ISSN - 0571 - 1712

ВЫПУСК 2

ЦИЅՂЦዄや오Ⴡ५Ц АСТРОФИЗИКА

TOM 55

МАЙ, 2012

НЕОБЫЧНЫЕ ПОВТОРЯЮЩИЕСЯ ЗАТМЕНИЯ ЗВЕЗДЫ ТИПА UX Ori WW Vul

А.Н.Ростопчина-Шаховская, В.П.Гринин, Д.Н.Шаховской 165 МОЛОДЫЕ ЗВЕЗДЫ В ГАЗОПЫЛЕВЫХ ДИСКАХ. II. ВЕГА (а Lyr) И β Ріс

Е.В.Рубан, А.А.Архаров 175 ОСОБЕННОСТИ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ МАГНИТНОГО ПОЛЯ 110 ПОВЕРХНОСТИ СР-ЗВЕЗД. І. НD37017, 37479, 75049, 125823, 200775, V380 Ori

Ю.В.Глаголевский 189

три нн-объекта, связанных с выбросами

А.Л.Гюльбудагян 209 РЕЗУЛЬТАТЫ UBV ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКИХ НАБЛЮДЕНИЙ Суд ОВ2 №5 (V729 Суд)

М.И.Кумсиашвили, К.Б.Чаргеишвили, Э.Б.Джаниашвили 217 СПУТНИК С1 В СИСТЕМЕ ©¹ Огі С

Э.А.Витриченко, Н.И.Бондарь, Л.Бычкова, В.Бычков 225 МНОГОЦВЕТНАЯ ФОТОМЕТРИЯ КАРЛИКОВОЙ НОВОЙ НS 0218+3229

> П.Ю.Голышева, С.В.Антипин, А.В.Жарова, Н.А.Катышева, Д.Хохол, С.Ю.Шугаров 235

> > (Продолжение на 4-й стр. обложки)

EPEBAH

Խմբագրական կոլեգիա

Գլխավոր խմբազիր՝ Դ.Մ.Սեդրակյան (Հայաստան) Գլխավոր խմբագրի տեղակալներ՝ Վ.Վ.Իվանով (Ռուսաստան), Է.Ե.Խաչիկյան (Հայաստան) Պատասխանատու քարտուղար՝ Ա.Տ.Քալլողլյան (Հայաստան)

Գ.Ս.Բիսնովատի-Կոգան (Ռուսաստան), Ա.Ա.Բոյարչուկ (Ռուսաստան), Յու.Ն.Գնեդին (Ռուսաստան), Վ.Պ.Գրինին (Ռուսաստան-Ուկրաինա), Ե.Թերզյան (ԱՄՆ), Ի.Դ.Կարւսչենցև (Ռուսաստան), Դ.Կունտ (Ֆրանսիա), Հ.Ա.Հարությունյան (Հայաստան), Ա.Գ.Նիկողոսյան (Հայաստան), Ա.Մ.Չերեպաչչուկ (Ռուսաստան), Է. Ս.Պարսամյան (Հայաստան), Գ.Ն.Սարւսվածե (Վրաստան):

Редакционная коллегия

Главный редактор: Д.М.Седракян (Армения) Заместители главного редактора: В.В.Иванов (Россия), Э.Е.Хачикян (Армения) Ответственный секретарь: А.Т.Каллоглян (Армения)

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

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

"ԱՍՏՂԱՖԻՉԻԿԱ"-ն գիտական հանդես՝է, որը հրատարակում է Հայաստանի Հանրապետության Գիտությունների Ազգային Ակադեմիւսն։ Հանդեսը տպագրում է ինքնատիպ հոդվածներ աստղերի ֆիզիկայի, միգամածությունների և միջաստղային միջավայրի ֆիզիկայի, աստղաբաշխության և արտագալակտիկական աստղագիտության, ինչպես նաև աստղաֆիզիկային սահմանակից բնագավառների գծով։ Հանդեսը նախատեսված է գիտական աշխատակիցների, ասպիլանտների և բարձր կուրսերի ուսանողների համար։

