbar c} (\varphi^{3} - \varphi^{3}_{cr}), & z > z_{e} \end{cases}$$
(3)

где $\alpha = e^2/\hbar c \approx 1/137$ - постоянная тонкой структуры, ρ_{core} , ρ_{el} , ρ_{crust} - объемные плотности зарядов в кварковом ядре, электронном слое и коре

105

звезды, а φ_q и φ_{cr} определяются через плотности кварков n_u , n_s в ядре и ионов n в коре, соответственно, следующим образом:

$$\varphi_{d}^{1} = \pi^{2} \left(\frac{hc}{c} \right)^{2} \left(2n_{u} - n_{d} - n_{z} \right) \approx 3\pi^{2} \left(\frac{hc}{c} \right)^{2} n_{v} , \qquad (4)$$

$$\varphi_{er}^{3} = 3\pi^{2} \left(\frac{hc}{e} \right)^{3} (Zen_{e}) \approx 3\pi^{2} \left(\frac{hc}{e} \right)^{3} n_{e} .$$
 (5)

Заметим, что $e \phi_q$ и $e \phi_{cr}$ представляют собой, соответственно, фермиимпульс электронов в кварковом ядре и на основании коры. Следовательно, граничные условия уравнения (3) будут:

$$\varphi(z \to -\infty) = \varphi_q , \quad \varphi(z \to +\infty) = \varphi_{cr} , \quad \varphi_{z=0} = \varphi|_{z=z_0} ,$$

$$\frac{d\varphi}{dz}\Big|_{z=-0} = \frac{d\varphi}{dz}\Big|_{z=z_0}, \quad \varphi|_{z=z_0-0} = \varphi|_{z=z_0+0}, \quad \frac{d\varphi}{dz}\Big|_{z=z_0-0} = \frac{d\varphi}{dz}\Big|_{z=z_0+0}$$
(6)

Для оценки значений $e\phi_q$ и $e\phi_{cr}$ необходимо знать плотности электронов в странном кварковом ядре и в коре звезды. Расчеты уравнения состояния странной кварковой материи [15] показывают, что плотность электронов составляет примерно $10^{5}-10^{4}$ часть плотности барионов. Тогда, как и в работе [7], можем принять $e\phi_q \approx 20$ МэВ. Плотность электронов в коре странной звезды можно получить из условия динамического равновесия плазмы коры по отношению к прямым и обратным β переходам [16]. Тогда при значении плотностей от $10^{9} < \rho < 4.3 \ 10^{11} \text{ г/см}^{3}$, для потенциала в коре примем значение $e\phi_{cr} \approx 4-10$ МэВ. Результат численного интегрирования уравнения (3) с граничным условием (6) представлен на рис.1.



Рис.1. Зависимость потенциальной энергии электронов $V(z) = e \phi$ от расстояния до поверхности кваркового ядра для различных значений энергии в коре звезды: $e \phi_{-} = 10$ МэВ (1), 7 МэВ (2), 4 МэВ (3). Пунктиром выделены границы электронного слоя и коры.

Согласно рис.1, ширина электронного слоя между кварковым ядром и корой звезды порядка $z_e \approx 10^2 - 10^3$ фм. Из-за быстрого изменения потенциала в узком электронном слое, в нем образуется электрическое поле порядка $5 \cdot 10^{17}$ В/см. Зависимость электрического поля от расстояния кваркового ядра представлена на рис.2.



Рис.2. Зависимость электрического поля E(z) от расстояния до поверхности кваркового ядра для различных значений энергии в коре звезды $z_{0,z} = 10$ МэВ (1), 7 МэВ (2), 4 МэВ (3).

Как показано в работах [9,14], при учете β -распада околоповерхностных кварков, электрическое поле может возрасти до порядка 10^{18} В/см. Имея значение электрического поля на поверхности кваркового ядра, можно вычислить поверхностную плотность зарядов и поверхностную плотность тока по формулам (1) и (2) при заданной разнице угловых скоростей сверхтекучего ядра и нормальной коры $\Omega_n - \Omega_n$.

3. Генерация и распределение магнитного поля в кварковой звезде. Теперь рассмотрим условия возникновения дифференциального вращения между сверхтекучей кварковой компонентой и нормальной электронной компонентой. В кварковом ядре, при температуре ниже критической температуры $T_c \approx 50$ МэВ и при плотностях $\rho >> \rho_0$ формируется "CFL"-фаза кваркового вещества [17], состоящая из одинакового количества "и", "d" и "s" кварков, а электроны полностью отсутствуют. Сверхтекучее и сверхпроводящее состояние "CFL"-фазы состоит из спаривающихся безмассовых "и", "d" и "s" кварков всех трех цветов. Только вблизи границы кваркового ядра, где плотность "s" кварков уменьшается, появляется электронная плазма. В работе [18] на основании топологического и теоретико-группового анализа свободной энергии Гинзбурга-Ландау для "CFL"-фазы были найдены новые неабелевские сверхтекучие и сверхпроводящие вихри M_i , обладающие одновременно

Д.С.БАГДАСАРЯН

квантованным механическим моментом и квантованным магнитным потоком, плотность которых пропорциональна угловой скорости вращения кварковой материи $\Omega_{\rm s}$:

$$n = \frac{2\Omega_{\circ}}{\chi}, \quad \chi = \frac{\pi\hbar}{m_R}.$$
 (7)

где χ - квант циркуляции сверхтекучих вихрей M_1 , m_p - масса бариона. Из уравнения (7) следует, что при замедлении кваркового ядра, т.е. при $\Omega_1 < 0$, плотность сверхтекучих вихрей M_1 уменьшается. Это приводит к радиальному движению вихрей наружу. Поскольку вихри обладают магнитным моментом, то электроны нормальной компоненты будут рассеиваться на магнитном поле вихря M_1 . Таким образом, можно считать, что движение сверхтекучих вихрей M_1 сопровождается "трением" со стороны нормальной компоненты звезды. Заметим, что похожая ситуация возникает и при вращении нейтронной звезды. В работе [19] были рассмотрены уравнения динамики вращения двухкомпонентной нейтронной звезды, решения которых можно применить для исследования вращения кварковой звезды. Для стационарного значения $\Delta \Omega = \Omega_1 - \Omega_2$, имеем:

$$\Delta\Omega_{\mu} = \Omega_{\mu} \frac{\epsilon_0}{\tau}, \qquad ($$

8)

где

$$\tau_0 = \frac{1}{2k\Omega_s}, \quad k = \frac{\chi\rho_s/\eta}{1 + (\chi\rho_s/\eta)^2}$$
(9)

τ - есть возраст кварковой звезды, η - коэффициент трения вихря с нормальной компонентой, ρ, - плотность сверхтекучей материи.

Рассмотрим кварковую звезду радиуса R, имеющую сферическое ядро радиуса a, состоящее из цветового сверхпроводящего кваркового вещества. Ядро окружено нормальной компонентой, состоящей из электронного слоя и коры с общей толщиной R-a. Дифференциальное вращение сверхтекучего кваркового ядра и нормальной компоненты приводит к генерации магнитного поля. За счет вращения в CFL-фазе кваркового вещества цветовой заряд кварков генерируст также глюомагнитное поле. Магнитное и глюомагнитное поля можно описывать вектор-потенциалами A(r, 9) и $A_8(r, 9)$, которые определяются из уравнений Гинзбурга-Ландау [17,19-22]:

$$\lambda^2 \operatorname{rot} \operatorname{rot} A + \sin^2 \alpha A = f \sin \alpha + \sin \alpha \cos \alpha A, \qquad (10)$$

$$\lambda^2 \operatorname{rot} \operatorname{rot} A_8 + \cos^2 \alpha A_8 = -f \cos \alpha + \sin \alpha \cos \alpha A, \qquad (11)$$

где глубина проникновения λ, и угол "смещения" магнитного и глюомагнитного полей определенны в работах [10,23]. Так как кварковое вещество в CFL-фазе есть сверхпроводник второго рода, то магнитное и глюомагнитное поля могут проникать в кварковое ядро посредством квантовых вихрей. Решая уравнения (10) и (11) для $A(r, \vartheta)$ и $A_8(r, \vartheta)$, и учитывая известную связь магнитного поля и вектор-потенциала $\overline{B} = \operatorname{rot} A$, получаем для компонент магнитного поля в кварковой фазе, т.е. при $r \leq a$:

$$B_{\pi}^{q} = \left[\frac{2M_{\varphi}(r)}{r} + 2\operatorname{crg}^{2}\alpha \frac{M_{\varphi}(a)}{a} + \frac{2c_{0}}{\sin\alpha}\right]\cos\vartheta,$$

$$B_{\vartheta}^{q} = -\left[\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}\left(rM_{\varphi}(r)\right) + 2\operatorname{crg}^{2}\alpha \frac{M_{\varphi}(a)}{a} + \frac{2c_{0}}{\sin\alpha}\right]\sin\vartheta,$$
(12)

где $M_{\omega}(r)$ определяется следующим выражением:

$$M_{\varphi}(r) = \frac{c_1}{r^2} \left[sh \frac{r}{\lambda_g} - \frac{r}{\lambda_g} ch \frac{r}{\lambda_g} \right]$$
(13)

с, и с, - константы интегрирования.

Магнитное поле в нормальном электронном слое $a < r < a + z_e$ найдено в работах [10,22] и имеет вид:

$$B_r^{a} = \left[\frac{2A_{\varphi}^{a}(r)}{r} + B\right]\cos\Theta, \quad B_{\vartheta}^{n} = -\left[\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}\left(rA_{\varphi}^{n}(r)\right) + B\right]\sin\Theta, \quad (14)$$

где *B* - будет характеризовать среднее значение магнитного поля в этом слое. В коре кварковой звезды, т.е. в области $a + z_e < r < R$ магнитное поле дипольное и имеет вид:

$$B_r^c = \frac{2M}{r} \cos \vartheta, \quad B_\vartheta = -\frac{M}{r^3} \sin \vartheta, \tag{15}$$

где М - полный магнитный момент вращающегося кваркового ядра.

Определяя константы, входящие в решение (12), (14), (15) из условия непрерывности компонент магнитного поля на поверхности кваркового ядра r = a: $B_r^q(a) = B_r^n(a)$; $B_{\Phi}^q(a) = B_{\Phi}^n(a)$ и на границе электронного слоя и коры звезды $r = a + z_e \approx a$: $B_r^n(a) = B_r^c(a)$, окончательно получим для магнитного поля в кварковом ядре $r \le a$:

$$B_r^q = \frac{2c_0}{\sin\alpha}\cos\vartheta = \frac{2M}{a^3}\cos\vartheta, \quad B_{\Phi}^q = -\frac{2c_0}{\sin\alpha}\sin\vartheta = -\frac{2M}{a^3}\sin\vartheta.$$
(16)

Поле в нормальном электронном слое $a \le r \le a + z_e$ приобретает вид:

$$B_{r}^{n} = (2c_{2} + B)\cos\vartheta = B_{r}^{q}, \quad B_{\vartheta}^{n} = -(2c_{2} + B)\sin\vartheta = B_{\vartheta}^{q}.$$
(17)

И, наконец, поле вне ядра определяется формулами (15), и как следует из этих формул, значения внешнего магнитного поля на полюсе и на экваторе звезды равны:

Д.С.БАГДАСАРЯН

$$B_{p}^{ext} = \frac{2M}{R^{3}} = B^{q} \left(\frac{a}{R}\right)^{3}, \quad B_{e}^{ext} = \frac{M}{R^{3}} = \frac{B^{q}}{2} \left(\frac{a}{R}\right)^{3}.$$
 (18)

Таким образом, среднее магнитное поле кваркового ядра и магнитное поле на поверхности звезды полностью определяются заданием полного магнитного момента M ядра, который равняется $B^{q}a^{3}/2$.

4. Модели странных карликов и их магнитные моменты. Странную кварковую материю можно описать тремя феноменологическими параметрами - постоянной B уравнения состояния МІТ, постоянной кваркглюонного взаимодействия α_c и массой странного кварка m_j [12]. Существование самоудерживающихся странных карликов возможно при определенных значениях этих параметров. Основные характеристики странных карликов изучались в работах [3,12,13]. Используя результаты этих работ, можно рассчитать полный магнитный момент M странного кваркового ядра. Сначала заметим, что магнитный момент направлен по оси вращения звезды, следовательно отлична от нуля только *z*-компонента вектора M, которую мы уже обозначили через M. Величину M можно определить из граничного условия тангенциальной компоненты магнитного поля на поверхности ядра. Действительно, это условие имеет вид:

$$B_{\vartheta}^{*}(a) - B_{\vartheta}^{*}(a) = \frac{4\pi}{c} i^{*}, \qquad (19)$$

где г - выражается через плотность поверхностного тока г заданной формулой (1), следующим образом:

$$i' = i 2\pi a \sin \vartheta = \sigma (\Omega_s - \Omega_n) a \sin \vartheta.$$
⁽²⁰⁾

Подставляя 9-компоненты магнитных полей и выражение (20) для *i*' в условие (19), получим формулу, определяющую *M*:

$$M = \frac{4\pi\sigma}{3c} a^4 (\Omega_s - \Omega_n).$$
 (21)

Здесь $4\pi\sigma = E$ - есть электрическое поле, образованное в двойном заряженном слое на поверхности звезды. Учитывая это, формула (21) примет вид:

$$M = \frac{Ea^*}{3c} \Delta \Omega. \tag{22}$$

Для магнитного поля на поверхности звезды получим:

$$B^{\rm err} \sim \frac{M}{R^3} = \frac{Ea^*}{3cR^3} \Delta \Omega \,. \tag{23}$$

Для оценки максимально возможных значений B^{ext} , примем для Ω_s максимально возможное значение угловой скорости вращения голых кварковых звезд, т.е. $\Omega_s \sim 10^4$ рад/с [24]. Угловой скоростью нормальной компоненты Ω_s можно пренебречь, так-как в качестве ее значения можно взять угловые

110
скорости, характерные для белых карликов, которые порядка 10^{2} - 10^{3} рад/с, следовательно $\Delta\Omega \approx \Omega_{s} \sim 10^{4}$ рад/с. Такие значения $\Delta\Omega$ реализуются при достаточно малых значениях коэффициента трения $\eta \sim 10^{-8}$ г/см с, соответствующего слабой связи вихрей и электронов из-за малых размеров приповерхностного электронного слоя порядка 15 фм [14]. В уравнении (23) для электрического поля примем значение $E \sim 10^{18}$ B/см $\sim 3 - 10^{15}$ CGSE. С учетом вышеприведенных значений, рассчитаем максимальные значения магнитных полей для конфигураций, приведенных в работе [12]. Результаты расчетов показаны в табл.1.

Таблица 1

ρ _{crust} , г/см ³	Mary / Mo	M/M _®	R _{core} , KM	<i>R</i> , км	<i>В_{таз},</i> кГс
4.3 10 ¹¹	0.01405	0.9646	2.561	2347	110
4.3 10 ¹¹	0.01732	0.7232	2.745	5280.7	13
10 ¹⁰	0.00133	1.0145	1.170	2289.9	5
10 ¹⁰	0.00303	0.7938	1.538	5136.1	1.4
109	0.00080	0.7625	1.005	5519.5	0.2

ИНТЕГРАЛЬНЫЕ ПАРАМЕТРЫ СТРАННЫХ КАРЛИКОВ

р_{стип} плотность коры, *М* и *М*_{сот} - соответственно массы звезды и кваркового ядра, *M*_☉ - масса Солнца, - радиус кваркового ядра, *R* - радиус звезды [12], - максимальное значение магнитного поля на поверхности звезды.

Как видно из табл.1, максимальные значения магнитных полей могут достигать $\sim 10^3$ - 10^5 Гс. В работе [13] было выбрано 7 объектов из числа белых карликов, рассматриваемых как кандидаты в странные карлики. В работах [25-27] приведены магнитные поля для 5-ти из этих объектов. Названия, массы и наблюдаемые значения магнитных полей этих 5-ти объектов представлены в табл.2.

Таблица 2

НАБЛЮДАЕМЫЕ ПАРАМЕТРЫ КОМПАКТНЫХ ОБЪЕКТОВ, ПРЕДЛОЖЕННЫХ В РАБОТЕ [13] КАК КАНДИДАТЫ В КВАРКОВЫЕ ЗВЕЗДЫ

Номер звезды	Название звезды	M/M _o	В, кГс
WD 1134+300	GD 140	0.79	0.6
WD 0644+375	EG 50	0.5	5
WD 0148+467	GD 279	0.44	6
WD 2007-303	LTT 7987	0.44	<10
WD 1337+705	G 238-44	0.42	17

M и M_{\odot} - соответственно массы звезды и Солнца B - среднее магнитное поле на поверхности [25-27]. Как видно из расчетных значений магнитных полей, приведенных в табл.1, предложенный нами механизм генерации магнитного поля может объяснить наблюдаемые значения магнитных полей, приведенных в табл.2.

Были наблюдены белые карлики, значения магнитных полей которых выше 10⁵ Гс [28]. Отметим, что предложенный нами механизм генерации магнитных полей не может объяснить столь высокие значения полей белых карликов.

Ереванский государственный университет, Армения e-mail: daniel.baghdasaryan@gmail.com

MAGNETIC FIELD OF STRANGE DWARFS

D.S.BAGHDASARYAN

The problem of generation of magnetic field in the strange quark star due to differential rotation between superfluid and superconducting quark core and normal electron-nucleus crust is considered. The maximum possible values of magnetic field on the surface various models of strange stars have been estimated. Depending on configuration parameters - mass M and radius R of the star, the limit of 10^3 - 10^5 Gs has been established. Such values of magnetic field may be an additional condition for identification of strange dwarfs among the large class of observed white dwarfs.

Key words: magnetic field: strange stars: white dwarfs

ЛИТЕРАТУРА

- 1. A R. Bodmer, Phys. Rev. D, 4, 160, 1971.
- 2. E. Witten, Phys. Rev. D, 30, 272, 1984.
- 3. N.K. Glendenning, Ch. Kettner, F. Weber, Astrophys. J., 450, 253, 1995.
- 4. F. Weber, Progres in Partical and Nuclear physics, 54, 193, 2005.
- 5. N.K. Glendenning, F. Weber, Astrophys. J., 400, 647, 1992.
- R.P.Negreiros, I.N.Mishutin, S.Schramm, F.Weber, Phys. Rev. D, 82, 103010, 2010.
- 7. C.Alcock, E.Farhi, A.Olinto, Astrophys. J., 310, 261, 1986.
- 8. Ch. Kettner, F. Weber, M.K. Weigel, N.K. Glendenning, Phys. Rev. D, 51,

1440, 1995.