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

© Издательство "Гитутюн" НАН Республики Армения, Астрофизика, 2012

АСТРОФИЗИКА

TOM 55

МАЙ, 2012

ВЫПУСК 2

НЕОБЫЧНЫЕ ПОВТОРЯЮЩИЕСЯ ЗАТМЕНИЯ ЗВЕЗДЫ ТИПА UX Ori WW Vul

А.Н.РОСТОПЧИНА-ШАХОВСКАЯ¹, В.П.ГРИНИН^{2,3}, Д.Н.ШАХОВСКОЙ¹ Поступила 12 января 2012

Изучая фотометрическую активность WW Vul на продолжительном интервале времени (около 30-ти лет), мы обнаружили на кривой блеска звезды необычные затмения. Они продолжаются 2-3 года и повторяются с периодом 13.9 лет. Нетривиальная особенность затмений состоит в том, что в их самой глубокой части блеск звезды увеличивается. Изменения показателей цвета во время этих событий свидетельствуют о том, что поярчание звезды вызвано уменьшением экстинкции в центре протяженной газопылевой структуры, периодически пересекающей луч зрения. Кратко обсуждаются возможные механизмы таких затмений.

Ключевые слова: звезды:затмения - объект: WW Vul

1. Введение. Звезда WW Vul (Sp = A3e IV) принадлежит семейству неправильных переменных типа UX Ori, особенностью фотометрического поведения которых являются спорадические ослабления блеска с амтлитудой до 2-3 звездных величин и продолжительностью от нескольких до нескольких десятков дней. Ослабления блеска сопровождаются ростом линейной поляризации, свидетельствующим о затменной природе минимумов [1]. Кривые блеска во время затмений имеют сложную форму, обусловленную изменениями экстинкции в околозвездном диске. Такая интерпретация подразумевает, что газопылевой диск, являющийся источником поляризованного рассеянного излучения, не сильно наклонен относительно направления на наблюдателя. Свидетельством в пользу того, что это действительно так, является высокая линейная поляризация, наблюдаемая в глубоких минимумах этих звезд [1].

Кроме спорадических затмений у ряда звезд типа UX Оп наблюдаются циклические вариации блеска продолжительностью от нескольких месяцев до десяти и более лет (см. например, [2-4]). Происхождение таких циклов связывают с изменениями околозвездной экстинкции, вызванными орбитальным движением компаньонов [5-7]. В данной статье речь пойдет именно о таких событиях, выявленных нами при анализе фотоэлектрических наблюдений WW Vul.

2. Необычное затмение 1994-1997гг. Анализируя результаты синхронных фотометрических и поляриметрических наблюдений WW Vul,

JEPERGUA ONDER

А.Н.РОСТОПЧИНА-ШАХОВСКАЯ И ДР.

выполненных нашей группой в девяностых годах [8], мы обратили внимание на необычную форму обширного затмения, наблюдавшегося у этой звезды в течение примерно трех лет с 1994 по 1997гг. (рис.1, 2). Амплитуда затмения в полосе V была около 1^{те}.5. Оно имело довольно симметричную форму. Медленный спуск вниз продолжался около года. Подъем был немного более коротким. При этом часть его пришлась на



Рис.1. Три фрагмента кривой блеска WW Vul в полосе V: вверху - затмение 1981-1982гг. по данным Кардополова и Филипьева [13], Зайцевой [14] и Путача [17]; в центре - затмение 1994-1997гг. по данным Ростопчиной и др. [8], дополненным наблюдениями из базы данных КрАО; внизу затмение 2008-2010 гг. - по данным наших наблюдений (+) и данным ASAS [18] (·). Стрелками обозначены моменты наибольшей яркости звезды в центральной части каждого затмения. Интервал времени между этими событиями равен 5070 ± 10 дней.

166

межсезонный перерыв в наблюдениях. В самой глубокой части затмения блеск звезды внезапно увеличился примерно на 1^{сов}, и в таком состоянии звезда находилась около месяца.