- 9. V. Usov, Phys. Rev. D, 70, 067301, 2004.
- 10. Д.М.Седракян, М.В.Айрапетян, Д.С.Багдасарян, Астрофизика, 58, 235, 2015, (Astrophysics, 58, 216, 2015).
- 11. Д.М. Седракян, М.В.Айрапетян, Д.С.Багдасарян, Астрофизика, 58, 571, 2015, (Astrophysics, 58, 486, 2015).
- 12. Ю.Л.Варданян, А.К.Григорян, Т.Р.Саркисян, Астрофизика, 47, 223, 2004, (Astrophysics, 47, 189, 2004).
- 13. G.J.Mathews, I.S.Suh, B.O'Gorman et al., J. Phys. G, 32, 1440, 1995.
- 14. Г.С.Аджян, С.Г.Аджян, Астрофизика, 48, 139, 2005, (Astrophysics, 48, 111, 2005)
- 15. Г.С.Аджян, А.Г.Алавердян, Астрофизика, 57, 601, 2014, (Astrophysics, 57, 559, 2014).
- 16. Г.С. Саакян, Физика нейтронных звезд, Ереван, 1998.
- 17. M.Alford, A.Schmitt, K.Rajagopal, T.Schafer, Rev. Mod. Phys., 80, 1455, 2008.
- 18. A.P.Balachandran, S.Digal, T.Matsuura, Phys. Rev., D, 73, 074009, 2006.
- 19. Д.М. Седракян, М.В. Айрапетян, А.А. Садоян, Астрофизика, 46, 249, 2003, (Atrophysics, 46, 217, 2003).
- 20. D.M.Sedrakian, D.Blaschke, Astrophysics, 45, 166, 2002.
- 21. K. Iida, G. Baym, Phys. Rev. D, 66, 014015, 2002.
- 22. K.lida, Phys. Rev. D, 71, 054011, 2005.
- 23. Д.М. Седракян, К.М. Шахабасян, М.К.Шахабасян, Астрофизика, 50, 87, 2007, (Astrophysics, 50, 65, 2007).
- 24. E. Gourgoulhon, P. Haensel, R. Livine et al., Astron. Astrophys., 349, 851, 1999.
- D. Koester, S. Dreizler, V. Weidemann, N.F. Allard, Astron. Astrophys., 338, 612, 1998.
- S.Jordan, R. Aznar Cuadrado, R.Napiwotzki, H.M.Schmid, S.K.Solanki, 15'th European Workshop on White Dwarfs ASP Conference Series. 372, 169, 2007.
- 27. G.D.Schmidt, P.S.Smith, Astrophys. J., 448, 305, 1995.
- 28. L. Ferrario, D. de Martino, B.T. Gansicke, Space Sci. Rev., 191, 111, 2015.



АСТРОФИЗИКА

TOM 59

ФЕВРАЛЬ, 2016

ВЫПУСК 1

СРАВНИТЕЛЬНЫЙ АНАЛИЗ ЦИКЛОВ АКТИВНОСТИ АТМОСФЕР СОЛНЦА И ЗВЕЗД СОЛНЕЧНОГО ТИПА

Е.А.БРУЕВИЧ, В.В.БРУЕВИЧ, Е.В.ШИМАНОВСКАЯ Поступила 8 ноября 2015

Принята к печати 16 декабря 2015

Проведен анализ атмосферной активности Солнша и звезд солнечного типа с использованием наблюдений НК-проект на обсерватории Mount Wilson, California and Carnegie Planet Search Program на обсерваториях Кеск и Lick, а также Magellan Planet Search Program на обсерватории Las Campanas. Показано, что циклическая активность звезд, аналогичная 11 летней солнечной активности, различается для звезд спектральных классов F, G и K: становится наиболее выраженной у звезд класса К. Сравнительный анализ звезд солнечного типа с разным уровнем хромосферной и корональной активности подтвердил, что Солнце принадлежит к звездам с относительно низким уровнем хромосферной активности и среди этих звезд выделяется минимальным уровнем коронального излучения и минимальными вариациями потоков излучения фотосферы.

Ключевые слова: Солнце: атмосфера: звезды солнечного типа: циклы активности: звезды: НК-проект

1. Введение. Магнитная активность Солнца и звезд солнечного типа свидетельствует о наличии сложных электромагнитных и гидродинамических процессов в их атмосферах. Известно, что вариации как полного потока, так и потока в отдельных линиях, являются циклическим процессом для Солнца и для звезд (см., например, [1-4]). Хотя в среднем цикл солнечной активности длится около 11 лет, бывают циклы длиной от 9 до 14 лет. Средние значения также меняются на протяжении столетий. Так, в XX в. средняя длина цикла составила 10.2 года, [5,6].

На основе наблюдений звезд - аналогов Солнца в рамках программы НК-проект на обсерватории Mount Wilson были достоверно обнаружены циклы активности и у звезд. Длительности циклов хромосферной активности, определенные для 50 звезд спектральных классов F, G и K, составляют от 7 до 20 лет. Программа НК-проект, начатая О.Вилсоном в 1965г., продолжается по настоящее время. Она является одной из наиболее эффективных программ по изучению активности солнечного типа среди звезд, [1,7]. В настоящее время существуют несколько баз данных, охватывающих тысячи звезд с измеренными потоками в хромосферных линиях Call [8-12]. К сожалению, только для нескольких десятков звезд известны периоды циклов магнитной активности [1,3,7,10]. В настоящей работе одновременно проанализированы данные из трех программ наблюдений звезд солнечного типа с известными значениями S-индекса - параметра, характеризующего уровень хромосферной активности звезд:

1. НК-проект - программа обсерватории Mount Wilson, в которой дано определение S-индекса, ставшего впоследствии стандартной характеристикой уровня хромосферной активности, см. [1,7]. С этим значением S-индекса сравнивались и по нему калибровались последующие программы наблюдения звезд с активными хромосферами.

2. Программа California and Carnegie Planet Search Program, включающая в себя наблюдения около 1000 звезд на обсерваториях Кеск и Lick в хромосферных эмиссионных линиях Н и К Call. S-индексы этих звезд определялись в системе Mount Wilson, см. [8]. На основе этих измерений с использованием общих параметрических моделей были рассчитаны медианные уровни активности, возраст и периоды вращения для 1228 звезд, причем для ~1000 из этих звезд значения S-индекса прежде не публиковались.

3. Программа Magellan Planet Search Program, проводимая на обсерватории Las Campanas и включающая в себя измерения хромосферной активности 670 звезд Главной последовательности спектральных классов F, G, K и M, наблюдаемых в южном полушарии. S-индексы этих звезд также приведены к системе Mount Wilson [9].

Цель нашей работы заключается в следующем:

 изучение места Солнца среди звезд солнечного типа с различными уровнями хромосферной и корональной активности;

 сравнительный анализ хромосферной, корональной и циклической активности Солнца и звезд солнечного типа.

2. Место Солнца среди звезд солнечного типа с различными уровнями хромосферной и корональной активности. На рис.1 Солнце и звезды из разных выборок представлены на диаграмме Герпппрунга-Расселла. Приведены ~1000 звезд солнечного типа из работы [8], наблюдавшиеся в рамках программы California and Carnegie Planet Search Program (полые кружки); 660 звезд солнечного типа из работы [9], наблюдавшиеся в рамках программы Magellan Planet Search Program (звездочки) и 110 звезд солнечного типа и Солнце, наблюдавшиеся в рамках Моиnt Wilson НК-проекта из работы [1] (закрашенные кружки). Сплошная линия соответствует начальной Главной последовательности (ZAMS) на диаграмме Гершипрунга-Расселла: абсолютная звездная величина - показатель цвета.

Звезды, близкие к начальной Главной последовательности на рис.1, являются самыми молодыми среди всех остальных представленных звезд: возраст около 10^8 - $10^{8.5}$ лет. Чем старше звезда, тем выше она находится над этой линией. Возраст звезд, представленных на рис.1, находится в диапазоне от 10^8 до 10^{10} лет. Кроме того, на рис.1 можно заметить существенное отклонение некоторых звезд от Главной последовательности, которое связано с тем, что наблюдатели частично включали в программы поиска планет определенное количество субгигантов с большими значениями M_{ν} Мы не учитываем субгиганты при анализе хромосферной и корональной активности.



Рис.1. Солнце среди звезд солнечного типа из разных наблюдательных программ на диаграмме Герципрунга-Расселла.

Конвективные движения в подфотосферных слоях Солнца возбуждают в атмосфере различного рода гидродинамические волны. Поток энергии этих волн ослабевает с высотой сравнительно медленно, и сочетание быстрого уменьшения плотности вещества и медленного ослабления потока энергии волн, эффективно поглощаемых этим веществом, приводит к росту температуры. В результате на Солнце имеет место сравнительно узкая по высоте - около 100 км - область температурного минимума, над которой и начинается хромосфера. Эмиссионные линии, обнаруженные на спектрограммах при наблюдениях ярких звезд солнечного типа, возникают на разных уровнях звездной атмосферы - от нижней хромосферы до переходной зоны между хромосферой и короной. Анализ этих линий показал, что звезды солнечного типа (F-G-K) имеют практически такую же

хромосферу, как Солнце, а хромосферы активных красных карликов (М) существенно мощнее солнечной хромосферы, [13]. Систематические изменения преобладающих явлений солнечной активности вдоль Главной последовательности обусловлены сменой преобладающих явлений активности. Так, у F и части G-звезд преобладает более высокая, но менее регулярная, чем у Солнца, активность. G и K-звезды характеризуются устойчивыми циклами, а красные М-карлики - нерегулярными вспышками, [14].

На рис.2 показано как звезды с различным уровнем хромосферной активности распределены по спектральным классам. Видно, что S-индексы, характеризующие хромосферную активность звезд, сильно различаются. Для звезд спектрального класса F S-индекс варьируется от 0.13 до 0.3, для звезд класса G - от 0.13 до 0.5, а для звезд класса K - от 0.13 до 0.6-0.7. Согласно [10], средние уровни хромосферной активности (соответствующие S-индексу Mount Wilson) у звезд спектрального класса F выше, чем у G-звезд. С другой стороны, у звезд спектральных классов K и M средние уровни хромосферной активности также выше, чем у G-звезд.



Рис.2. Хромосферная активность звезд спектральных классов F, G, K и M по данным трех программ наблюдений.

Для более крупной выборки из 2600 звезд из программы California Planet Search Program была определена нижняя огибающая уровня хромосферной активности S_{BL} - *S*-индекс Базового Уровня (Basic Level) как функция показателя цвета (*B*-*V*) и ее аппроксимация полиномом [10].

Зависимость S_{BL} показана на рис.2 сплошной линией. Для звезд, имеющих показатель цвета 0.4 < B - V < 1.0, базовый уровень S_{BL} практически постоянен (примерно равен 0.13), а для звезд с 1.0 < B - V < 1.6 базовый уровень S_{BL} начинает плавно расти от 0.13 до 0.6. В работе [10] предполагается, что этот рост S_{BL} связан с уменьшением потока в континууме для более красных звезд, так как S-индекс определяется как отношение эмиссии H и K CaII к близлежащему континууму. По местоположению Солнца на рис. 2 видно, что уровень его хромосферной активности несколько ниже среднего уровня хромосферной активности звезд Главной последовательности.

В звездах солнечного типа, относящихся к поздним спектральным классам, рентгеновское излучение генерируется высокотемпературной плазмой звездных корон [15]. Связь между вращением звезды и рентгеновской светимостью L_x впервые была обнаружена и описана в [16]. На рис.3 показана зависимость отношения рентгеновской светимости к болометрической L_x/L_{bol} от периода вращения P_{rol} для 824 звезд из [17] и 80 звезд из НК-проекта по данным из каталога ROSAT All-Sky Survey (0.1-2.4 кэВ), которые приведены в [18]. Рентгеновские светимости звезд из каталога [17] определены для того же диапазона 0.1 - 2.4 кэВ, что и рентгеновские светимости звезд из каталога ROSAT.

Из рис.3 видно, что существуют два основных режима корональной активности: линейный, в котором активность растет с уменьшением периода вращения, и режим насыщения, в котором отношение рентгеновской



Рис.3. Отношение ренттеновской светимости к болометрической в зависимости от периода вращения.

светимости к болометрической остается постоянным: $\log(L_x/L_{hol}) = -3.13$.

Звезды НК-проекта, не являющиеся достаточно молодыми и активными, относятся к звездам с линейным режимом на рис.3. При этом Солнце подтверждает свое уникальное место среди звезд солнечного типа: оно характеризуется самым низким уровнем L_{χ}/L_{bol} среди всех рассмотренных звезд.

Известно, что в течение 11-летнего цикла активности вариации потока излучения солнечной фотосферы очень малы, не более 0.2%. Очевидно, что вариации потока излучения фотосферы Солнца и звезд связаны с вариациями площади пятен на диске. В [14,19] приводятся оценки доли относительной площади, занимаемой пятнами (S) на поверхности Солнца и звезд. Эта величина меняется в диапазоне от 0.2% (Солнце) до 2-3% у звезд НК-проекта (F-G-K спектральных классов). У сильно запятненных звезд (M-звезд), изученных в [20-22], S доходит до 10-15%.

Анализ временных рядов наблюдении потоков от фотосфер и хромосферной эмиссии в линиях Call для звезд-аналогов Солнца, показал наличие устойчивой эмпирической корреляционной зависимости между средним уровнем хромосферной активности и переменностью в фотосферном континууме, см. [23]. Как правило, более активные звезды демонстрируют более высокий уровень переменности потока в фотосферном континууме. При этом переменность Солнца в фотосферном континууме оказалась значительно ниже, чем ожидалось в соответствии с его уровнем хромосферной активности. В [23] предполагается, что на более длительном временном масштабе (сотни лет) положение Солнца на диаграмме, связывающей переменности потоков от фотосфер в зависимости от хромосферной активности, не останется постоянным, и со временем количественные характеристики переменности потоков в фотосферном континууме могут прийти в соответствие с этой эмпирической зависимостью. Однако в настоящее время мы видим, что Солнце подтверждает свое уникальное место среди звезд с активностью солнечного типа: вариации потоков солнечной фотосферы необыкновенно малы.

3. Циклическая активность звезд НК-проекта. Как можно заметить, среди баз данных наблюдений звезд солнечного типа с известными значениями S-индекса отбор звезд в НК-проекте был выполнен специально для изучения звезд, являющихся ближайшими аналогами нашего Солнца. Это одиночные звезды с массами, близкими к солнечной, принадлежащие Главной последовательности. Близкие двойные системы были исключены из этой программы. Более того, в отличие от различных программ поиска планет программа НК-проект обсерватории Mount Wilson была специально разработана для изучения циклической активности солнечного типа у F, G и K-звезд. Результаты проведенных в рамках НК-проекта совместных наблюдений потоков излучения и периодов вращения дали возможность впервые в звездной астрофизике обнаружить вращательную модуляцию наблюдаемых потоков [24]. Это означало, что на поверхности звезды имеются неоднородности, которые существуют и эволюционируют в течение нескольких периодов вращения звезды вокруг своей оси. Кроме того, эволюция периодов вращения звезд ясно указывала на существование дифференциального вращения звезд, аналогичных дифференциальному вращению Солнца.

Эволюция активных областей на поверхности звезды во временном масштабе порядка 10 лет определяет циклическую активность, аналогичную солнечной. В [1] для 111 звезд НК-проекта были рассчитаны периодограммы для определения длительности циклов в случае, когда циклическая активность была обнаружена. Значимость высоты самого высокого пика периодограммы оценивалась по методу построения периодограмм Ломба-Скаргла [25] с помощью функции FAP (False Alarm Probability). Звезды с циклами классифицировались следующим образом: если для рассчитанного периода цикла $P_{cyc} \pm \Delta P$ функция FAP <10⁻⁹, то звезда относится к классу "Good"; если 10⁻⁵ < FAP <10⁻², то звезда относится к классу "Fair"; если 10⁻² < FAP <10⁻¹, то звезда относится к классу "Poor".

Для 50 из 111 звезд НК-проекта с разным уровнем надежности были найдены регулярные циклы, периоды которых P меняются в диапазоне от 7 до 20 лет. При этом циклической активностью класса "Excellent" среди этих 50 звезд с циклами обладают всего 12 звезд и Солнце, циклической активностью класса "Good" - 8 звезд. Следует отметить, что звезды классов "Excellent" и "Good", характеризующиеся малой величиной FAP < 10⁻⁵, по определению имеют очень стабильные значения величин периодов циклической активности P. Нестабильная цикличность при FAP > 10⁻² характеризует звезды, как принадлежащие к классам "Fair", "Poor" и к классу звезд без выявленной цикличности – "Var".

В [2] представлены результаты 4-летних прямых наблюдений циклов магнитной активности для 19 звезд солнечного типа, относящихся к спектральным классам F, G, K. Звезды из этой выборки имеют массы от 0.6 до $1.4 M_{\odot}$ (массы Солнца) и периоды вращения от 3.4 до 43 дней. Наблюдения проводились с помощью спектрополяриметра NARVAL (Pic du Midi, France) в 2007-2011гг. По результатам этих прямых наблюдений у 17 звезд из 19 была обнаружена цикличность, аналогичная солнечным квазидвухлетним циклам. Было показано, что для звезд т Воо и HD 78366 (входящих также в выборку HK-проекта обсерватории Mount Wilson) также наблюдаются циклы с периодами от 2 до 3 лет, аналогичные

солнечным квазидвухлетним. В работе [1], где цикличность определялась с помощью периодограмм Ломба-Скаргла, этих циклов, аналогичных квазидвухлетним солнечным у звезд τ Воо и HD 78366 обнаружено не было. Этот факт можно объяснить, если провести аналогию с солнечными циклами: квазидвухлетние циклы характеризуются (1) - нестабильностью периода и (2) - относительно малой вариацией амплитуды в цикле. Амплитуда переменности излучения в квазидвухлетних циклах в случае Солнца на порядок меньше амплитуды переменности основного 11-летнего цикла. В работе [2] предполагается, что если бы период их спектрополяриметрических наблюдений был достаточно длительным, были бы подтверждены также и циклы на 11-летней временной шкале, наблюдаемые у звезд τ Воо и HD 78366 на Mount Wilson.

Для звезд солнечного типа, относящихся к спектральным классам F, G и K, согласно наблюдениям орбитальной обсерватории Kepler, также были найдены "более короткие" циклы хромосферной активности с периодами около двух лет [12,26]. В работе [3] "короткий" цикл (аналогичный квазидвухлетнему солнечному) был определен для звезды EI Eri, его длительность равна 2.7 года.

Как оказалось, распределение звезд с циклами по классам "Excellent", "Good", "Fair" и "Poor" играет важную роль: звезды со стабильными



Рис.4. Звезды НК-проекта, по наблюдениям 1969-1994гг.: зависимость величины Sиндекса от показателя цвета (*B* - *V*). Сплошная линия - линейная регрессия (1), звезды "Excellent" + "Good" - закрашенные кружки, звезды "Fair" + "Poor" - треутольники, звезды без циклов - полые ромбы. циклами "Excellent" и "Good" и звезды с нестабильными циклами "Fair" и "Poor" относятся к разным группам на диаграммах зависимостей Sиндекса от показателя цвета (B - V), рентгеновской светимости $\log L_x$ от (B - V) и периода цикла хромосферной активности P от возраста - $\log(Age/yr)$, см. рис.4, 5 и 7.



Рис.5. Звезды НК-проекта, по наблюдениям 1969-1994гг.: зависимость рентгеновской светимости L_{χ} от показателя цвета (*B* - *V*). Сплошная линия - линейная регрессия (2), звезды "Excellent" + "Good" - закрашенные кружки, звезды "Fair" + "Poor" - треугольники, звезды без циклов - полые ромбы.

На рис.4 и рис.5 мы видим, что звезды со стабильными циклами "Excellent" и "Good" характеризуются в среднем более низкими уровнями хромосферной и корональной активности, чем звезды с нестабильной цикличностью. Рис.7 подтверждает факт, что звезды со стабильными циклами "Excellent" и "Good" выделяются среди звезд с циклами: тогда как все звезды не демонстрируют зависимости периодов циклов от возраста, у звезд ""Excellent" и "Good" средний период циклов увеличивается примерно на 20 % с увеличеним возраста звезд от 10⁸⁵ до 10¹⁰ лет.

Процессы, определяющие сложные явления звездной активности и охватывающие практически всю атмосферу от фотосферы до короны, происходят по-разному в звездах солнечного типа, относящихся к различным спектральным классам. Наблюдательные данные НК-проекта обсерватории Mount Wilson дают возможность изучать у звезд циклическую активность солнечного типа одновременно с их хромосферной и корональной активностью. Выбранные данные о рентгеновской светимости $\log L_x$ для 80

звезд из НК-проекта были взяты нами из ROSAT All-Sky Survey [18]. Как отмечалось ранее в [1], средняя хромосферная активность звезд, или точнее S-индекс, растет с ростом показателя цвета (B - V), см. рис.2 и 4.

Проведенный нами регрессионный анализ звезд НК-проекта показал, что линейная регрессия описывается следующей формулой:

$$S = -0.10 + 0.530 (B - V).$$
(1)

Обозначим правую часть соотношения (1) как F(B-V). Будем считать звезды с S > F(B-V) звездами с высоким уровнем хромосферной активности, а звезды с S < F(B-V) - с низким уровнем хромосферной активности, см. рис.4. Затем мы проанализировали все 110 звезд НК-проекта и Солнце с целью определить их уровень хромосферной активности (высокий или низкий). Мы обсудим результаты далее при сравнительном анализе звезд различных спектральных классов, см. табл.1.

Таблица 1

СРАВНИТЕЛЬНЫЙ АНАЛИЗ ЦИКЛОВ И КАЧЕСТВА ЦИКЛИЧЕСКОЙ АКТИВНОСТИ ЗВЕЗД РАЗНЫХ СПЕКТРАЛЬНЫХ КЛАССОВ

Спектральный класс	F2 - F9	G0 - G9	K0 - K7
$\Delta(B-V)$	0.42 - 0.56	0.57 - 0.87	0.88 - 1.35
Число звезд в спектральном интервале	39	44	27
Число звезд с известными L_{χ}	27	29	24
Отн. число звезд с повышенной корональной активностью	60%	48%	41%
Отн. число звезд с повышенной хромосферной активностью	56%	39%	60%
Отн. число звезд с циклами хромосферной активности	25%	40%	72%
Качество циклов хромосферной активности "Excel + Good"/"Fair + Poor"	0/10	7/10	14/4

Для 80 звезд, корональное излучение которых нам известно из данных ROSAT, мы также провели регрессионный анализ и получили следующее соотношение между рентгеновской светимостью, нормированной на болометрическую светимость, и показателем цвета (*B* - *V*):

$$L_{\chi} = 29.83 - 1.99 (B - V). \tag{2}$$

Обозначим правую часть соотношения (2) как P(B-V). По аналогии с анализом хромосферной активности звезд будем считать звезды с $\log L_X > P(B-V)$ звездами с высоким уровнем корональной активности, а

звезды с $\log L_X < P(B-V)$ - с низким уровнем корональной активности, см. рис.5. Как отмечалось выше, в случае хромосферной активности имеет место прямая корреляция: с ростом показателя цвета (*B*-*V*) среднее значение индекса хромосферной активности (S-индекс) звезд растет. Но в случае рентгеновского излучения звезд имеет место обратная корреляция: с ростом показателя цвета (*B*-*V*) среднее значение $\log L_x$ убывает, см. рис.4, 5.

Отметим, что большинство звезд с повышенной хромосферной активностью характеризуются также повышенной корональной активностью. При этом около 15% звезд, включая Солнце, характеризуются корональной активностью существенно ниже того значения, которое соответствует их хромосферной активности, см. рис.б.



Рис.6. Звезды НК-проекта, по наблюдениям 1969-1994 гг.: зависимость рентгеновской светимости $\log L_{\chi}$ от величины S-индекса. Сплошная линия - линейная регрессия, звезды "Excellent" + "Good" - закрашенные кружки, звезды "Fair" + "Poor" - треугольники, звезды без циклов - полые ромбы.

Рис.4 и рис.5 демонстрируют, что звезды с циклами, относящимися к классам "Excellent" и "Good", большей частью (около 70%) характеризуются низким уровнем хромосферной и корональной активности, в отличие от звезд с циклами, относящимися к классам "Fair" и "Poor", которые в большинстве своем (около 75%) характеризуются высоким уровнем хромосферной и корональной активности.

Наличие или отсутствие выраженной цикличности, а также качество

найденных циклов ("Excellent", "Good", "Fair", "Poor") для звезд, принадлежащих к спектральным классам F, G и K, существенно отличается, см. табл.1.

Штриховые линии - медианные значения для звезд классов "Fair" + "Poor" + "Var" (верхняя) и "Excellent" + "Good" (нижняя).

На рис.6 показана зависимость между излучением корон и хромосфер звезд НК-проекта. Линия регрессии разделяет звезды с относительно высокими и относительно низкими потоками L_x . Видно, что звезды без циклов и звезды с плохо выраженной цикличностью ("Fair" + "Poor" + "Var") характеризуются относительно высоким уровнем потоков коронального излучения (медианное значение соответствует величине $\log L_x = 28.45$). При этом звезды, относящиеся к классам "Excellent" + "Good", в среднем характеризуются более низким уровнем потоков коронального излучения (медианное значение соответствует величине $\log L_x = 27.45$). В [18] предполагается, что различия между звездами классов "Excellent", "Good", "Fair", "Poor", связано с наличием и устойчивостью конвективных зон, расположенных под фотосферой.

Из табл. 1 видно, что качество циклов хромосферной активности (отношение общего числа звезд, принадлежащих к классам с четко выраженной цикличностью ("Excellent" + "Good"), к числу звезд с плохо определяемой цикличностью ("Fair" + "Poor")) значительно отличается для



Рис.7. Зависимость периода циклической активности *P* от возраста для звезд НКпроекта. Показаны регрессии для звезд из полной выборки (нижняя штриховая) и для звезд с циклами класса "Excellent" + "Good" (верхняя сплошная). Для обеих регрессий пунктирными линиями указаны интервалы, соответствующие стандартному отклонению 1 о

звезд различных спектральных классов F, G и K.

Мы проанализировали зависимость длительности циклов магнитной активности звезд от их возраста. Длительности циклов были взяты из [1]. Возраст звезд рассчитывался нами в соответствии с формулами из [8], как функция хромосферной активности.

На рис.7 представлена зависимость периода P от возраста звезд. Разброс точек вокруг линии регрессии очень велик. Для звезд с циклами "Excellent" + "Good" с увеличением возраста - log(Age/yr) от 8.5 до 10 длительность циклов растет приблизительно на 20%. Для звезд с циклами "Fair" + "Poor" зависимость P от возраста не наблюдается. Таким образом, проблема максимально точного определения P, например, с помощью частотно-временного анализа (в частности, с использованием вейвлетов), становится чрезвычайно актуальной.

4. Заключение. Качество циклической активности, аналогичной 11летнему солнечному циклу, существенно улучшается (от звезд классов "Fair + Poor", до "Excellent + Good") для G и K-звезд по сравнению с Fзвездами. 11-летние циклы F-звезд (наблюдаемые только в четверти случаев) определены с более низким уровнем достоверности.

Хромосферная активность звезд из НК-проекта максимальна для звезд спектрального класса K, см. табл. 1. G-звезды (и Солнце) обладают меньшей хромосферной активностью среди рассмотренных нами звезд. Повышенная активность атмосфер F-звезд также характеризуется повышенной хромосферной активностью, немного меньшей, чем у К-звезд. Это согласуется с результатами [10]. Базовый уровень хромосферной активности S_{BL} из работы [10] начинает расти при (B - V) > 1. Этот рост S_{BL} связан со снижением потока в континууме для более красных звезд. Уровень хромосферной активности Солнца сопоставим с уровнем хромосферной активности извезд НК-проекта, которые имеют хорошо выраженные цикты активности ("Excellent" + Good") и аналогичные показатели цвета. С другой стороны, корональная активность Солнца существенно ниже корональной активности G-звезд из НК-проекта и других наблюдательных программ.

Корональная активность также более выражена у звезд спектрального класса F из-за их более сильной атмосферной активности (по сравнению со звездами спектральных классов G и K), она не связана с конвективными зонами, расположенными под фотосферой. У F-звезд практически не выявляются устойчивые хромосферные циклы.

Обнаружено, что звезды, относящиеся к классам "Excellent" + "Good", в среднем характеризуются более низким уровнем потоков коронального излучения (медианное значение соответствует величине $\log L_{\chi} = 27.45$), тогда как звезды без циклов имеют более высокий уровень потоков коронального излучения (медианное значение соответствует величине $\log L_{\chi} = 28.45$).

В настоящее время большой интерес вызывает поиск планет в зоне обитаемости, т.е. в области вокруг звезды, где планета с достаточным атмосферным давлением может поддерживать на поверхности воду в жидком состоянии. Мы считаем, что следует уделить пристальное внимание также звезде, вокруг которой обращается планета. Не исключено, что одним из условий, повышающих вероятность того, что пригодная для жизни планета обитаема, является сходность характеристик центральной звезды с уникальными характеристиками нашего Солнца: крайне низкий уровень переменности излучения фотосферы при очень низком уровне коронального излучения.

Государственный астрономический институт им. П.К.Штернберга, МГУ, Poccus, e-mail: red-field@yandex.ru eshim@sai.msu.ru

A COMPARATIVE ANALYSIS OF THE ACTIVITY CYCLES OF THE ATMOSPHERES OF THE SUN AND SOLAR-TYPE STARS

E.A.BRUEVICH, V.V.BRUEVICH, E.V.SHIMANOVSKAYA

The analysis of the atmospheric activity of the Sun and solar-type stars using observations of the HK project at Mount Wilson Observatory, California and Carnegie Planet Search Program at Lick and Keck observatories and the Magellan Planet Search Program at the Las Campanas Observatory. It is shown that the cyclic activity of stars similar to the 11-year solar activity varies for stars of spectral classes F, G and K: becomes most pronounced for stars of class K. A comparative analysis of solar-type stars with different levels of chromospheric and coronal activity confirmed that the Sun belongs to the stars with a relatively low level of chromospheric activity. And among these stars the Sun has the minimal level of coronal radiation and minimal level of variations of fluxes of the stellar photosphere.

Key words: Sun: atmosphere: stars of solar type: cycles of activity: stars: the HK-project

ЛИТЕРАТУРА

- 1. S.L.Baliunas, R.F.Donahue et al., Astrophys. J., 438, 269, 1995.
- 2. A.Morgenthaler, P.Petit, J.Morin et al., Astron. Nachr., 332, 866, 2011.
- 3. Z.Kollath, K.Olah, Astron. Astrophys., 501, 695, 2009.
- 4. E.A. Bruevich, E.V. Kononovich, Moscow University Phys. Bull., 66, 72, 2011.
- 5. Ю.Витинский, М.Копецкий, Г.Куклин, Статистика пятнообразовательной деятельности Солнца, М., Наука, 1986.
- 6. E.A.Bruevich, G.V.Yakunina, Moscow University Phys. Bull., 70, 282, 2015.
- 7. G.W.Lockwood, B.A.Skif, R.R.Radick et al., Astrophys. J. Suppl., 171, 260, 2007.
- 8. J.T. Wright, G.W. Marcy, R.P. Butler, S.S. Vogt, Astrophys. J. Suppl., 152, 261, 2004.
- 9. P.Arriagada, Astrophys. J., 734, 70, 2011.
- 10. H.Isaacson, D.Fisher, Astrophys. J., 72, 875, 2010.
- 11. R.A. Garcia, S. Mathur et al., Science, 329, 1032, 2010.
- 12. R.A. Garcia, T. Ceillier et al., Astron. Astrophys., 572, A34, 2014.
- Р.Е.Гершберг, Активность солнечного типа звезд Главной последовательности, Одесса, Астропринт, 2002.
- 14. *Н.Г.Бочкарев, Р.Е.Гершберг, М.А.Лившиц,* Идеи С.Б.Пикельнера в контексте современной астрофизики, М., Космоинформ, 2014.
- 15. G.S. Vaiana, J.P. Cassinelli, G. Fabiano et al., Astrophys. J., 245, 163, 1981.
- 16. R. Pallavicini, L. Golub, R. Rosner et al., Astrophys. J., 248, 279, 1981.
- 17. N.J. Wright, J.J. Drake, E.E. Mamajek, G.W. Henry, Astrophys. J., 743, 48, 2011.
- 18. E.A. Bruevich, M.M. Katsova, D.D. Sokolov, Astron. Reports, 45, 718, 2001.
- 19. E.A. Bruevich, I.Yu. Alekseev, Astrophysics, 50, 187, 2007.
- 20. И.Ю.Алексеев, Запятненные звезды малых масс, Одесса, Астропринт, 2001.
- 21. И.Ю.Алексеев, Р.Е.Гершберг, Астрон. ж., 73, 589, 1996.
- 22. И.Ю.Алексеев, Р.Е.Гершберг, М.М.Кацова, М.А.Лившиц, Астрон. ж., 78, 558, 2001.
- 23. A.L.Shapiro, W.Schmutz, G.Cessateur, E.Rozanov, Astron. Astrophys., 552, A114, 2013.
- 24. R.W.Noyes, L.Hariman, S.L.Baliunas et al., Astrophys. J., 279, 763, 1984.
- 25. J.D.Scargle, Astrophys. J., 263, 835, 1982.
- 26. T.S.Metcalfe, M.Monteiro, M.J.Thompson et al., Astrophys. J., 723, 1583, 1982.



АСТРОФИЗИКА

TOM 59

ФЕВРАЛЬ, 2016

ВЫПУСК 1

ВНУТРЕННЕЕ ПОЛЕ ИЗЛУЧЕНИЯ В НЕЛИНЕЙНОЙ ЗАДАЧЕ ПЕРЕНОСА В ОДНОМЕРНОЙ АНИЗОТРОПНОЙ СРЕДЕ. І

О.В.ПИКИЧЯН

Поступила 18 июля 2015 Принята к печати 16 декабря 2015

Принцип инвариантности Амбарцумяна применяется в нелинейной задаче переноса излучения для определения внутреннего поля излучения в рассеивающей и поглощающей одномерной анизотропной среде при освещении обеих ее границ интенсивными потоками излучения. Приводятся формулы сложения и погружения слоев для сред конечных геометрических толщин. Показывается, что при нахождении внутреннего поля излучения, как и в линейном случае, в нелинейной задаче также не возникает необходимость решения каких-либо новых уравнений: достаточно использовать лишь явные выражения и величины, найденные при решении более частной задачи о выходящем из среды излучении, т.е. задачи о диффузном отражении и пропускании. Далее, получен полный набор дифференциальных уравнений инвариантного погружения. Стандартная двухточечная нелинейная граничная задача переноса сводится к задаче с начатьными условиями - задаче Коши. Путем исключения производных по толщине слоя формулируется новая задача Коши, где пространственные переменные выступают лишь в качестве фиксированных параметров. Тем самым приходим к полулинейной системе полной инвариантности.

Ключевые слова: *перенос излучения: нелинейная задача переноса излучения:* внутреннее поле излучения: принцип инвариантности

1. Введение и цель работы. В недавней работе автора [1] была подробно обсуждена нелинейная задача об отражении и пропускании (ЗОП) излучения при освещении обсих границ одномерного анизотропного слоя конечной геометрической толщины. Посредством последовательного применения подхода Амбарцумяна [2,3] были представлены соотношения сложения слоев и указана их применимость для рекуррентного или пошагового построения различных слоистых (в частности, однородных или периодических) сред путем наращивания толщины (например, путем "удвоения") или суммирования толщин заданных исходных слоев. С помощью этих формул посредством предельного перехода были получены: полный набор дифференциальных уравнений инвариантного погружения и квазилинейная система, так называемой, "полной" инвариантности Амбарцумяна, приводилась мотивация исследования вместе с достаточно подробной библиографией. Впоследствии автором было обнаружено, что два промежуточных уравнения статьи [1], а именно - (57) и (60), впервые

О.В.ПИКИЧЯН

другим путем были получены Беллманом с соавторами в [4] при рассмотрении переноса частиц (см. тамже формулы (2.6) и (2.10)), соответственно.

Целью данного исследования, состояшего из двух частей, является задача об определении поля излучения внутри одномерной анизотропной среды, границы которой освещаются извне. Вначале приводятся формулы сложения слоев применительно к задаче об определении поля излучения внугри среды. Обсуждаются возможности их практического использования. Показывается, что после решения задачи о нахождении интенсивности излучения, выходящего из среды, внутреннее поле излучения, аналогично линейному случаю, определяется без решения новых уравнений. Далее дается классическая постановка рассматриваемой задачи в виде "двухточечной" нелинейной граничной задачи переноса и обсуждаются возможности сведения ее к задачам с начальными условиями, т.е., к задачам Коши. При этом принцип инвариантности (ПИ) используется в дифференциальной форме. Из соотношений сложения слоев посредством предельного перехода получается полный набор уравнений инвариантного погружения, описывающий интенсивность поля излучения внутри среды, а через него и система полной инвариантности Амбарцумяна. В ней пространственные переменные играют роль фиксированных параметров, а процедура дифференцирования ведется лишь по интенсивностям двустороннего внешнего освещения среды. При этом, как и в линейном случае, решение более частной ЗОП используется в качестве вспомогательной информации, т.е. считается заранее найленной.

Некоторые частные результаты ранее нами были представлены в [5,6] без приведения доказательств.