Линейная поляризация WW Vul во время затмения, а также до и после него, вела себя довольно необычно по сравнению с нашими предыдущими наблюдениями [8-11] (начаты в 1986г.): при небольших по амплитуде изменениях блеска и близкой к нулю степени поляризации наблюдались кратковременные и весьма значительные по амплитуде изменения ее позиционного угла (рис.2). Такой тип переменности параметров поляризации можно наблюдать у объекта, состоящего из двух источников поляризованного излучения, примерно равных по интенсивности, но сильно отличающихся по позиционному углу поляризации. В этом случае небольшие флуктуации яркости одного из источников могут сопровождаться сильными вариациями позиционного угла суммарного излучения при почти неизменном общем блеске системы.

Другое объяснение, которое мы считаем наиболее вероятным, состоит в том, что собственная (переменная) поляризация звезды, обусловленная рассеянием излучения звезды околозвездной пылью, оказалась в рассматриваемом временном интервале почти ортогональной межзвездной поляризации. Конкуренция этих двух механизмов поляризации и является причиной наблюдаемых всплесков позиционного угла поляризации.



J.D. 2440000+

Рис.2. Поведение линейной поляризации WW Vul в ходе продолжительного затмения 1994-1997гг. по данным [8].

Действительно, согласно нашим ранним наблюдениям [9], позиционный угол собственной поляризации в ярком состоянии WW Vul был близок к 165° и практически совпадал с позиционным углом межзвездной поляризации, полученным по наблюдениям окрестных звезд. Поэтому в моменты алголеподобных минимумов степень наблюдаемой поляризации звезды увеличивалась при почти неизменном позиционном угле поляризации. Однако к середине 90-х годов позиционный угол собственной поляризации. Однако к середине 90-х годов позиционный угол собственной поляризации в ярком состоянии звезды изменился почти на 90 градусов. В результате собственная и межзвездная компоненты поляризации оказались почти ортогональными друг другу. Так возникла описанная выше ситуация, при которой небольшие изменения блеска и собственной поляризации звезды сопровождаются сильными вариациями позиционного угла ее поляризации.

Таким образом, переменность параметров собственной поляризации WW Vul на большой временной шкале указывает на то, что структура околозвездного пылевого окружения этой звезды отличается от тех простых аксиально-симметричных моделей, которые применялись для объяснения фотополяриметрической активности звезд типа UX Ori (см. [12] и цитированную там литературу). Эта структура сильно переменна, что свидетельствует о сильных возмущениях во внутренней области околозвездного диска, способных изменять геометрию рассеивающей среды. Причиной таких возмущений может быть присутствие компаньона (протопланеты) в ближайшей окрестности звезды (см. ниже).

3. Другие затмения. Просмотрев более ранние фотометрические наблюдения WW Vul [10,11,13-17], мы нашли похожий эпизод в поведении блеска звезды в наблюдениях Кардополова и Филипьева [13], сделанных в интервале 1980-1981гг. Наблюдения этих авторов захватили только первую половину затмения. Из рис.1 видно, что постепенное уменьшение блеска звезды в 1980-1981гг. проходило примерно в таком же темпе, что и во время затмения 1994-1997гг. и завершилось, как и в нашем случае, поярчанием звезды, продолжавшимся около двух месяцев. К сожалению, это событие наблюдалось в самом конце наблюдательного сезона 1981г., и нам не удалось найти в литературе данных о фотометрическом поведении звезды в следующем сезоне. В 1983г. звезду наблюдал Пугач [17]. По данным его фотометрии звезда в это время была преимущественно в ярком состоянии (рис.1).