2. Сложение слоев в нелинейной задаче определения поля излучения внутри среды. Пусть имеются две одномерные анизотропные среды, имеющие геометрические толщины A и B, соответственно, в которых происходят процессы многократного поглощения и рассеяния света. При этом слой толщины B, как и в [1], прикладывается к слою толщины Aсправа. Полученный составной слой толщины A+B слева и справа освещается мощными пучками излучения интенсивности x и y, соответственно (рис.1). Требуется найти интенсивности излучения $I_{A+B}^{\pm}(l, x, y)$, направленные направо - "+" и налево - "-" на глубине l данного слоя толщины A+Bпри условии, что решения $I_{A}^{\pm}(l; x, y)$, и $I_{B}^{\pm}(l; x, y)$ соответствующих задач для его двух составляющих подслоев с толщинами A и B заданы заранее (геометрические толщина и глубина растут слева направо).

Для начала укажем на очевидный с физической точки зрения факт, заключающийся в том, что поле, сформированное в заданной рассеивающей и поглощающей среде, целиком зависит от излучения, падающего на среду извне и излучения, обусловленного внутренними источниками энергии [1]. Данное утверждение обеспечивает применимость ПИ также и в более общей, по сравнению с ЗОП [1], задаче об определении внутреннего поля.



Рис.1. Сложение слоев в нелинейной задаче определения поля излучения внутри среды.

Действительно, интенсивность излучения - $I_{A+B}^{\pm}(l; x, y)$, на данной глубине *l* исходной составной среды "A+B", при l < A будет идентична интенсивности поля - $I_A(l, x, s)$, в отдельном слое "A", если только на внешней границе l=A этого слоя, падает излучение интенсивности *s*, сформированное в исходной среде толщины A+B. Сказанное можно записать в виде

$$I_{A+B}^{\pm}(l;x,y) = I_{A}^{\pm}(l;x,s), \qquad (1)$$

где

$$s = I_{A+B}^{-}(A; x, y). \tag{2}$$

Если же рассмотреть поле на глубине A+l исходной среды, то аналогичные соображения приведут к соотношению (при этом l < B)

$$I_{I+B}(A+I, x, y) = I_{I}(I, p, y),$$
(3)

где обозначено

$$p = I_{A+B}(A, x, y).$$
⁽⁴⁾

Величины *s* и *p* в соотношениях (2) и (4) представляют интенсивности излучения, направленного соответственно налево и направо внутри среды "A + B", на контактной границе l = A. Соотношение (3) в терминах ПИ означает, что интенсивность поля излучения на глубине A + l исходной среды "A + B", сформированное при двустороннем освещении - (*x*, *y*), не изменится, если слева отнять от нее первый слой толщины *A*, сохраняя при этом величину *p* в качестве левостороннего освещения для оставшегося второго слоя "*B*". Аналогичным смыслом обладает соотношение (1) в

случае отнятия от "A + B" правого слоя "B" при неизменности величины результирующего освещения *s* части "A" со стороны ее правой границы. Принимая, в частности, в (1) l = A, с учетом (4), а в (3) l = 0, с учетом (2) придем к хорошо известным, более частным выражениям, полученным впервые Амбарцумяном [1,2,5,6]:

$$p = u_A(x, s), \tag{5}$$

$$s = u_R(p, y), \tag{6}$$

где для интенсивностей, выходящих из среды, мы используем обозначения, принятые в [1]

$$I^{+}(A, x, y) = u_{A}^{*}(x, y), \quad I_{B}(0; x, y) = u_{B}(x, y).$$
(7)

Соотношения сложения (1) и (3) совместно с системой функциональных уравнений (5-6) позволяют находить внутреннее поле в составном слое "А + В", когда известны соответствующие поля составляющих ее подслоев "А" и "В". Таким образом переход от задачи о нахождении выходящих интенсивностей и_{4+В} (т.е. от ЗОП, см., (2), (3) в [1]), к более общей задаче определения внутреннего поля $I_{A+B}(l, x, y)$, задающиеся формулами (1), (3), как и в линейном случае, (см., например, [7], а также [8]), не требуется решения новых уравнений: достаточно воспользоваться уже известным решением функциональной системы (5), (6) и явными выражениями (1) и (3). Аналогично линейному случаю здесь также, исходя из конкретных вычислительных целей, соотношения сложения позволяют построить множество точных процедур эффективного определения полей излучения внутри различных сред путем пошагового "наращивания" (например удвоения) толщины наперед заданного слоя, конструирования разных слоистых сред, в частности, и периодических, сложения различных слоев с заранее заданными произвольными характеристиками внутренних и внешних полей.

Переименовав A + B = L, A = l, с учетом обозначений (2), (4), перепишем (5), (6) в виде функциональной системы:

$$I_{L}^{+}(l; x, y) = u_{l}^{+}(x, I_{L}^{-}(l; x, y)),$$
(8)

$$I_{1}(l, x, y) = u_{L-l}(I_{L}(l, x, y), y).$$
(9)

Система функциональных уравнений (8-9) позволяет, для произвольной глубины l в среде толщины L, определить интенсивности излучения, идущего в обе стороны, если известны решения более частных задач о выходящих излучениях для ее двух составляющих частей с толщинами l и L-l в отдельности.

В некоторых приложениях расчета внутренних полей, как и в линейном случае [7,8], может возникнуть необходимость использования алгоритмов

для более общего трехслойного сложения, когда одна среда не приложена, а погружена во вторую среду.

Пусть слой "В" является срединной частью заданной составной среды "A+B+C", тогда для поля внутри этого слоя (0 < l < B) можно написать

$$I_{A+B+C}^{*}(A+l;x,y) = I_{B}(l,p,s), \qquad (10)$$

а выходящее из среды излучение будет определяться из соотношений

$$A_{+B+C}(0; x, y) = u_A(x, s), \quad I^*_{A+B+C}(A+B+C; x, y) = u^*_C(\tilde{p}, y),$$
(11)

где приняты обозначения:

$$p = I_{A+B+C}^{*}(A; x, y), \quad \overline{s} = I_{A+B+C}^{-}(A+B; x, y),$$

$$s = I_{A+B+C}^{-}(A; x, y), \quad \overline{p} = I_{A+B+C}^{-}(A+B; x, y).$$
(12)

Для нахождения неизвестных в (10) и (11) величин будем иметь систему:

$$p = u_A(x, s), \quad s = u_B(p, \overline{s}), \quad \overline{s} = u_C(\overline{p}, y), \quad p = u_B(p, \overline{s}).$$
(13)

Очевидно, что соотношения (10-13) в частном случае двухслойного сложения превращаются в (1-7).

3. Краевая задача определения внутреннего поля излучения. Нелинейную стационарную задачу переноса для простейшего случая одномерной анизотропной среды рассмотрим теперь в ее стандартной лифференциальной постановке в виде классической двухгочечной граничной задачи. Ищется поле излучения внутри среды при внешнем освещении двух его границ мощными потоками излучения. Хорошо известно, что уравнение распространения лучистой энергии в рассеивающей-поглощающей среде, т.е. уравнение переноса излучения, представляет собой классическое уравнение Больцмана, записанное для частиц фотонного газа, и является краевой задачей:

$$\frac{\partial I_L^x}{\partial l} = \pm \alpha \left(I_L^+, I_L^- \right), \tag{14}$$

$$I_L^*(0; x, y) = x, \quad I_L^-(L; x, y) = y,$$
 (15)

при этом $I_L^{\pm} = I_L^{\pm}(l; x, y), \quad 0 \le x, y \le \infty, \quad L \ge 0, \quad 0 \le l \le L.$

Здесь I_L^* - искомая интенсивность на глубине *l* одномерной среды геометрической толщины *L*, зависящая от мощностей (*x*, *y*) потоков излучения, падающих соответственно на левую (*l*=0) и правую (*l*=*L*) границы среды, а $\alpha^*(I_L^*, I_L^*)$ - интеграл столкновений в данной задаче переноса, т.е. закон переработки излучения, в кажлой точке среды, веществом ее элементарного объема, находящегося под всесторонним воздействием поля излучения. В частности, для линейной задачи изотропной среды при изотропном рассеянии

$$\alpha^{\pm} \left(I_L^*, I_L \right) = -k \cdot I_L^{\pm} + \frac{\lambda}{2} \cdot k \cdot \left(I_L^* + I_L^{\pm} \right), \tag{16}$$

где k - коэффициент поглощения, а \wedge - вероятность переизлучения фотона при элементарном акте взаимодействия излучения с веществом. В линейной задаче переноса характеристики среды, такие как k и λ , не зависят от интенсивности диффундирующего в ней излучения, поэтому решение краевой задачи двустороннего освещения среды извне (14) в этом случае сильно упрощается. Оно явным образом, посредством простой линейной комбинации выражается через решения G_L и G_L двух - более частных задач об освещении среды со стороны ее каждой границы по отдельности

$$I^{\pm}(l; x, y) = x \cdot G^{\pm}_{L}(l) + y \cdot G^{\pm}(l), \qquad (17)$$

т.е. через поверхностные функции Грина

$$G^{\pm}(l) = I^{\pm}(l;1,0) \quad \mathbf{H} \quad G_{L}^{\pm}(l) = I_{L}^{\pm}(l;0,1).$$
(18)

Цифрой "/", здесь обозначен единичный поток излучения в исходной линейной задаче, падающий на соответствующую внешнюю границу среды. Величины G_{I}^{\pm} и G_{I}^{\pm} , как видно из (18), представляют не зависящие друг от друга интенсивности внутреннего поля излучения на геометрической глубине / рассеивающего и поглощающего слоя толщины L, образуемые под воздействием указанных единичных потоков, освещающих слой с одной или другой стороны по отдельности. Таким образом в линейном случае для нахождения поля излучения внутри среды путем решения краевой задачи (14), при двустороннем освещении (x, y), достаточно рассмотреть в отдельности две более простые задачи, соответствующие частным условиям одностороннего освещения (x, 0) и (0, y) и составить из полученных решений комбинацию (17). Положение сложнее в нелинейном случае, ибо прямая связь (17) не имеет места, вследствие чего ИСХОДНУЮ ГРАНИЧНУЮ ЗАДАЧУ ДВУСТОРОННЕГО ОСВЕЩЕНИЯ СРЕДЫ ПРИХОДИТСЯ решать в ее общей постановке (14). Теперь излучение изменяет рассеивающие и поглощающие способности среды, а среда в свою очередь видоизменяет характеристики диффундирующего в ней излучения. Поэтому возникает необходимость поиска эффективных путей решения задачи (14). В нелинейном случае будем использовать неявную запись интеграла столкновений - $\alpha^{\pm}(I_{1}, I_{1})$, считая ее форму наперед заданной.

4. Применение принципа инвариантности. Теория линейных задач переноса получила существенный прогресс в связи с введением Амбариумяном ПИ [9-14]. В астрофизике и атмосферной оптике подход ПИ впоследствии успешно применялся в работах Соболева [15], Чандрасекара [16] и других, а также в различных областях физики,

математики [17]. Область применения данного подхода сильно расширилась, благодаря разработке и широкому применению Беллманом и другими [18], так называемого, инвариантного погружения в теории переноса частиц, волн [19] и задачах прикладной математики [20,21]. В дальнейшем внимание исследователей было направлено к нелинейным задачам переноса. В [4] они рассматривались с использованием инвариантного погружения. Путем дальнейшего развития метода сложения слоев и предельного перехода от функциональных уравнений к дифференциальным Амбарцумяну [2,3] удалось нелинейную ЗОП свести к задаче Коши для квазилинейных дифференциальных уравнений в частных производных (см. также [4]). Аналогично линейному случаю, здесь также знание решения ЗОП $u_L(x, y)$ позволяет двухточечную граничную задачу (14) о нахождении поля излучения внутри среды свести к более простой задаче с начальными условиями, заданными только на одной из границ среды.

Для этого, как известно [4], граничное условие (15) достаточно заменить начальным условием

$$I_L^+\Big|_{l=0} = x, \quad I_L^-\Big|_{l=0} = u_L^-(x, y)$$
 или $I_L^+\Big|_{l=L} = u_L^+(x, y), \quad I_L^-\Big|_{l=L} = y.$ (19)

Последовательное применение подхода Амбарцумяна позволило пополнить количество дифференциальных уравнений инвариантного погружения в нелинейной ЗОП излучения, и получить полный набор таких уравнений [1,5,6]. Это позволило свести решение ЗОП к новой квазилинейной системе уравнений - системе полной инвариантности Амбарцумяна. Все пространственные переменные здесь выступают в качестве фиксированных параметров, а процедура дифференцирования проводится только по параметрам внешнего излучения, падающего на обе границы среды.

Применением ПИ рассмотрим теперь новые, по сравнению с (14), возможности определения поля излучения внутри среды. В соотношениях (3) и (1) для геометрических толщин слоев примем значения $A \equiv \Delta$ и $B = \Delta$ соответственно, устремим $\Delta \rightarrow 0$ и выполним необходимые разложения в их левых частях:

$$I_{\Delta+L}^{\pm}(\Delta+l;x,y) = I_{L}^{+}(l;x,y) + \left(\frac{\partial}{\partial L} + \frac{\partial}{\partial l}\right) I_{L}^{\pm}(l;x,y) \ \Delta + O(\Delta^{2}), \tag{20}$$

$$I_{L+\Delta}^{\pm}(l,x,y) = I_{L}^{\pm}(l;x,y) + \frac{\partial}{\partial L} I_{L}^{\pm}(l,x,y) \Delta + O(\Delta^{2}).$$
(21)

Для упрощения правых частей (3) и (1) воспользуемся соотношениями (13,14) и (20,21) из [1]:

$$p = x + \alpha^{+} \left(x, u_{L}^{-} \right) \Delta + O\left(\Delta^{2} \right), \quad s = u_{L}^{-} + \alpha^{+} \left(x, u_{L}^{-} \right) \cdot \frac{\partial u_{L}}{\partial x} \cdot \Delta + O\left(\Delta^{2} \right), \tag{22}$$

$$\widetilde{s} = y + \alpha \left(u_L^+, y \right) \Delta + O\left(\Delta^2 \right), \quad \overline{p} = u_L^+ + \alpha \left(u_L^+, y \right) \cdot \frac{\omega}{\omega} \Delta + O\left(\Delta^2 \right), \quad (23)$$

где

$$u_{L}^{+} = u_{L}(x, y) = I_{L}(L; x, y), \quad u_{L}^{-} = u_{L}(x, y) = I_{L}^{-}(0; x, y).$$
(24)

Подставляя (22) и (23) в правые части (3) и (1) и используя (20) и (21), после несложных выкладок получим:

$$\left(\frac{\partial}{\partial L} * \frac{\partial}{\partial l}\right) I_L^{\pm} = \alpha^* \left(x, u_L^{\pm}\right) \frac{\partial I_L^{\pm}}{\partial x}.$$
 (25)

$$\frac{\partial I_L^z}{\partial L} = \alpha^- \left(\mu_L^+, y \right) \frac{\partial I_L^z}{\partial y}$$
(26)

Уравнения (25) и (26) новые, они выгодно отличаются от исходных полулинейных систем - (14,15) и (14,19) (классификация уравнений по [22]). Действительно, во-первых, правые части уравнений (14) а[±](1, 1, 1) зависят одновременно от обоих искомых величин I_{I}^{+} и I_{I}^{-} (свойство связности уравнений I,), во-вторых, функциональная зависимость от интенсивностей I, I, здесь нелинейна (свойство полулинейнности уравнений). Уравнения же (25) и (26) выгодно отличаются от (14) тем, что по отношению к l_{I}^{\pm} они являются, как раздельными, так и линейными. Напомним, что задача Коши (14,19) была сформулирована путем замены двухточечного граничного условия в (14,15) для величины I₁, новым начальным условием, заданного теперь на противоположной границе *l*=0, вследствие чего потребовалась дополнительная информация о решении вспомогательной ЗОП. В отличие от этого здесь (уравнениия (25) и (26)) задача Коши возникает естественным образом за счет свойства разделенности между I_L^* и I_L^- , поскольку характеристики ЗОП фигурируют уже в самих уравнениях. Исключая из (25) производную по глубине с помощью (14), получим новую полулинейную и связную систему инвариантного погружения

$$\frac{\partial I_L}{\partial L} = \alpha^+ \left(x, u_L^- \right) \cdot \frac{\partial I_L}{\partial x} \mp \alpha^{\pm} \left(I_L^+, I_L^- \right).$$
(27)

В задаче определения внутреннего поля раздельные линейные уравнения (26), совместно с полулинейной связной системой (27), представляют (в смысле терминологии Беллмана) полный набор уравнений инвариантного погружения. С помощью начальных условий например:

$$I_{L}^{\pm}\Big|_{y=0} = I_{L}^{\pm}(l;x,0) = X_{L}^{\pm}(l,x) \quad \text{M} \quad I_{L}^{\pm}\Big|_{x=0} = I_{L}^{\pm}(l;0,y) = Y_{L}^{\pm}(l;y),$$
(28)

формулируется задача Коши для (26) и (27) соответственно, иначе для обоих уравнений можно взять

$$I_L^{-}\Big|_{L=l} = u_l^{-}(\mathbf{x}, \mathbf{y}), \quad \mathbf{H} \quad I_L^{-}\Big|_{L=l} = \mathbf{y}$$
(29)

Примечательно, что комбинирование уравнений (26) и (27) выявляет возможность определения внутреннего поля излучения без применения операции дифференцирования по какой-либо пространственной переменной, позволяя тем самым получить новую полулинейную систему полной инвариантности Амбарцумяна

$$\left[\alpha^{+}\left(x,u_{L}^{-}\right)\cdot\frac{\partial}{\partial x}-\alpha^{-}\left(u_{L}^{+},y\right)\cdot\frac{\partial}{\partial y}\right]I_{L}^{\pm}=\pm\alpha^{\pm}\left(I_{L}^{+},I_{L}^{-}\right),$$
(30)

$$I_{L}^{\dagger}\Big|_{x=0} = Y_{L}^{\pm}(l; y)$$
 или $I_{L}^{\pm}\Big|_{y=0} = X_{L}^{\pm}(l; x),$ (31)

где, в отличие от (26) и (27), пространственные переменные выступают лишь в качестве фиксированных параметров. Задача (30,31) обобщает аналогичный результат, полученный нами в ЗОП (ниже - формула (33,34)). Величины X_L^* и Y_L^* при этом, описывают задачу одностороннего освещения среды и здесь считаются известными (о нахождении этих вспомогательных, частных величин см. во второй статье данного исследования), дифференциальный же оператор полной инвариантности Амбариумяна [1]

$$\dot{A} = \alpha^{+} \left(x, u_{L} \right) \frac{c}{\partial x} - \alpha^{-} \left(u_{L}^{+}, y \right) \frac{\partial}{\partial y}.$$
(32)

как и в ЗОП [1,5,6], описывает изменение (реакцию) установившегося поля излучения в исходной среде, когда интенсивности, освещающие извне обе ее внешние границы, подвергаются бесконечно малому варырованию посредством операции добавления слева и, одновременно, отнятия справа элементарного слоя толщины $\Delta \rightarrow 0$. Примечательно, что появление этого оператора является следствием именно нелинейности задачи, а его построение, как известно [1,5,6], осуществляется посредством решения ЗОП:

$$\begin{bmatrix} \alpha^{+}(x, u_{L}^{-}) \cdot \frac{\partial}{\partial x} - \alpha^{-}(u_{L}^{+}, y) \cdot \frac{\partial}{\partial y} \end{bmatrix} u_{L}^{+} = +\alpha^{+}(u_{L}^{+}, y)$$

$$\begin{bmatrix} \alpha^{+}(x, u_{L}^{-}) \cdot \frac{\partial}{\partial x} - \alpha^{-}(u_{L}^{+}, y) \cdot \frac{\partial}{\partial y} \end{bmatrix} u_{L}^{-} = -\alpha^{-}(x, u_{L}^{-}),$$
(33)

с начальными условиями:

a)
$$u_L^*|_{y=0} \equiv T_L^+(x), \quad u_L^-|_{y=0} \equiv R_L^-(x)$$
или
6) $u_L^+|_{x=0} \equiv R_L^+(y), \quad u_L^-|_{x=0} \equiv T_L^-(y).$ (34)

Напомним, что в линейном случае вместо задачи Коши (33, 34) имеются явные выражения:

$$u_L^+ = x \cdot \overline{T}_L^+ + y R_L^+, \quad u_L^- = x \cdot R_L^- + y \cdot \overline{T}_L^-,$$

при этом

$$\begin{split} \tilde{T}_L^+ &= G_L^+(L) = I_L^+(L;1,0), \quad \tilde{R}_L^+ = G_L^+(L) = I_L^+(L;0,1), \\ \tilde{R}_L^- &= G_L^-(0) = I_L^-(0,1,0), \quad \tilde{I}_L^- = G_L^-(0) = I_L^-(0;0,1). \end{split}$$

Здесь \bar{R}_{I} и \bar{T}_{I} - линейные коэффициенты отражения и пропускания среды при освещении одной из ее границ потоком единичной мощности. Таким образом, сначала независимым образом, посредством квазилинейной системы (33) (или любым иным путем см., например, [1]), решается задача о нахождении выходящего из среды излучения - u_L^{\pm} , т.е. ЗОП, а затем ее решение используется для определения искомого внутреннего поля І, из системы (30). Следует обратить внимание на то, что при переходе от частной задачи выходящего излучения (33) к более общей задаче об определении поля внутри среды (30) дифференциальный оператор полной инвариантности Амбарцумяна (32), во-первых, сохраняет свою форму (т.е. не усложняется), во-вторых, как и в ЗОП (33), оперирует лиць энергетическими переменными, оставляя значения пространственных переменных фиксированными и, наконец, в-третьих - искомые функции уже не входят в коэффициенты операторов дифференцирования, т.е. задача с начальными условиями здесь формулируется лишь для полулинейной системы (30), в отличие от квазилинейной - (33).