Предполагая, что оба затмения были вызваны одной и той же пылевой структурой, и используя моменты поярчания звезды в центральной части затмения в качестве репера, мы оценили интервал времени между этими двумя событиями: $\Delta T \approx 5050 \pm 20$ дней. Если такие затмения повторяются с этим периодом, то следующее затмение должно было состояться в 2008-2010г. с центром вблизи JD = 2455000. Анализ фотоэлектрических

опюдет. "WW Vul, полученных нами в КрАО, а также данных из фотометрического архива телескопа-робота ASAS [18], показал, что ожидаемое затмение звезды действительно началось в 2008г., и его центральная часть довольно точно совпала с предсказанной датой. Из рис.1 видно, что в этом интервале времени вновь наблюдалось увеличение блеска звезды. Оно продолжалось около трех месяцев, т.е., несколько дольше, чем в затмении 1994-1997гг., и имело несколько меньшую амплитуду (как и само затмение), и если бы мы не знали заранее время, когда оно должно было произойти, мы могли бы его не заметить на фоне спорадической переменности блеска WW Vul. Это событие позволило нам уточнить интервал времени между последовательными затмениями: $\Delta T \approx 5070 \pm 10$ дней (или 13.9 лет).

Благодаря тому, что кроме наших наблюдений WW Vul при построении кривой блеска звезды в 2008-2010гг. были использованы также данные телескопа-робота ASAS [18], суммарный ряд наблюдений оказался довольно плотным. Из рис.1 видно, что центральное поярчание во время затмения 2008-2010гг. имело такую же симметричную форму, как и в предыдушем затмении. И точно также минимальный блеск звезды наблюдался непосредственно перед поярчанием и сразу после его окончания. Эти повторяющиеся детали говорят о том, что затмения были вызваны одним и тем же механизмом.

Более ранняя фотометрическая история WW Vul, основанная, главным образом, на фотографических наблюдениях, анализировалась Фридеманном и др. [19]. Рассматривая данные фотометрии, полученные с 1898 по 1992гг., эти авторы заключили, что изменения блеска WW Vul носят случайный характер. Однако выполненный ими Фурье-анализ фотометрического ряда, из которого предварительно были удалены глубокие ослабления блеска ($V \ge 11.3$), выявил два слабых пика в спектре мощности. Один из этих пиков соответствует периоду 5059 дней, т.е., практически совпадает с найденным нами интервалом времени между последовательными затмениями звезды.

4. Возможные механизмы повторяющихся затмений. Таким образом, есть основания предполагать, что необычные затмения WW Vul повторяются примерно каждые 14 лет и вызваны периодическими изменениями околозвездной экстинкции. Такие изменения экстинкции могут возникнуть в результате периодического увеличения геометрической толщины газопылевого диска в зоне сублимации пыли, поскольку при небольшом наклоне диска к лучу зрения эта область является наиболее вероятным источником околозвездной экстинкции [20]. Периодическое увеличение толщины диска можно объяснить периодическими усилениями темпа аккреции газа на звезду, предположив, что WW Vul имеет компаньона, движущегося по эксцентрической орбите. Согласно газодинамическими

А.Н.РОСТОПЧИНА-ШАХОВСКАЯ И ДР.

расчетам Артимовича и Любова [21] в таких системах возможна сильная модуляция темпа аккреции на компоненты системы с фазой орбитального периода. Такая модель позволяет объяснить, по крайней мере качественно, периодические усиления околозвездной экстинкции, но оставляет открытым вопрос о причине внезапных поярчаний в глубокой части затмений.

Их можно было бы отождествить со вспышками, обусловленными увеличением темпа аккреции. Но это, похоже, не вспышки. Анализ изменений показателей цвета звезды во время поярчаний показывает, что они вызваны кратковременным (по сравнению с продолжительностью затмения) уменьшением экстинкции. На рис.3 в качестве примера показана диаграмма (B - V)/V, построенная по данным наших наблюдений для затмения 1994-1996гг. Видно, что во время поярчания точки на диаграмме сместились в том же направлении, что и во время затмения. Такой же



Рис.3. Диаграмма цвет-величина V/(В - V) WW Vul по данным наших наблюдений: точки - наблюдения с 1986 по 2000гг.; открытые кружки - наблюдения на нисходящей части затмения 1996-1998гг., заполненные кружки соответствуют центральному поярчанию. Видно, что закон покраснения на нисходящей части затмения и во время поярчания одинаков и согласуется с общей картиной колориметрических изменений, наблюдавшихся у звезды на более широком интервале времени 1986-2000гг.