5. Заключение. В качестве заключения кратко перечислим изложенные выше результаты данной статьи:

1. Получены формулы сложения и погружения слоев ((1), (3) и (10), (12)) в нелинейной задаче лучистого переноса энергии для определения внутреннего поля излучения при освещении одномерного анизотропного слоя конечной геометрической толщины со стороны обеих ее границ. При этом показано:

- В методе сложения или погружения слоев при переходе от ЗОП, т.е. - определения выходящего из составной среды излучения, к задаче нахождения поля излучения внутри среды не возникает необходимость решения каких-либо новых уравнений, используются явные выражения и решения систем (5-6) или (13), которые были уже найдены в задаче определения выходящего из среды излучения.

- Соотношения инвариантности (8-9), связывающие между собой налево и направо идушие внутренние поля на каждой глубине составной среды, позволяют непосредственно определить интенсивности поля на любой заданной глубине путем решения системы функциональных уравнений (8-9). В ней глубина является фиксированным параметром, а решения ЗОП для двух соответствующих подслоев данной среды считаются известными. 2. Путем систематического применения ПИ исходная нелинейная граничная задача об определении поля излучения внутри одномерной анизотропной среды, освещенной со стороны обеих ее внешних границ, интенсивными потоками излучения удается свести к поэтапному, последовательному решению задач лишь с начальными условиями, при этом, результаты решения предыдущих задач используются для нахождения решений последующих задач. В частности:

- В задаче поиска внутреннего поля излучения при двустороннем внешнем освещении среды получен "полный набор" дифференциальных уравнений инвариантного погружения: линейные - (26), полулинейные - (27).

- Граничная задача определения поля излучения внугри среды при ее двустороннем внешнем освещении сводится к более частным задачам той же среды: к задаче о выходящем излучении - ЗОП и задачам ее одностороннего освещения.

- Получена новая система функциональных уравнений полной инвариантности Амбарцумяна (30), которая представляет собой задачу Коши, при этом, значения пространственных переменных являются фиксироваными параметрами, а дифференцирование ведется лишь по энергетическим переменным, относящимся к возбуждающему среду внешнему излучению.

Выражаю искреннюю признательность профессору А.Г.Никогосяну за сделанные ценные замечания, послужившие улучшению представленной работы.

Бюраканская астрофизическая обсерватория им. В.А.Амбарцумяна, Армения, e-mail: hovpik@gmail.com hovpic@bao.sci.am

INTERNAL FIELD IN ONE-DIMENSIONAL ANISOTROPIC MEDIUM OF NON-LINEAR RADIATIVE TRANSFER PROBLEM. I

H.V.PIKICHYAN

Ambartsumian's principle of invariance is applied to the non-linear problem of radiative transfer in determining the internal radiation field in one-dimensional scattering and absorbing anisotropic medium, both boundaries of which are illuminated by intense fluxes of radiation. The formulas of addition and imbedding of layers for a medium of finite geometrical thickness are presented.

It is shown that by analogy to the linear case, there is no need to solve any new equations, it is sufficient to use only explicit expressions and quantities found by solving a more particular problem of diffuse reflection and transmission. Further, a complete set of differential equations of invariant imbedding is derived. Thus, a standard two-point boundary-value problem of radiative transfer is reduced to a initial-value problem, i.e. to the Cauchy problem. A new Cauchy problem can be readily formulated by excluding the partial derivatives over the thickness of a layer, where the spatial variables play a role of fixed parameters, i.e., we arrive at a semi-linear system of Ambartsumian's complete invariance.

Key words: radiative transfer: non-linear problem: internal field of radiation: principle of invariance

ЛИТЕРАТУРА

- 1. О.В.Пикичян, Астрофизика, 53, 285, 2010, (Astrophysics, 53, 251, 2010).
- 2. В.А.Амбарцумян, ДАН Арм. ССР, 38, 225, 1964.
- 3. *В.А.Амбарцумян*, в кн.: "Теория звездных спектров", под. ред. В.В.Соболева и др., с.91, М., Наука, 1966, 388с.
- 4. R. Bellman, R. Kalaba, M. Wing, Proc. Nat. Acad. Sci. USA, 46, 1646, 1960.
- H.V.Pikichian, p.302, in Proc. of the Conf. "Evolution of Cosm. Obj. through their Phys. Activity" (dedic. to V.Ambartsumian's 100-th anniversary, 15-18 sept. 2008 Yerevan-Byurakan, Armenia), Eds. H.Harutyunian, A.Mickaelian, Y.Terzian, Publ. House of NAS RA, Yerevan, 2010, 356p.
- 6. *H.Pikichian*, p.226, in "Proc. of international conf. on "Lasers'97"" (New Orleans, LA, December. 15-19, 1997), Ed. by J.J.Carrol, T.A.Goldman, STS press, McLEAN, VA, 1998, 1011p.
- 7. Э.Г.Яновицкий, Астрон. ж., 56, 833, 1979.
- 8. О.В.Пикичян, Сообщ. Бюр. Обс., 5, 1984.
- 9. В.А.Амбарцумян, Астрон. ж., 19, 30, 1942.
- 10. В.А.Амбарцумян, ДАН СССР, 38, 257, 1943.
- 11. В.А.Амбарцумян, ЖЭТФ, 13, N9-10, 323, 1943.
- 12. В.А.Амбарцумян, ДАН СССР, 43, 106, 1944.
- 13. В.А.Амбарцумян, Изв. АН Арм. ССР, Естеств. науки, N1-2, 31, 1944.
- 14. В.А.Амбарцумян, ДАН Арм. ССР, 7, 199, 1947.
- 15. В.В. Соболев, Перенос лучистой энергии в атмосферах звезд и планет, ГИТТЛ, М., 1956, 391с.
- 16. С. Чандрасекар, Перенос лучистой энергии, М., ИЛ, 1953, 432с.
- Принцип инвариантности и его приложения" (труды симпозиума провед. 26-30 окт. 1981г. в Бюраканс), под. ред. М.А.Мнацаканяна, О.В.Пикичяна,

Изд. АН Арм.ССР, с.88, Ереван, 1989, 522с.

- R. Bellman, G.M. Wing, An introduction to Invariant Imbedding, (Classics in Appl. Math., vol.8), John Wiley & Sons, Inc., New York, p.248, 1975 (Philadelphia: SIAM, 1992).
- 19. В.И.Кляцкин, Метод погружения в теории распросртанения волн (серия: Совр. пробл. физ.), М., Наука-ГРФМЛ, 1986, 256с.
- 20. Дж. Касти, Р. Калаба, Методы погружения в прикладной математике, М., Мир, 1976, 224с.
- 21. Р.Беллман, Динамическое программирование, М., ИЛ, 1960, 400с.
- 22. Б.Л.Рождественский, Н.Н.Яненко, Системы квазилинейных уравнений и их приложения к газовой динамике, М., Наука, 1978, 688с.



АСТРОФИЗИКА

TOM 59

ФЕВРАЛЬ, 2016

ВЫПУСК 1

ОБЗОРЫ

СВОЙСТВА И ПУТИ ФОРМИРОВАНИЯ ЗВЕЗДНЫХ СКОПЛЕНИЙ

М.Е.ШАРИНА

Поступила 20 сентября 2015 Принята к печати 16 декабря 2015

Решение многих ключевых задач в астрофизике связано с исследованием свойств звездных скоплений, например: изучение закономерностей звездной эволюции и нуклеосинтеза, историй звездообразования галактик, динамических процессов формирования галактик и их подсистем, калибровки фундаментальной шкалы расстояний во Вселенной, функции светимости звезд и звездных скоплений. Данный обзор знакомит читателя с современными наблюдательными и теоретическими данными о закономерностях формирования и эволюции звездных скоплений в нашей и других галактиках. Формулируются существующие в данной области нерешенные проблемы, обсуждаются поиски путей их решения. В частности, одними из наиболее важных на сегодняшний день наблюдательных и теоретических задач являются: 1) наиболее полное объяснение физических процессов в молекулярных облаках, приводящих к формированию и эволюшии массивных звездных скоплений; 2) наблюдение этих объектов на разных стадиях эволюции, в том числе и протоскоплений, в диапазонах длин волн, где поглощение света межзвездной пылью минимально; 3) сравнение свойств массивных звездных скоплений в разных галактиках, и галактик в стадии наиболее активного звездообразования на разных красных смещениях. Основной целью решения всех этих задач является объяснение открытых в конце ХХ века вариаций содержания химических элементов и множественных популяций звезд в скоплениях.

Ключевые слова: звездные скопления: формирование

1. Введение. Большая часть звезд в нашей галактике сформировалась в скоплениях (Lada & Lada, 2003). Звездные скопления являются свидетелями эпизодов наиболее интенсивного звездообразования в галактиках (см., например, Zwart et al., 2010). Изучение свойств, происхождения и путей эволюции звездных скоплений важно для решения фундаментальных задач астрофизики. Перечислим основные вопросы, с которыми имеют дело исследователи галактических и внегалактических молодых и старых звездных скоплений: 1) каковы структурные, динамические, химические и прочие не искаженные эффектами наблюдательной селекции характеристики звездных скоплений разного возраста в нашей и других галактиках; 2) в результате каких физических процессов формируются скопления с такими свойствами в галактиках разных морфологических типов и в разных галактических подсистемах (балджи, диски,

М.Е.ШАРИНА

звездные гало), отличающихся свойствами межзвездной среды и средним возрастом звездного населения; 3) как эволюционируют скопления в зависимости от окружающих условий, какой процент начальной массы они теряют, как меняется в процессе эволюции химический состав звезд, входящих в скопление. С этими вопросами связаны многие нерешенные проблемы современной астрофизики, например: происхождение множественных звездных населений в шаровых скоплениях, функции масс звездных скоплений и средне-массивных черных дыр¹ в галактиках; форма начальной функции масс звезд в скоплениях и в галактическом поле; доля двойных звезд и мало-массивных черных дыр.

В этой обзорной статье мы сосредоточимся, в основном, на звездных скоплениях нашей галактики, поскольку для них имеется наиболее полный набор наблюдательных данных: глубокие диаграммы "цвет-звездная величина" (CMD), достигающие точки поворота Главной последовательности; спектры высокого разрешения для ярчайших звезд - членов скоплений; интегральные спектральные и фотометрические характеристики для скоплений в целом в разных диапазонах длин волн. В некоторых случаях мы будем проводить сравнение свойств галактических и внегалактических скоплений.

2. Немного истории. История детального изучения звездных скоплений в нашей стране и за рубежом насчитывает более сотни лет. Успехи в данной области, как и в целом в астрофизике, определяются прогрессом наблюдательной техники. Первые работы были посвящены каталогизированию скоплений и фотометрическому их исследованию с помощью фотографических пластинок. Вспомним, например, труды Б.В.Кукаркина, A.C.IIIарова, H.Shapley, W.Baade, S. van den Berg, P.Hodge. Доступные в наше время электронные базы данных, такие как ADS (SAO NASA Astrophysics Data System (http://www.adsabs.harvard.edu/), SIMBAD Astronomical Database (http://simbad.u-strasbg.fr/simbad/) и другие, позволяют получить доступ практически ко всем научным статьям, посвященным звездным скоплениям. Необходимо упомянуть работы исследователей звездной динамики школы В.А.Антонова, выдающихся ученых в области теоретической звездной астрофизики: В.В.Соболева, В.А.Амбарцумяна. Достижения этих ученых и их замечательных учеников и последователей продолжают активно использоваться и цитироваться во всем мире.

Важные аспекты исследования звездной эволюции и нуклеосинтеза, калибровки фундаментальной шкалы расстояний во Вселенной и ряд других задач решаются с использованием CMD и спектров звезд рассеянных

¹ Средне-массивной считается черная дыра с массой 100-10⁶ масс Солнца. Предполагается, что такие объекты находятся в активных ядрах галактик низкой светимости (см., например, Merritt, 2013).
и шаровых скоплений. Под этим подразумевается, в частности: определение светимости и цветовых характеристик точки поворота Главной последовательности, вершины встви красных гигантов и других важных эпизолов эволюции звезд, служащих для определения расстояния; подгонка теоретических моделей звездной эволюции к наблюдаемым диаграммам "цветзвездная величина"; изучение зависимости период-светимость для переменных звезд; получение астрометрических, статистических и спектральных параллаксов для звезд в скоплениях. Подробно вопросы эволюции звезд в скоплениях освещены, например, в книгах П.Н.Холопова "Звездные скопления" (1981), B.W.Carney "Stellar evolution in globular clusters" (2001). В книге Carney детально рассматриваются методы определения возраста и металличности галактических шаровых скоплений, сравнение свойств звездных населений скоплений и подсистем нашей Галактики (толстого и тонкого дисков, балджа и гало) и о вкладе процессов звездообразования в скоплениях в формирование этих подсистем. В книге W.E. Harris "Star clusters" (2001), и статъе "Globular cluster systems: formation models and case studies" (1999) обобщаются сведения о пространственно кинематической структуре шаровых скоплений. О молодых звездных скоплениях, комплексах и ассоциациях и астрофизических проблемах, связанных с этими объектами, рассказывается в статьях Ю.Н.Ефремова и в его книге "Очаги звездообразования в галактиках" (Efremov, 1989). Звездный состав и различные аспекты эволюции звездных скоплений исследуются многими российскими учеными, в том числе: сотрудниками отдела изучения Галактики и переменных звезд Государственного Астрономического институга им. Штернберга Н.Н.Самусем, А.С.Расторгуевым, Ю.Н.Ефремовым, Е.В.Глушковой, В.Г.Сурдиным и другими.

С появлением больших наземных телескопов, спектрографов высокого разрешения и развитием внеатмосферной астрономии процесс изучения звездных скоплений в Галактике и за ее пределами значительно ускорился. В оптическом диапазоне были открыты предельно слабые по причине удаленности и/или затенения пылью шаровые и рассеянные звездные скопления, в том числе: в центральных областях Галактики и в спиральных рукавах. Были обнаружены молодые массивные скопления в нашей и других галактиках (см., например, обзор Zwart et al., 2010 и ссылки в нем).

До недавнего времени шаровые скопления считались представителями простых звездных населений, состоящими из звезд одного возраста и химического состава. Открытие множественных последовательностей на глубоких диаграммах "цвет-звездная величина" Галактических шаровых скоплений, а также различий в содержании химических элементов, входящих в эти объекты звезд, привело к революционному изменению научных взглядов на формирование скоплений и Галактики в целом (см., например, обзор Gratton et al., 2004). Появление новых наблюдательных данных заставило критически пересмотреть теорию формирования и эволюции звездных скоплений в зависимости от эпохи и окружающих условий в межзвездной и межгалактической среде. Появились новые гидродинамические модели турбулентных процессов в газо-звездной среде при формировании скоплений. Возникла настоятельная потребность получения новых спектральных и фотометрических наблюдательных данных с использованием космических и больших наземных телескопов в различных диапазонах длин волн.

3. Разнообразные виды звездных скоплений.

3.1. Молодые массивные звездные скопления. С запуском Космического телескопа Хаббла и других космических миссий, а также крупных наземных телескопов особое внимание исследователей начали привлекать массивные богатые звездами скопления, молодые и старые, открываемые в нашей и других галактиках, например: в Большом и Малом Магеллановых Облаках (van den Bergh, 1994), NGC1705 и NGC1569 (Ho & Filippenko, 1996a, b), M82 (Keto et al., 2005), во взаимодействующих галактиках, таких как Антенны (Whitmore & Schweizer, 1995, Johnson et al., 2015, Schweizer & Seitser, 2007). Тесная корреляция между уровнем звездообразования в той или иной части галактики и числом молодых звездных скоплений недвусмысленно свидетельствует о том, что процесс формирования ШС продолжается и по сей день, и что основные свойства наиболее массивных молодых скоплений соответствуют таковым у предшественников старых ШС Галактики (например, Efremov & Elmegreen, 1998, McLaughlin & Fall, 2008). К молодым объектам такого класса в иностранной литературе применяются термины. "young massive cluster" (молодое массивное скопление), "super star cluster" (сверхскопление). Существуют также очень молодые, с возрастом порядка и менее десятка миллионов лет массивные скопления, погруженные в плотную газопылевую оболочку, как бабочка в кокон ("embedded cluster"). Свойства молодых массивных скоплений (здесь и далее - ММС) изучаются прежде всего посредством наблюдений в инфракрасном и радиодиапазонах длин волн, где поглощение излучения пылью минимально. Выяснилось, что массы ММС составляют $10^4 - 10^6 M_{\odot}$, а возраст меньше 100 млн лет. Такие скопления, включающие сотни молодых массивных звезд, являются в среднем на порядок более плотными, чем рассеянные с центральной плотностью $\rho_c > 10^3 M_{\odot}$ пк³ (~10⁴ звезд нк³) (Zwart et al., 2010). Johnson et al., (2015) с помощью радиотелескопа ALMA (Atacama Large Millimeter/ Submillimeter Array) обнаружили плотное молекулярное облако с массой более 5-10⁶ M₀ в сталии эволюции непосредственно предшествующей коллапсу и формированию скопления. Масса и кинетическая энергия

148

объекта велики. Авторы считают, что менее 1 млн лет необходимо этому облаку до начала гравитационного коллапса и процесса звездообразования. MMC старше 10 млн лет уже не показывают признаков текущего звездообразования (Bastian et al., 2013). Понимание закономерностей формирования и эволюции MMC требует рассмотрения как крупномасштабных процессов, происходящих в галактиках в периоды активного звездообразования, так и локальных явлений в межзвездной среде, приводящих к формированию звезд различных масс.

3.2. Шаровые и рассеянные звездные скопления. Чем отличаются шаровые скопления (ШС) от рассеянных (РС)? Есть ли между ними четкая граница, или основная причина различий в свойствах этих объектов кроется в эпохе и окружающих условиях их формирования? Эти вопросы до сих пор окончательно не решены. Однако имеется значительный прогресс в их решении в наблюдательной и теоретической областях.

ШС в нашей Галактике имеют возраст более 8 млрд. лет. Это основное их отличие от PC, возраст которых менее 300 млн. лет, и от ШС в других галактиках, например, в Большом и Малом Магеллановых облаках карликовых иррегулярных спутников Млечного Пути. ШС в других галактиках могут быть разного возраста. Наблюдательный факт различия в возрастах и других наблюдательных характеристиках между ШС и PC создает предпосылки для использования характеристик скоплений для детального исследования историй звездообразования галактик и моделирования физических условий в подсистемах галактик в моменты активного формирования в них звездных скоплений.

Табл.1 в статье Zwart et al., (2010) суммирует основные наблюдаемые параметры звездных скоплений различных типов в Галактике: возраст, массу, вириальный радиус, плотность ядерной части, металличность, характерное динамическое время (t) и время релаксации (t). Кроме ШС и РС, в таблице приведены данные для молодых массивных скоплений. Последние две характеристики, приведенные в табл.1 (Zwart et al., 2010), являются фундаментальными для самогравитирующих систем и означают (Spitzer, 1987): t. - время, необходимое для пересечения звездой скопления и t_d - время перехода в тепловое равновесие звездной системы после столкновения двух звезд. Динамическое время определяется размерами и массой скопления и является примерно одинаковым для всех трех видов скоплений и ~ 1 млн лет). Для ШС эта характеристика может быть больше 1 млн лет, а для РС - меньше 1 млн лет. Время релаксации тем больше, чем больше средняя дисперсия скоростей звезд, принадлежащих скоплению, и тем меньше, чем больше локальная плотность вещества. Характерные времена релаксации для ШС на порядок больше, чем для РС и мололых массивных скоплений.

Шаровые скопления в среднем на 2 порядка массивнее рассеянных. ММС в нашей Галактике занимают промежуточное положение по массе между РС и ШС. Средний вириальный радиус ШС, т.е. радиус, на котором суммарная потенциальная энергия скопления уравновешивает кинетическую, на порядок больше, чем у РС (10 и 1 пк). Диапазоны плотностей ШС, ММС и РС значительно перекрываются. Однако ШС и ММС имеют одинаковую тенденцию к повышенной средней плотности $(\rho_c > 10^3 M_{\odot} \text{ пк}^3)$. В то время как ШС распределены в гало и балдже Галактики по степенному закону, если подсчитывать их количество в кольцах вокруг центра галактик, РС и ММС имеют совсем другое распределение. Молодые РС сконцентрированы непосредственно в диске, а старые РС - в более толстом слое вещества над плоскостью Галактики, а именно: в основном во внешнем диске Галактики вплоть до галактических высот 3 кпк. Заметим, что наблюдаемая картина распределения РС в Галактике искажена эффектами наблюдательной селекции. По причине значительного поглощения излучения пылью в плоскости Галактики и низкой светимости РС, по сравнению с ШС и ММС, РС уверенно наблюдаются в основном в радиусе примерно 3-4 кпк в окрестности Солнца. Почти все известные на сегодняшний день ММС были обнаружены в диске Галактики внутри солнечного круга. Эти объекты имеют тенденцию концентрации к центральным областям, бару и спиральным рукавам, где, по всей видимости, плотность газа и уровень турбуленции достаточно высоки, что способствует их формированию.

В основном, ШС намного беднее металлами, чем РС и молодые массивные скопления. Молодые скопления формировались из вещества диска, обогащенного химическими элементами на протяжении прошедших миллиардов лет эволюции Галактики. Типичная металличность ШС составляет 1-3 процента от солнечной. Металличность же РС порядка и больше солнечной. Интересно, что старые РС с возрастом больше 4 млрд лет также имеют металличность порядка солнечной и повышенное содержание легких элементов. Приведем пример. Происхождение и свойства звездного населения далекого скопления BH176 были мало известны до недавнего времени (Sharina et al., 2014 и ссылки в этой статье). В данной работе было выяснено, что ВН176 является рассеянным скоплением толстого диска Галактики. Оно находится на расстоянии 15.2 ± 0.2 кпк от Солнца и на высоте 1.15 клк над плоскостью Галактики. Это богатый металлами и легкими элементами объект с возрастом 7 млрд лет. Происхождение его не выяснено, однако есть предположение, что он возник в результате столкновения карликового спутника, или высокоскоростного облака с диском Галактики. Такие богатые металлами и легкими элементами скопления наблюдаются, в основном, на галактических высотах больше килопарсека

(см. например, Gozha et al., 2012). Их всего 16 (Sharina et al., 2014, табл.А4). Средние их характеристики следующие: $[Fe/H] = -0.14 \pm 0.28$ dex, $[Mg/Fe] = 0.16 \pm 0.1$ dex, Age = 5.8 ± 1.8 Gyr и абсолютные величины в диапазоне $M_V \sim -4.9 \pm -1.1$. По-видимому, они движутся по вытянутым орбитам, наклоненным относительно плоскости диска. Высокое содержание железа и легких элементов может означать, что такие скопления формировались частично под влиянием сверхновых второго типа при более мощных вспышках зведообразования, чем типичные PC. Альтернативное предположение состоит в том, что они могли формироваться в центральных частях Галактики, а затем по какой-то причине покинуть место своего рождения на большой скорости (Acharova & Shevtsova, 2016).

4. Современные взгляды на вопросы формирования и эволюции звездных скоплений.

4.1. Функция масс звездных скоплений. В работе Elmegreen & Efremov (1997) было показано, что в природе действует универсальный механизм формирования звездных скоплений, шаровых и рассеянных. Эти идеи были развиты в последующих исследованиях этих и других авторов (например, Elmegreen, 2002, Vesperini, 2001, Kruijssen, 2012, Walker et al., 2015). Скопления рождаются в молекулярных облаках в условиях турбуленции, высокого газового давления и повышенной суммарной вириальной плотности звезд, газа и темной материи. Различия в массах и структурных характеристиках скоплений возникают как следствие различий газового давления в момент формирования, а также благодаря различиям в физических условиях на протяжении последующей эволюции. Форма функции масс (=светимости) мололых звездных скоплений в данной конкретной галактике, или области галактики всегда очень похожа на функцию масс межзвездных облаков: $N(M)dM \propto M^{-2}dM$. Это степенное распределение справедливо в полном диапазоне масс скоплений $(10^2 \div 10^8 M_{\odot})$ и называется функцией Шехтера (Schechter, 1976, Kruijssen & Cooper, 2012).

Начиная с 70-х годов прошлого века известно, что распределение старых ШС по звездным величинам напоминает функцию Гаусса (Hanes, 1977, Harris & Racine, 1979). Surdin (1979) и Racine, Dordrecht (1980) однако отмечали, что массивный конец функции светимости галактических ШС может быть с успехом описан степенной функцией. Яркий конец функции светимости незначительно меняется в процессе эволюции. Завал функции масс на маломассивном конце, наблюдаемый для систем старых ШС с возрастом порядка 10 млрд лет, является следствием разрушения скоплений. Пик функции светимости старых ШС определяется свойствами иерархической структуры из молекулярных облаков межзвездного газа. Этот пик не зависит от светимости родительской галактики и не определяется

массой Джинса в момент рекомбинации, как предполагалось ранее (Peebles & Dicke, 1968). Механизмы разрушения ШС в Млечном Пути (Fall & Rees, 1977; Gnedin & Ostriker, 1997) включают в себя: 1) соударения с богатыми горячим и холодным газом диска и балджа; 2) динамическое облирание: 3) релаксацию двух тел и 4) "испарение" маломассивных звезд. Во внешних частях галактики два последних механизма работают эффективнее других. Таким образом наблюдаемая форма функции масс ШС является функцией только лишь возраста и не зависит от светимости родительской галактики. Согласно этому сценарию, значительная часть звезд галактического гало должна была появиться из разрушенных маломассивных IIIC (см. Surdin, 1995, Murali & Weinberg, 1997). Современные наблюдения многочисленных звездных потоков вокруг ШС Галактики качественно подтверждают эти выводы (например, Lisanti et al., 2015 и ссылки в этой статье). Всевозможные модификации механизмов разрушения, результаты численного моделирования эволюции скоплений продолжают разрабатываться и по сей день.

4.2. Физические процессы в молекулярных облаках, приводящие к формированию звездных скоплений. Молодые богатые скопления содержат наиболее массивные звезды со светимостями порядка $L > 100 - 400 L_{\odot}$. Такие звезды сыграли немаловажную роль в реионизации межзвездной среды на ранних этапах формирования иерархической структуры Вселенной. Самые массивные звезды, формирующиеся в молекулярных облаках, являются основными объектами, влияющими на формирование и эволюцию звездных скоплений (Zinnecker & Yorke, 2007, Peretto et al., 2013, Onishi, 2013). Такие звезды оказывают динамическое и ионизующее воздействие на окружающую среду посредством звездных ветров и ультрафиолетового излучения. Они обогащают окружающее вещество химическими элементами при вспышках сверхновых.

Современные наблюдения гигантских молекулярных облаков в нашей Галактике и ближайших ее карликовых соседях, Большом и Малом Магеллановых облаках, с помощью современных радио и оптических телескопов позволяют исследовать процессы, предшествовавшие формированию звездных скоплений и зависимость этих явлений от окружения (Subramanian & Subramaniam, 2010; Fukui & Kawamura, 2010). Наблюдения показывают, что слои молекулярного газа имеют сложную волокнистую структуру, свидетельствующую о турбулентных процессах, протекающих в межзвездной среде. Звездные скопления формируются на пересечении плотных газовых волокон (Schneider et al., 2012, Fukui et al., 2015а, b). Столкновения межзвездных облаков способствуют сжатию слоев газа и падению их к центрам узлов волокнистой структуры (Elmegreen & Lada, 1977). Сжатие же газовых слоев способствует увеличению

ЗВЕЗДНЫЕ СКОПЛЕНИЯ

интенсивности звездообразования (Fukui et al., 2015а, b, 2014 и ссылки в этих статьях). Турбулентные процессы в межзвездной среде усиливаются вследствие процессов рождения и эволюции массивных звезд. Для поддержания достаточно высокой эффективности звездообразования в данной конкретной области галактики уровень аккреции вещества должен быть выше определенного предела. Из наблюдений было получено следующее значение: $6 \times 10^{-4} M_{\odot}/yr^{-1}$ (Fukui et al., 2015а, b). Динамическое время столкновения молекулярных облаков составляет десятки тысяч лет.

Существуют веские теоретические и наблюдательные основания полагать, что именно в плотных центральных частях молекулярных облаков появляются массивные звезды и скопления. Фрагментация вещества, предшествующая появлению протозвезд, является следствием повышения плотности среды выше определенного порогового значения (порядка 10⁴ см³) вследствие турбуленции, столкновения облаков и последующего гравитационного коллапса (Clark et al., 2008, Smith et al., 2012, DeSouza & Bazu, 2015, Gomez & Vazquez-Semadeni, 2014, Banerjee & Kroupa, 2015). Однако непосредственно процесс фрагментации газа в процессе формирования протоскопления еще никто не наблюдал. Наблюдают лишь последствия этого явления. Предполагают, что механизмы обратной связи (feedback), действующие при формировании первых звезд и скоплений в ранней Вселенной и сейчас во многом схожи. Главное отличие состоит в том, что первые звезды были гораздо более массивными и низкометалличными (звезды III типа населения, Рор III). Их температуры - порядка 30000 К. Такой энергии было достаточно для вторичной ионизации гелия (Johnson et al., 2009) и полной потери барионов теми минигало, в которых вспыхивали такие звезды. Дальнейшая эволюция Рор III звезд с массами 140-260 M_о приводила к вспышкам сверхновых и высвобождению энергии порядка 1053 эрг (Heger & Woosley, 2002). Мощное давление излучения массивных звезд, аккреция газа и лжеты, звездный ветер и протяженные зоны HII в окрестностях массивных звезд, вспышки сверхновых - вот те механизмы обратной связи, которые приводили, во-первых, к усилению турбулентных процессов, и, во-вторых, разрушали молекулярные облака с массами менее 10⁴ M_☉ и маломассивные звездные скопления (Rosen et al., 2014, Dale et al., 2015 и ссылки в этой статье, Herrera & Boulanger, 2015).

Плотность, температуру и кинематические характеристики в гигантских молекулярных облаках удается моделировать в N-body численных расчетах с учетом магнитогидродинамических процессов (Inoue & Fukui, 2013, Matsumoto et al., 2015). Согласно этим моделям, рождающиеся звезды движутся по хаотическим орбигам, а в периферийных областях молекулярного облака возникают характерные дугообразные структуры, что и наблюдается, например, с помощью телескопов ALMA (Matsumoto et al., 2015) и Herschel

(см., например, Schneider et al., 2012). С помощью телескопа ALMA в линиях СО удалось обнаружить формирующееся самое молодое в нашей Галактике сверхмассивное звездное скопление RCW38 (Fukui et al., 2015b), открытое первоначально Rodgers et al., (1960). Это третий такого рода объект, открытый в Млечном Пути после Westerlund 2 и NGC3603 (Furukawa et al., 2009, Fukui et al., 2014). Аналогичные объекты найдены в Магеллановых Облаках (Fukui et al., 2015а). Интересно, что во всех трех случаях было обнаружено, что вспышки звездообразования были инициированы столкновением газовых облаков. Инфракрасные наблюдения свидетельствуют о наличии нескольких тысяч молодых массивных звезд в рождающихся в каждом из этих скоплений (Wolk et al., 2006, Winston et al., 2011).

4.3. Формирование звездных скоплений в карликовых галактиках. Теоретические основы изучения этой проблемы были заложены в работе Elmegreen & Efremov (1997) (см. также ссылки в этой статье), однако она до сих пор далека от окончательного решения.

Прежде всего стоит отметить, что карликовые галактики в настоящую эпоху (красное смещение примерно 0) делятся на несколько типов по морфологии, звездному составу, структурным и кинематическим характеристикам: 1) сфероидальные (dSph; прототипы - Sculptor dSph и Fornax dSph в Местной группе); 2) иррегулярные (dlrr; прототипы -Большое и Малое Магеллановы облака); 3) промежуточного типа (dSph/ dlrr; прототипы - галактики Cetus, KDG61); 3) эллиптические (dE; прототип - M32) dSphs - это объекты без газа со старым звездным населением (II типа). Их поверхностная яркость составляет несколько процентов от яркости ночного неба. Доля темной материи у dSphs в среднем значительно выше, чем в галактиках других типов, как гигантских, так и карликовых (см., например, рис.14 в статье Forbes et al., 2008). Примерно половина из dSphs содержит массивные звездные скопления вблизи оптического центра. dlrrs - богатые газом галактики с активным звездообразованием в широком диапазоне светимостей (-18 < M₁ <-8). В таких объектах наблюдаются как правило молодые звездные скопления вблизи очагов звездообразования. Наряду с ММС, в них встречаются звезды и скопления промежуточного (примерно 1-6 млрд лет) и старого возраста. Это, повидимому, говорит об исключительном богатстве газом и продолжительной истории звездообразования таких галактик. На сегодняшний день известны единицы dIrrs без старых звезд: например, карлик приливного происхождения возле M81 - Holmberg IX (Makarova et al., 2002). Объект очень ярок на длине волны HI. Ему принадлежит рентгеновский источник X-9, который по яркости превосходит таковой в центре M81. dSph/dIrr - это объекты похожие на dSphs с одной-двумя молодыми звездами, и/

или областями ионизованного газа.

Эллиптические карлики редки. Структурно и по свойствам звездного населения dEs похожи на маломассивные балджи. Согласно Kormendy & Bender (2012), в нашей Местной группе содержится только один объект этого типа. Это соседка туманности Андромеды M32. В центре этой галактики есть небольшое ШС.

dEs занимают особое место на многомерной зависимости между фундаментальными параметрами галактик "светимость - поверхностная яркость/плотность - размер - дисперсия скоростей". Только совокупное рассмотрение всех этих параметров позволяет правильно классифицировать галактику этого типа (Kormendy & Bender, 2012). Предполагают, что происхождение dEs неразрывно связано с окружением. Не случайно большинство из них найдено вблизи центров богатых скоплений галактик. В результате приливного взаимодействия с более массивными соседями внешние части dEs по-видимому бывают оторваны. Остаются только плотные балджи без газа (Bekki et al., 2001, Graham, 2002).

Вернемся к обсуждению вопроса о формировании ШС в карликовых галактиках. Elmegreen & Efremov (1997) отмечали, что несмотря на малую массу и среднюю плотность вещества, карликовые галактики должны производить на свет шаровые скопления столь же массивные, как и гигантские галактики, и к тому же - более компактные. Для достижения высокого давления и пороговой плотности газа, как пускового механизма формирования скоплений, в карликовых галактиках достаточно причин: это взрывы сверхновых, вызывающие стремительный отток газа, и как следствие - высокую вириальную суммарную плотность материи (газ, звезды и темная материя). Для карликовых галактик характерны в 10-100 раз более высокие критические плотности газа, чем в случае нормальных галактик. Карлики имеют в среднем гораздо более низкую металличность, чем нормальные галактики. Это означает, что холодные части молекулярных облаков расположены гораздо ближе к их плотным центрам. К тому же колонковая плотность незапыленного газа выше из-за формирования молекулярного водорода на пылинках. Таким образом, давление в областях звездообразования карликовых галактик выше, чем в нормальных галактиках. Это ведет к формированию массивных компактных скоплений (Elmegreen & Efremov, 1997). Добавим также, что ШС в карликовых галактиках имеют гораздо меньше причин быть разрушенными из-за отсутствия массивных дисковых структур. Таким образом, можно объяснить высокую частоту встречаемости ШС в карликовых галактиках.