170

вывод следует из анализа изменений других показателей цвета WW Vul. Поэтому, если принять, что затмения вызваны периодическим экранированием звезды движушейся вокруг нее протяженной пылевой структурой, то необходимо предположить, что в центре этой структуры существует полость, свободная от пыли (или менее заполненная пылью).

Из наблюдений следует, что пылевая структура и ее центральная полость подвержены изменениям. На рис.1 виден отчетливый тренд при переходе от одного затмения к другому, заключающийся в систематическом уменьшении со временем как глубины затмения, так и амплитуды поярчания звезды в центре затмения. В последнем затмении поярчание звезды продолжалось примерно вдвое больше, чем в предыдущем.

Существует несколько механизмов затмений молодых звезд, в которых формы кривых блеска обладают похожими свойствами.

5. Затмения дисковым ветром вторичного компонента. Расчеты показывают [22], что продолжительные затмения могут быть вызваны поглощением пылью в магнито-центробежном дисковом ветре вторичного компонента, пересекающем луч зрения. Ветер стартует с поверхности аккреционного диска, состоящего из газа и пыли. В процессе ускорения ионы и электроны увлекают за собой нейтральные атомы и мелкие пылинки [23]. Благодаря этому мелкая пыль (которая и обеспечивает основной вклад в непрозрачность околозвездного вещества) присутствует в ветре примерно в той же пропорции по отношению к газу, что и в самом диске. При этом, благодаря высокой эффективности охлаждения пылевых частиц излучением, пылинки выживают в газовой среде с температурой атомов существенно превышающей температуру сублимации пыли [22].

Данная модель хорошо подходит для объяснения наблюдаемой формы затмений, поскольку дисковый ветер имеет угол раствора, зависящий от параметров магнитного поля в диске [24]. Внутри этого конуса вещество отсутствует (на большом удалении от диска возможна коллимация дискового ветра и образование джета). Поэтому оптическая толщина по пыли минимальна при пересечении луча зрения центральной областью дискового ветра. Основная трудность с применением этой модели состоит в том, что для создания затмений, продолжительностью около 1/5 орбитального периода, необходимо, чтобы дисковый ветер был непрозрачен по пыли на больших расстояниях от источника ветра. Для этого, как показывают оценки, необходимо, чтобы темп истечения был порядка $10^{-7} M_{\odot}$ в год, что, повидимому, значительно превышает возможности гипотетического компаньона.

6. Затмения газопылевым диском. Похожие по форме затмения наблюдаются у хорошо известной затменной системы є Аиг и объясняются прохождением по лучу зрения протяженного газопылевого диска, окружающего невидимый компонент системы [25-27]. Предполагается, что

диск слегка наклонен относительно плоскости орбиты, и в его центральной части имеется полость, свободная от пыли (или менее заполненная пылью). При прохождении этой полости по диску звезды в центре затмений наблюдается небольшое по амплитуде поярчание звезды. Затмения є Аиг продолжаются около 2 лет и повторяются с периодом около 27 лет (в начале 2011г. завершилось очередное затмение звезды).

Причина, по которой в центре пылевого диска, окружающего невидимый компаньон є Aur, существует полость свободная от вещества, до сих пор не ясна. Возможно, ее образование вызвано тем, что невидимый компаньон сам является двойной системой (в этом случае полость в центре диска образуется вследствие периодических возмущений, порождаемых орбитальным движением компонентов [28]). В случае WW Vul такая возможность представляется довольно экзотичной, хотя и не может быть исключена полностью. Для объяснения наблюдаемых изменений формы и глубины затмений необходимо предположить, что параметры газопылевого диска вокруг компаньона заметным образом меняются от затмения к затмению. Чем может быть вызвана такая переменность, не ясно.