Поиски ШС в карликовых галактиках за пределами Местной группы были проведены в работах Sharina et al. (2005), Georgiev et al. (2009). Были подтверждены выводы предыдущих исследований о высокой частоте встречаемости ШС в dSphs и о процентном соотношении карликовых галактик, содержащих и не содержащих скопления.

Кгијјѕѕеп & Соорег (2012) проверяли, действительно ли массы старых ШС в карликовых галактиках соответствуют таковым в предположении, что они формировались как ММС в близких галактиках с активным звездообразованием. В частности, исследователей интересовало соответствие масс самых массивных ШС в карликовых галактиках функции Шехтера на момент их формирования. Моделирование показало, что ожидаемое соответствие имеется в 90% случаев для ШС с массами $10^7 - 10^9 M_{\odot}$. Оставшиеся 10% наиболее массивных ШС в карликовых галактиках являются ядерными скоплениями, которые наращивали массы в процессе слияний с другими скоплениями и звездами галактик. Авторы оценили процент бедных металлами ШС в Млечном Пути, которые ранее были ядрами карликовых галактик, как 1/3.

Существуют в природе объекты со свойствами (массами, размерами, временами релаксации, дисперсиями скоростей звезд, отношениями массы к светимости), промежуточными между таковыми у массивных ШС и карликовых галактик. Это, так называемые, ультра-компактные карликовые галактики (UCD) (Hilker et al., 1999), компактные звездные системы, состоящие из старых и промежуточного возраста звезд с массами больше $2 \cdot 10^{6} \div 10^{5} M_{\odot}$, размерами 3 - 50 пк и с дисперсиями скоростей звезд менее



Рис 1 SDSS - снимок области неба в окрестности гигантской эдлиптической галактики в скоплении Virgo Messier 59 (NGC4621). Кружком выделена ультра-компактная карликовая галактика, найденная Chilinganan & Mamon (2008) на расстоянии ~9 кпк от M59 На снимке отмечены также две карликовые галактики ранних морфологических типов с ядерными шаровыми скоплениями: IC809 и IC3486 (Seth et al., 2008).

156

100 км/с, которые примерно на порядок больше, чем у шаровых скоплений. На рис.1 показано изображение UCD, найденной Chilingarian & Mamon (2008) на расстоянии ~9кпк от гигантской эллиптической галактики M59 (NGC4621) вблизи центра скопления галактик Virgo. На данном снимке области неба Слоановского обзора (Sloan Digital Sky Survey, SDSS¹) также видны M59 и две карликовые галактики ранних морфологических типов с ядерными шаровыми скоплениями: IC809 и IC3486 (Seth et al., 2008).

Некоторые UCD содержат сверхмассивные черные дыры, и у них заметно вращение (например, Seth et al., 2014, Mieske et al., 2012 и ссылки в этих статьях, на статьи о свойствах и возможном происхождении UCD). Металличности у UCD были найдены самые разные: -1.7 < [Fe/H] < 0 dex. Металличность же на единицу светимости у UCD выше, чем у гигантских эллипптических галактик (Chattopadhyay et al., 2012) и похожа на таковую у M32, что говорит в пользу происхождения UCD как ядерных частей галактик разных масс (карликовых и нормальных).

4.4. Частота встречаемости шаровых скоплений в галактиках. Харрисом и Ван ден Бергом в 1981г. (Нагтіз & van den Bergh (1981), см. также Нагтіз (2001)) был введен термин частоты встречаемости ШС в галактике, или числа ШС на единицу светимости галактики, который используется и сейчас: $S_N = N_{cl} \cdot 10^{0.4(M_V+15)}$, где M_V - интегральная абсолютная величина галактики, и N_{cl} - полное число ШС. Исследования систем ШС скоплений в галактиках (globular cluster systems) давно уже сформировали отдельную отрасль астрофизики, которая использует современные спектральные и фотометрические наблюдения на космических и крупнейших наземных телескопах в разных диапазонах электромагнитного спектра и занимается изучением следующих вопросов: функции светимости ШС, пространственного распределения и кинематики ШС, распределения ШС по возрасту, металличности и содержанию легких элементов, путей происхождения и эволюции ШС.

4.5. Возможные пути формирования старых шаровых скоплений. Существуют несколько сценариев формирования ШС с возрастом, сравнимым с возрастом Вселенной. Перечислим основные из них:

1) Шаровые скопления могут быть центральными областями маломассивных галактик, потерявших в процессе взаимодействия с более массивными соседями свои внешние части. Каталогизирование карликовых галактик в ближайших к нам богатых скоплениях галактик в созвездиях Дева и Печь, а также фотометрические исследования этих скоплений с помощью космического телескопа Хаббла выявили большое число карликовых галактик

¹ http://www.sdss3.org/

с преобладающим старым звездным населением и центральными яркими звездными скоплениями (Binggelli et al., 1985, Ferguson, 1989, Karachentseva & Sharina, 1989, Sharina, 1989, Cote et al., 2006). Спектрофотометрические исследования позволили изучить структурные и кинематические характеристики ядерных скоплений (см., например, Geha et al., 2002; Lotz et al., 2004, Puzia & Sharina, 2008, Sharina et al., 2010). Оказалось, что большая часть ядерных скоплений по свойствам очень напоминают старые ШС Галактики. Появились теоретические модели, объясняющие происхождение ядерных ШС в картиковых галактиках. Согласно Bekki et al. (2006a, b), например, эти объекты могли образоваться путем множественных диссипативных слияний газовых и звездных частей центральных дисков галактик, как следствие гравитационной нестабильности; 2) Шаровые скопления могут являться потомками разрушенных приливными взаимодействиями массивных звездных скоплений, образовавшихся в богатых газом галактиках на z > 3 и попавших во внешние части соседних галактик при слияниях и взаимодействии галактик (Клијјssen, 2014 и ссылки в этой статье). Сценарий большого слияния галактик (Ashman & Zepf, 1992, Toomre & Toomre, 1972; Toomre, 1977, Schweizer, 1987, Li & Gnedin, 2014, Muratov & Gnedin, 2010) предсказывает формирование богатой и бедной металлами популяций ШС в результате слияний богатых газом спиралей и белных газом эллиптических галактик. Слияния галактик являются неотъемлемой частью общепринятого исрархического сценария эволюции Вселенной и детально воспроизводятся в численных космологических расчетах (например, Ibata et al., 2014 и ссылки в этой статье); 3) Шаровые скопления могли образовываться в галактиках из малометалличного газа большой плотности в ранние эпохи в результате многофазного диссипативного коллапса (in-situ сценарий, Forbes et al., 1997).

Согласно возрасту и металличности шаровых скоплений Галактики, определенных в процессе HST исследований их глубоких CMD (Vandenberg et al., 2013, Leaman et al., 2013, Marin-Franch et al., 2009), скопления продолжали формироваться вплоть до красных смещений $z\sim2$. Зависимость "возраст-металличность" для них строго соблюдается. Причем ШС за пределами солнечного круга (галактоцентрический радиус 8кпк) имеют на 0.4-0.5 dex более высокую металличность при том же возрасте, чем ШС внутри него. Для близких галактик, помимо самых слабых карликов, существует уверенная зависимость массы системы шаровых скоплений от массы родительской галактики (Spitler & Forbes, 2009; Harris et al., 2013; Hudson et al., 2014). Наблюдательные факты позволяют предполагать, что слияния богатых газом массивных галактик играли существенную роль до красных смещений примерно 2, что и подтверждается космологическими гидролинамическими расчетами (Li & Gnedin, 2015). Такие вычислений, позволяют воссоздать начальную функцию светимости звездных скоплений, а также ее эволюцию и обрыв на ярком конце. Максимальная масса шарового скопления в галактике, а также доля массы галактики, заключенная в шаровых скоплениях, зависит прямо пропорционально от массы родительской галактики, уровня звездообразования (SFR) и плотности окружения в момент формирования скоплений (и соответственно теперешней плотности окружения) (Adamo et al., 2015, Kruijssen et al., 2012, Whitmore et al., 2014, Fall & Chandar, 2012, Chandar et al., 2015).

Существуют многочисленные модификации перечисленных выше сценариев. Согласно Gnedin et al., (2014), центральные массивные скопления и черные дыры в галактиках могли образовываться путем слияний множества скоплений, падающих на ядро в результате динамического трения и приливного взаимодействия со внешними частями газо-звездных дисков, звездных гало, и газовых корон. Как видно, во многом вышеперечисленные сценарии не противоречат, а дополняют друг друга. Существуют однако наблюдательные факты, которые трудно объяснить какой-либо одной моделью, и даже комбинацией нескольких сценариев, например: существование множественных звездных населений, открытых в Галактических ШС и скоплениях Магеллановых облаков (Milone et al., 2015 и ссылки в этой статье).

4.6. Множественные звездные населения в шаровых скоплениях. Исследования вариаций содержания химических элементов и множественных звездных популяций в шаровых скоплениях имеют богатую историю (Freeman & Norris, 1981, Lee et al., 1999, Gratton et al., 2004, Caretta et al., 2009, Gratton et al., 2012, Dotter et al., 2015; Milone et al., 2013, 2015). Вариации содержания легких элементов (O-Na, Mg-Al) связаны с их производством в CNO-цикле в массивных звездах (Prantzos et al., 2007). Так называемые "аномальные" звезды второго поколения имеют пониженное содержание кислорода и повышенное содержание натрия. В некоторых скоплениях, называемых также аномальными, таких звезд большинство (примерно 2/3). Известны следующие аномальные скопления: Омега Центавра, NGC1851, M22 (NGC6656), M54 (NGC6715), M2 (NGC7089), Terzan 5, NGC5824, NGC5286, M19 (NGC 6273) (Marino et al., 2015, 2014a, b и ссылки в этих статьях). С+N+О вариации у звезд аномальных скоплений коррелируют с содержанием элементов s-процесса и с [Fe/H] (Marino et al., 2012a, b; 2014a, b). Существуют две популяции звезд в таких скоплениях: s-element/Fe - богатые и s-element/Fe - бедные; и кажлая из этих популяций в каждом аномальном скоплении показывает свою собственную форму антикорреляций O-Na, Mg-Al, C-N (Marino et al., 2011). Было выяснено, что C+N+O вариации могут быть ответственными за наблюдаемое расщепление ветвей субгигантов на CMD.

Множественные звездные населения (множественные точки поворота

Главной последовательности, двойные красные стушения (red clump), люйные Главные последовательности) наблюдаются не только у старых ШС Галактики, но и у скоплений мололого и промежуточного возраста (1-2 млрд лет) в Магеллановых Облаках (Milone et al., 2009, Girardi et al., 2009, Milone et al., 2013, 2015). С точки зрения теории звездной эволюции, множественные точки поворота могут являться следствием: 1) наличия в скоплениях звездных населений разного возраста (Goudfrooij et al., 2015); 2) различий в скоростях врашения звезд (Bastian & de Mink, 2009); и 3) взаимодействующих двойных звезд (Li et al., 2014b). Li et al., (2014a) и Bastian & Nederhoter (2015) отвергли предположение о продолжительной истории звездообразования у звездных скоплений промежуточного возраста в Магеллановых Облаках. Авторами было показано, что существование множественных точек поворота Главной последовательности и двойных Главных последовательностей у этих объектов не сопровождается множественностью других последовательностей СМD (например, ветвей красных гигантов, субгигантов). Это означает, что другие механизмы ответственны за наблюдаемые явления в данном случае.

На рис. 2 показаны диаграммы "цвет-звездная величина" двух шаровых скоплений, содержащих множественные звездные населенния: NGC6838 и NGC6218 (Carretta et al., 2010), - по результатам звездной фотометрии Piotto et al. (2002). Khamidullina et al. (2013) ныполнили популяционный синтез суммарного излучения звезд скоплений с использованием длинношелевых спектров среднего разрешения, функции масс звезд Cabrier (2005) и синтетических спектров моделей звездных атмосфер. Соответствие теоретических изохрон с полученными в работе Khamidullina et al. (2013) параметрами (возраст, [Fe/H] и Y) наблюдаемым СМD показано на левых панелях рисунков. Справа на наблюдаемые CMD наложены изохроны Bertelli et al. (2009) с параметрами, определенными VandenBerg et al. (2013). Данный пример иллюстрирует, с одной стороны, известную проблему вырождения "возраст-металличность", и, с другой стороны, сложность анализа CMD скоплений. Методы, использующие различные теоретические предположения, могут давать отличающиеся результаты оценки возраста и металличности. Литературные выводы о множественных звездных населениях в том, или ином объекте основаны на очень тшательной фотометрии и анализе.

Причины, вызывающие наблюдаемые проявления химических аномалий у звезд шаровых скоплений, пока до конца не изучены (см., например, Bastian et al., 2015). Существует несколько предполагаемых звезд-источников обогащения химическими элементами, приводящих к наблюдаемым антикорреляциям: 1) массивные звезды Асимптотической ветви (*Mass* ~ $5 + 9 M_{\odot}$) (D'Ercole et al., 2010); 2) быстро-вращающиеся массивные

ЗВЕЗДНЫЕ СКОПЛЕНИЯ



Рис.2. Сравнение положения звезд скоплений NGC6838 и NGC6218 на диаграмме "цвет-звездная величина" (CMD) по результатам фотометрии Piotto et al., (2002) с изохронами Bertelli et al. (2009). Параметры изохрон (возраст, [Fe/H] и Y) на графиках слева и справа были определены разными способами. Слева показаны результаты популяционного синтеза суммарных спектров звезд скоплений (Khamidullina et al., 2013). Справа приведены изохроны с параметрами, определенными VandenBerg et al. (2013) из анализа самих СМD.

NGC 6838

звезды ($Mass > 20 M_{\odot}$) (Decressin et al., 2007); 3) взаимодействующие массивные двойные звезды ($Mass \sim 10 \div 20 M_{\odot}$) и 4) очень массивные звезды (Mass > $10^4 M_{\odot}$) (Denissenkov & Hartwick, 2014). Суть AGB сценария состоит в том, что вещество, выброшенное в процессе эволюции АGВ звезд первого поколения, не может покинуть массивное скопление. Это вещество охлаждается и оседает к центру скопления. Из этого материала и продуктов эволюции остальных звезд скопления образуются звезды второго поколения. Сценарий FRMS использует материал, оставшийся в скоплении после производства звезд первого поколения и выбросы быстро-вращающихся массивных звезд, богатые гелием и натрием и белные кислородом, для производства звезд второго поколения. Взаимодействующие двойные рассматривались как источник обогащения вещества звездных скоплений в сценарии так называемой "ранней дисковой аккреции" (EDA, Bastian et al., 2013). Согласно EDA сценарию, маломассивные звезды до Главной последовательности с протопланетными дисками собирают в диски вещество, оставшееся после эволюции массивных взаимодействующих двойных. Bastian et al. (2015) были разработаны модели самообогащения скоплений продуктами эволюции всех этих пяти типов звезд. Моделировались [Na/Fe], [O/Fe] и содержание гелия в зависимости от звездной массы. Модели сравнивались с наблюдаемыми содержаниями элементов для звезд скоплений NGC104, NGC288, NGC2808, NGC6121, NGC6397, NGC6752, NGC7078, NGC7099. Был сделан вывод, что ни один источник самообогащения из рассмотренных, или их комбинация не объясняет наблюлательные ланные.

Предполагают, что причина вариаций содержания Fe в аномальных скоплениях может состоять в том, что эти объекты были намного более массивными в прошлом. Например, скопление Омега Центавра считается ядром разрушенной приливными взаимодействиями карликовой галактики (Bekki & Norris, 2006). Считают, что обычные ШС, состоящие из звезд одной металличности с постоянным отношением [(C+N+O)/Fe], формировались путем самообогащения в процессе реакций горения водорода с участием звезд Асимптотической ветви (D'Ercole et al., 2010), или быстровращающихся массивных звезд (Decressin et al., 2007). У звезд таких ШС тоже наблюдаются вариации содержания химических элементов, как и у аномальных скоплений (см., например, Bastian et al., 2013 и ссылки в этой статье). Звезды галактического поля со сходной с аномальными звездами скоплений картиной химических содержаний - это экстремально бедные металлами углеродные AGB звезды s-процесса (CEMP), в которых доминирует источник нейтронов в виде изотопа углерода ¹³С.

5. Заключительные замечания. В данной статье изложены теоретические и наблюдательные данные о свойствах и закономерностях происхождения и эволюции звездных скоплений, способные пролить свет на проблему множественных звездных населений в шаровых скоплениях. В обзор не вошли, или были освящены слишком кратко некоторые вопросы, например: о зависимости свойств систем ШС от свойств родительских галактик, о развитии и совершенствовании методов определения возраста и химического состава звездных скоплений, о пространственно кинематической структуре Галактической системы шаровых скоплений, о ШС вне галактик, о звездных потоках в гало нашей и других галактик и о поисках следов разрушенных звездных скоплений, о черных дырах в шаровых скоплениях. Этим вопросам будет посвящена отдельная статья.

Исследование выполнено при поддержке гранта Российского научного фонда (проект №14-12-00965). Финансирование SDSS-III предоставлено фондом Альфреда Слоуна, участвующими учреждениями, Национальным научным фондом, и Министерством энергетики США по науке. Вебсайтом SDSS-III является http://www.sdss3.org/.

Специальная Астрофизическая Обсерватория Российской Академии Наук, e-mail: sme@sao.ru

REVIEWS

PROPERTIES AND FORMATION OF STAR CLUSTERS

M.E.SHARINA

Studies of star clusters are important for solving of many fundamental astrophysical problems. These are some of them: clarification of the fundamental distance scale in the Universe, elaboration of the general principles of stellar evolution and nucleosynthesis, detalisation of galactic star formation histories, understanding of dynamical processes of galaxy formation, explanation the shapes of stellar and star cluster luminosity functions. This review is devoted to the present-day observational and theoretical data sheding light on the processes of star cluster formation and evolution in our and other galaxies. We formulate the existing problems and discuss the progress in their solution. In particular, among the most important observational and theoretical tasks are: 1) a complete explanation of the physical processes in molecular clouds, leading to the formation and evolution of massive star clusters; 2) observations of massive star clusters at different stages of evolution, including protoclusters, in the wavelength regions where interstellar absorption is minimal; 3) comparison of properties of massive star clusters in different galaxies, and galaxies at the stages of most active star formation at different redshifts. The main aim of these studies is explanation of the discovered for the first time in the late 20th century multiple populations and variations of chemical elements in star clusters.