Если наблюдаемые затмения вызваны присутствием компаньона, то должны наблюдаться вариации лучевой скорости звезды с периодом около 14 лет. Например, если масса невидимого компаньона равна $0.25 M_{\odot}$, то при массе WW Vul, равной $2.2 M_{\odot}$ [29] амплитуда изменений ее лучевой скорости (в случае круговой орбиты) равна примерно 2 км/с. При скорости врашения звезды $V \sin i = 220 \text{ км/c}$ [30] обнаружить такое изменение лучевой скорости чрезвычайно трудно. При расстоянии до WW Vul 550 пк [19] угловое расстояние, соответствующее радиусу орбиты гипотетического компаньона (≈ 7.5 а.е.), равно примерно 14 mas. Смещение положения звезды на небе, вызванное движением по орбите, также весьма мало: около 3 mas. Присутствие компаньона можно попытаться обнаружить методами интерферометрии в инфракрасной области спектра. Успешные попытки таких наблюдений с помощью VLTI хорошо известны (см., например, [31]).

7. Торнадо в аккреционом диске WW Vul. Затмения, похожие по форме на наблюдаемые у WW Vul, можно попытаться объяснить не привлекая гипотезу о компаньоне. Из работ по газодинамике аккреционных дисков известно (см., например, [32] и цитированные там статьи), что в лифференциально врашающихся дисках могут возникать вихревые структуры - циклоны и антициклоны. Антициклоны более устойчивы и могут совершить несколько десятков оборотов вокруг звезды прежде, чем распасться, а их размеры могут достигать 1/3 длины орбиты [33]. Предполагается, что они играют важную роль в образовании планетозималей и планет, поскольку захватывают частицы пыли из окружающей среды и способствуют их слипанию и образованию крупных тел [34,35]. Циклоны, напротив, разбрасывают частицы пыли. Структура циклонических вихрей такова, что оптическая толшина по пыли минимальна, когда луч зрения пересекает его центральную область [34]. Поэтому, если образующиеся в диске вихри способны выбросить в атмосферу диска достаточное количество пыли, то, при прохождении по лучу зрения такие структуры могут вызвать затмения, по форме похожие на описанные выше.

Таким образом, существует несколько механизмов периодических или квазипериодических (модель с торнадо) затмений молодых звезд, в которых форма кривых блеска, по крайней мере, качественно похожа на описанные выше затмения WW Vul. Поиск похожих фотометрических событий в поведении блеска других звезд типа UX Ori, а также детальный анализ поляризационных наблюдений будут способствовать лучшему пониманию физики этих необычных явлений.

Авторы благодарны Л.В.Тамбовцевой и рецензенту - Е.Н.Копацкой за полезные замечания. Работа выполнена при поддержке программы Президиума РАН "Нестационарные процессы в окрестностях звезд и галактик" и программы поддержки ведущих научных школ (НШ-1625.2012.2).

- ¹ Крымская астрофизическая обсерватория, Украина
- ² Главная (Пулковская) обсерватория РАН, Ст. Петербург, Россия, e-mail: vgcrao@mail.ru
- ³ Астрономический институт им. В.В.Соболева, Ст.-Петербург, Россия

THE UNUSUAL RECURRENT ECLIPSES OF THE UX Ori TYPE STAR WW Vul

A.N.ROSTOPCHINA-SHAKHOVSKAJA¹, V.P.GRININ²³, D.N.SHAKHOVSKOI¹

Our study of the photometric activity of WW Vul during the long time (for about 30 years) revealed unusual eclipses on the light curve of this star. They last 2-3 years and repeated with the period of 13.9 years. A non-trivial feature of the eclipses is that in the deepest part of the light minima a star brightness increased. Changes in the color indices during these events implies that the star brightening is caused by an decrease in the extinction in the center of the extended gas and dust structure periodically intersecting the line of sight. Possible mechanisms of such eclipses are considered.