Key words: stellar clusters: formation

ЛИТЕРАТУРА

Acharova I.A., Shevtsova E.S., Astrophysical Bulletin, accepted (2016).

Adamo A, Kruijssen J M II. Bastian N., Silva-Villa E., Ryon J., Mon. Not. Roy. Astron. Soc., 452, 246 (2015).

Ashman K.M., Zepf S.E., Astrophys. J., 384, 50 (1992).

Banerjee, Kroupa, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., 447, 728 (2015).

Bastian N., Niederhofer F., Mon. Not. Roy. Astron. Soc., 448, 1863 (2015).

Bastian N., Cabrera-Ziri I., Davies B., Larsen S.S., Mon. Not. Roy. Astron. Soc., 436, 2852 (2013).

Bastian N., de Mink S.E., Mon. Not. Roy. Astron. Soc., 398, L11 (2009) Bekki K., Yahagi H., Nagashima M., Forbes D.A., Mon. Not. Roy. Astron. Soc., 387, 1131 (2008).

Bekki K., Yahagi H., Mon. Not. Roy. Astron. Soc., 372, 1019 (2006a).

Bekki K., Couch W.J., Y.Shioya, Astrophys. J. Letters, 642, L133 (2006b).

Bekki K., Norris J.E., Astrophys. J. Letters, 637, L109 (2006).

Bekki K., Couch W.J., Drinkwater M.J., Gregg M.D., Astrophys. J., 557, 39 (2001).

Bertelli G., Nasi E., Girardi L., Margo P., Astron. Astrophys., 508, 335 (2009). Binggeli B., Sandage A., Tammann G.A., Astron. J., 90, 1681 (1985).

binggen D., Sundage A., Tunnann O.A., Astron. J., 70, 1061 (1765)

Carretta E., Bragaglia A., Gratton R. et al, Astron. Astrophys., 516, 55 (2010). Carretta E., Bragaglia A., Gratton R., Lucatello S., Astron. Astrophys., 505,

139 (2009).

Carney B.W., Star Clusters, Saas-Fee Advanced Courses, Volume 28. Springer-Verlag Berlin Heidelberg, p.1 (2001).

Chabrier G., in The Initial Mass Function 50 years later. Eds. E.Corbelli et al. (Springer, Dordrecht), 327, 41 (2005).

Chandar R., Fall S.M., Whitmore B.C., Astrophys. J., 810, 1 (2015).

Chattopadhyay T., Sharina M., Davoust E., De T., Chattopadhyay A.K., Astrophys. J., **750**, 91 (2012).

Chilingarian I.V., Mamon G.A., Mon. Not. Roy. Astron. Soc., 385, L83 (2008) Cote P. et al., Astrophys. J. Suppl. Ser., 165, 57 (2006).

- Clark P.C., Bonnell I.A., Klessen R.S., Mon. Not. Roy. Astron. Soc., 386, 3 (2008).
- D'Ercole A., D'Antona F., Ventura P., Vesperini E., McMillan S.L.W., Mon. Not. Roy. Astron. Soc., 407, 854 (2010).
- Dale J.E., Ercolano B., Bonnell I.A., Mon. Not. Roy. Astron. Soc., 451, 987 (2015).
- Decressin T., Meynet G., Charbonnel C., Prantzos N., Ekstrom S., Astron. Astrophys., 464, 1029 (2007).
- Denissenkov P.A., Hartwick F.D.A., Mon. Not. Roy. Astron. Soc., 437, L21 (2014).
- DeSouza A.L., Basu S., Mon. Not. Roy. Astron. Soc., 450, 295 (2015).
- Dotter A., Ferguson J.W., Conroy C. et al., Mon. Not. Roy. Astron. Soc., 446, 1641 (2015).
- Efremov Yu.N., Elmegreen B., Mon. Not. Roy. Astron. Soc., 299, 588 (1998).
- Efremov Yu.N., Sites of star formation in galaxies: star complexes and spiral arms. Nauka, Moskva (USSR) (1989).
- Elmegreen B.G., Astrophys. J., 564, 773 (2002).
- Elmegreen B., Efremov Yu.N., Astrophys. J., 480, 235 (1997).
- Elmegreen B., Lada C., Astrophys. J., 214, 725 (1977).
- Fall S.M., Chandar R., Astrophys. J., 752, 96 (2012).
- Fall S.M., Rees M.J., Mon. Not. Roy. Astron. Soc., 181, 37 (1977).
- Ferguson H.C., Astron. J., 98, 367 (1989).
- Forbes D.A., Lasky P., Graham A.W., Spitler L., Mon. Not. Roy. Astron. Soc., 389, 1924 (2008).
- Forbes D.A., Brodie J.P., Grillmair C.J., Astron. J., 113, 1652 (1997).
- Freeman K.C., Norris J., Ann. Rev. Astron. Astrophys., 19, 319 (1981).
- Fukui Y. et al., Astrophys. J. Lett., 807, LA (2015a).
- Fukui Y. et al., arXiv:1504.05391 (2015b).
- Fukui Y. et al., Astrophys. J., 780, 36 (2014).
- Fukui Y., Kawamura A., Ann. Rev. Astron. Astrophys., 48, 547 (2010).
- Furukawa N. et al., Astrophys. J. Lett., 696, L115 (2009).
- Geha M., Guhathakurta P., van der Marel R.P., Astron. J., 124, 3073 (2002).
- Georgiev I.Y., Hilker M., Puzia T.H., Goudfrooij P., Baumgardt H., Mon. Not. Roy. Astron. Soc., 396, 1075 (2009).
- Girardi L., Rubele S., Kerber L., Mon. Not. Roy. Astron. Soc., 394, L74 (2009).
- Gnedin O.Y., Ostriker J.P., Tremaine S., Astrophys. J., 785, 71 (2014).
- Gnedin O.Y., Ostriker J.P., Astrophys. J., 474, 223 (1997).
- Gomez G.C., Vazquez-Semadeni E., Astrophys. J., 791, 124 (2014).
- Gozha M.L., Borkova T.V., Marsakov V.A., Astron. Lett., 38, 506 (2012). Graham A.W., Astrophys. J., 568, L13 (2002).
- Gratton R., Sneden C., Carretta E., Ann. Rev. Astron. Astrophys., 42, 385 (2004). Gratton R.G., Carretta E., Bragaglia A., Astron. Astrophys. Rev., 20, 50 (2012). Hanes D.A., Mon. Not. Roy. Astron. Soc., 180, 309 (1977).

М Е.ШАРИНА

Harris W.E., in: Star Clusters, Saas-Fee Advanced Courses, Vol. 28. Springer-Verlag Berlin Heidelberg, p.223 (2001).

Harris W.E., Racine R., Ann. Rev. Astron. Astrophys., 17, 241 (1979).

Harris W.E., van den Bergh S., Astron. J., 86, 1627 (1981).

Heger A., Woosley S.E., Astrophys. J., 567, 532 (2002).

Herrera C.N., Boulanger F., IAU General Assembly, Meeting 29, 2252184 (2015).

Ho L.C., Filippenko A.V., Astrophys. J., 472, 600 (1996a).

Ho L.C., Filippenko A.V., Astrophys. J., 466, 83 (1996a).

Hilker M., Infante L., Viera G., Kissler-Patig M., Richtler T., Astron. Astrophys. Suppl. Ser., 134, 75 (1999)

Hudson M.J., Harris G.L., Harris W.E., Astrophys. J., 787, 5 (2014).

Ibata R.A. et al., Astrophys. J. Letters, 784, 6 (2014)

Inoue T., Fukui Y., Astrophys. J. Letters, 774, 31 (2013).

Johnson K.E., Leroy A.K., Indebetouw R. et al., Astrophys. J., 806, 35 (2015).

Johnson K.E., Hunt L.K., Reines A.E., Astron. J., 137, 3788 (2009).

Karachensteva V.E., Sharina M.E., Soobshcheniya Spetsial'noj Astrofizicheskoj Observatorii, 57, 5 (1988).

Keto E., Ho L.C., Lo K.-Y., Astrophys. J., 635, 1062 (2005).

Khamidullina D.A., Sharina M.E., Shimansky V.V., Davoust E., Baltic Astronomy, 23, 260 (2014).

Kholopov P.N., "Star clusters Moscow, Izdatel'stvo Nauka (1981).

Kormendy J., Bender R., Astrophys. J. Suppl. Ser., 198, 2 (2012).

Kruijssen J.M.D., Classical and Quantum Gravity, 31, 244006 (2014).

Kruijssen J.M.D., Mon. Not. Roy. Astron. Soc., 426, 3008 (2012).

Kruijssen J.M.D., Cooper A.P., Mon. Not. Roy. Astron. Soc., 420, 340 (2012).

Lada C.J., Lada E.A., Ann. Rev. Astron. Astrophys., 41, 57 (2003).

Leaman R., VandenBerg Don A., Mendel J.T., Mon. Not. Roy. Astron. Soc., 436, 122 (2013).

Lee Y.-W., Joo J.-M., Sohn Y.-J. et al., Nature, 402, L55 (1999).

Li H., Gnedin O.Y., Astrophys. J., 796, 10 (2014).

Li C., de Grijs R., Deng L., Nature, 516, 367 (2014a).

Li L., Zhang F., Han Q., Kong X., Gong X., Mon. Not. Roy. Astron. Soc., 445, 1331 (2014b).

Lisanti M., Spergel D.N., Madau P., Astrophys. J., 807, 14 (2015).

Lotz J.M., Miller B.W., Ferguson H.C., Astrophys. J., 613, 262 (2004).

Makarova L.N. et al., Astron. Astrophys., 396, 473 (2002).

Marin-Franch A. et al., Astrophys. J., 694, 1498 (2009).

Marino A.F. et al., Mon. Not. Roy. Astron. Soc., 450, 815 (2015).

Marino A.F. et al., Mon. Not. Roy. Astron. Soc., 442, 3044 (2014a).

Marino A.F. et al., Mon. Not. Roy. Astron. Soc., 437, 1609 (2014b).

Marino A.F. et al., Astron. Astrophys., 541, 15 (2012a).

Marino A.F. et al., Astrophys. J., 746, 14 (2012b).

Marino A.F., Villanova S., Milone A.P. et al., Astrophys. J. Lett., 730, L16 (2011).

166

Matsumoto T., Toshikazu O., Tokuda K., Inutsuka S., Mon. Not. Roy. Astron Soc., 449, L123 (2015).

McLaughlin D.E., Fall S.M., Astrophys. J., 679, 1272 (2008)

Merritt D., Dynamics and Evolution of Galactic Nuclei. Princeton, NJ: Princeton University Press. (2013).

Mieske S., Hilker M., Misgeld I., Astron. Astrophys., 537, 3 (2012).

Milone A.P. et al., Mon. Not. Roy. Astron. Soc., 450, 3750 (2015).

Milone A.P., Bedin L.R., Cassisi S. et al., Astron. Astrophys., 555, 143 (2013).

Milone A.P., Bedin L.R., Piotto G., Anderson J., Astron. Astrophys., 497, 755 (2009).

Murali C., Weinberg M.D., Mon. Not. Roy. Astron. Soc., 291, 717 (1997). Muratov A.L., Gnedin O.Y., Astrophys. J., 718, 1266 (2010).

Onishi T., ASP Conference Series, San Francisco: Astron. Soc. Pacif., 476, 85 (2013).

Peebles P.J.E., Dicke R.H., Astrophys. J., 154, 891 (1968).

Peretto N. et al., Astron. Astrophys., 555, 112 (2013).

Piotto G. et al., Astron. Astrophys., **391**, 945 (2002).

Prantzos N., Charbonnel C., Iliadis C. et al., Astron. Astrophys., 470, 179 (2007).

Puzia T.H., Sharina M.E., Astrophys. J., 674, 909 (2008).

Racine R., Dordrecht D., Reidel Publishing Co., 369 (1980).

Rodgers A.W., Campbell C.T., Whiteoak J.B., Mon. Not. Roy. Astron. Soc., 121, 103 (1960).

Rosen A.L., Lopez L.A., Krumholz M.R., Ramirez-Ruiz E., Mon. Not. Roy. Astron. Soc., 442, 2701 (2014).

Seth A.C. et al., Nature, 513, 398 (2014).

Seth A., Agueros M., Lee D., Basu-Zych A., Astrophys. J., 678, 116 (2008). Schechter P., Astrophys. J., 203, 297 (1976).

Schneider N. et al., Astron. Astrophys., 540, L11 (2012).

Schweizer F., Seitzer P., Astron. J., 133, 2132 (2007).

Schweizer F., in Nearly Normal Galaxies: From the Planck Time to the Present; Proceedings of the Eighth Santa Cruz Summer Workshop in Astron. Astrophys., ed. S.Faber, New York: Springer-Verlag, p.18 (1987).

Smith R.J., Ioco F., Glover S.C.O. et al., Astrophys. J., 761, 154 (2012).

Sharina M.E., Donzelli C.J., Davoust E., Shimansky V.V., Charbonnel C., Astron. Astrophys., 570, 48 (2014).

Sharina M.E., Chandar R., Puzia T.H., Goudfrooij P., Davoust E., Mon. Not. Roy. Astron. Soc., 405, 839 (2010).

Sharina M.E., Puzia T.H., Makarov D.I., Astron. Astrophys., 442, 85 (2005). Sharina M.E., Astrophysics, 31, 452 (1989).

Spitler L.R., Forbes D.A., Mon. Not. Roy. Astron. Soc., 392, 1 (2009).

Spitzer L.Jr., Dynamical Evolution of Globular Clusters. Princeton, NJ: Princeton Univ. Press., 191 (1987).

Surdin V.G., Astron. Lett., 21, 508 (1995).

Surdin V.G., Soviet Astron., 23, 648 (1979).

Subramanian S., Subramaniam A., Astron. Astrophys., 520, 24 (2010).

Toomre A., Toomre J., Astrophys. J., 178, 623 (1972).

- Toomre A., in Evolution of Galaxies and Stellar Populations, Proceedings of a Conference at Yale University, eds. B.M.Tinsley, R.B.Larson, p.40. New Haven: Yale University Observatory (1977).
- VandenBerg D.A., Brogaard K., Leaman R., Casagrande L.V., Astrophys. J., 775, 134 (2013).

Vesperini E., Mon. Not. Roy. Astron. Soc., 322, 247, (2001).

Walker D.L., Longmore S.N., Bastian N. et al, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., 449, 715 (2015).

Whitmore B.C., Brogan C., Chandar R. et al., Astrophys. J., 795, 156 (2014). Whitmore B.C., Schweizer F., Astron. J., 109, 960 (1995).

Winston E., Wolk S.J., Bourke T.L. et al., Astrophys. J., 743, 166 (2011). Wolk S.J., Spitzbart B.D., Bourke T.L., Alves J., Astron. J., 132, 1100 (2006).

Zinnecker H., Yorke H.W., Ann. Rev. Astron. Astrophys., 45, 481 (2007).

Zwart S.F.P., McMillan S.L.W., Gieles M., Ann. Rev. Astron. Astrophys., 48, 431 (2010).

CONTENTS

Isentropic "Shock waves" in numerical astrophysical simulations	
G.S.Bisnovatyi-Kogan, S.G.Moiseenko	5
Adding laws for intensities of radiation outgoing from scattering atmospheres containing energy sources	
A.G. Nikoghossian, N.G. Kapqnadze	15
Possible reasons of BF Ori slow rotational velocity	
S. G. Shulman	23
On the fractality of isotherms of the cosmic microwave background using Planck data	
A.A.Myllari, A.A.Raikov, V.V.Orlov, P.A.Tarakanov,	
V.N.Yershov, M.Y.Yezhkov	35
Eclipsing binary system with an eccentric orbit GSC 4277 0586 and GSC 4481 0230 = V0922 Cep	
V.S. Kozyreva, A.V.Kusakin	43
The spectral characteristics of the seyfert galaxy NGC 1275 nucleus radiation after the epoch of its activity maximum	
I.F.Bikmaev, L.M.Sharipova, A.I.Galeev, A.E.Akhmetkhanova	55
On the distribution of pulsars in the galaxy	
H.A.Andreasyan, R.R.Andreasyan, G.M.Paronyan	65
Analysis of UBV photoelectric observations of early type massive binary system V729 Cyg (Cyg OB2 №5)	
E.A.Antokhina, M.I.Kumsiashvili, K.B.Chargeishvili	79
On the gravitation radiation of compact stars	
M.V.Hayrapetyan, D.S.Baghdasaryan	93
Magnetic field of strange dwarfs	
D.S.Baghdasaryan	103
A comparative analysis of the activity cycles of the atmospheres of the sun and solar-type stars	
E.A. Bruevich, V.V. Bruevich, E.V. Shimanovskaya	115
Internal field in one-dimensional anisotropic medium of non-linear radiative transfer problem. I	
H.V.Pikichyan	131
REVIEWS	
Properties and formation of star clusters	
M.E.Sharina	145

Индекс 70022

СОДЕРЖАНИЕ (продолжение)

О РАСПРЕДЕЛЕНИИ ПУЛЬСАРОВ В ГАЛАКТИКЕ	
А.Р.Андреасян, Р.Р.Андреасян, Г.М.Паронян	65
АНАЛИЗ ФОТОМЕТРИЧЕСКИХ UBV-НАБЛЮДЕНИЙ	
МАССИВНОИ ДВОИНОИ СИСТЕМЫ РАННЕГО ТИПА	
V729 Cyg (Cyg OB2 №5)	
Э.А.Антохина, М.И.Кумсиашвили, К.Б.Чаргейшвили	79
О ГРАВИТАЦИОННОМ ИЗЛУЧЕНИИ КОМПАКТНЫХ ЗВЕЗД	
М.В.Айрапетян, Д.С.Багдасарян	93
МАГНИТНОЕ ПОЛЕ СТРАННЫХ КАРЛИКОВ	
Д.С.Багдасарян	103
СРАВНИТЕЛЬНЫЙ АНАЛИЗ ЦИКЛОВ АКТИВНОСТИ	
АТМОСФЕР СОЛНЦА И ЗВЕЗД СОЛНЕЧНОГО ТИПА	
Е.А.Бруевич, В.В.Бруевич, Е.В.Шимановская	115
ВНУТРЕННЕЕ ПОЛЕ ИЗЛУЧЕНИЯ В НЕЛИНЕЙНОЙ ЗАДАЧЕ	
ПЕРЕНОСА В ОДНОМЕРНОЙ АНИЗОТРОПНОЙ СРЕДЕ. І	
О.В.Пикичян	131
ОБЗОРЫ	
СВОЙСТВА И ПУТИ ФОРМИРОВАНИЯ ЗВЕЗДНЫХ	

СКОПЛЕНИЙ

М.Е.Шарина 145