Key words: stars:eclipce - individual:WW Vul

ЛИТЕРАТУРА

- 1. V.P.Grinin, N.N.Kiselev, N.Kh.Minikulov et al., Astrophys. Sp. Sci., 186, 283, 1991.
- 2. W.Herbst, V.S.Shevchenko, Astron. J., 118, 1043, 1999.
- 3. А.Н.Ростопчина, В.П.Гринин, Д.Н.Шаховской, А.А.Ломач, Н.Х.Миникулов, Астрон. ж., 84, 60, 2007.
- 4. С.А.Артеменко, К.Н.Гранкин, П.П.Петров, Астрон. ж., 87, 186, 2010.
- 5. Н.Я.Сотникова, В.П.Гринин, Письма в Астрон. ж., 33, 667, 2007.
- 6. Т.В.Демидова, Н.Я.Сотникова, В.П.Гринин, Письма в Астрон. ж., 36, 445, 2010.
- 7. В.П.Гринин, А.Н.Ростопчина, О.Ю.Барсунова, Т.В.Демидова, Астрофизика, 57, 407, 2010.
- 8. A.N.Rostopchina, V.P.Grinin, D.N.Shakhovskoy, P.S.The, Astron. Astrophys. Trans., 15, 159, 1998.
- 9. В.П.Гринин, Н.Н.Киселев, Н.Х.Миникулов, Г.П.Чернова, Письма в Астрон. ж., 14, 514, 1988.
- 10. А.В.Бердюгин, В.П.Гринин, Н.Х.Миникулов, Известия КрАО, 86, 69, 1992.
- 11. Д.Н.Шаховской, Астрофизика, 45, 519, 2002.
- 12. A.Natta, B.Whitney, Astron. Astrophys., 364, 633, 2000.
- 13. В.И.Кардополов, Г.К.Филипьев, Переменные звезды, 22, 122, 1985.
- 14. Г.В.Зайцева, Переменные звезды, 22, 1, 1983.
- 15. S. Rossiger, W. Wenzel, Astron. Nachr., 294, 1, 1972.
- 16. Г.В.Зайцева, В.М.Лютый, Письма в Астрон. ж., 23, 277, 1997.
- 17. А.Ф.Пугач, Переменные звезды, 23, 391, 1995.
- 18. G. Pojmanski, Acta Astronomica, 52, 397, 2002.
- 19. C. Friedemann, Y.-G. Reimann, J. Gurtler, V. Toth, Astron. Astrophys., 277, 184, 1993.
- C.P.Dullemond, M.E. van den Ancker, B.Acke, R. van Boekel, Astrophys. J., 594, L47, 2003.
- 21. P.Artymowicz, S.H.Lubow, Astrophys. J., 467, L77, 1996.
- 22. В.П.Гринин, Л.В.Тамбовцева, Письма в Астрон. ж., 28, 667, 2002.
- 23. P.Safier, Astrophys. J., 408, 115, 1993.
- 24. R.D.Blandford, D.G.Payne, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 199, 883, 1982.
- 25. S.-S. Huang, Astrophys. J., 141, 976, 1965.
- 26. S.M. Caroll, E.F. Guinan, G.P. McCook, R.A. Donahue, Astrophys. J., 367, 278, 1991.
- 27. J.J.Lissauer, D.E.Backman, Astrophys. J., 286, L39, 1984.
- 28. P.Artymowicz, S.H.Lubow, Astrophys. J., 421, 651, 1994.
- 29. А.Н.Ростопчина, Астрон. ж., (АКер, 43, 113), 1999.
- 30. A.Mora, B.Merin, E.Solano et al., Astron. Astrophys., 378, 116, 2001.
- 31. F.Millour, O.Chesneau, M.B.Fernandes et al., Astron. Astrophys., 507, 317, 2009.
- 32. H.H.Klahr, P.Bodenheimer, Astrophys. J., 582, 869, 2003.
- 33 P. Godon, M. Livio, Astrophys. J., 537, 396, 2000.
- 34. P. Barge, M. Viton, Astrophys. J., 593, L117, 2003.
- 35. P.Barge, J.Sommeria, Astron. Astrophys., 295, L1, 1995.

АСТРОФИЗИКА

TOM 55

МАЙ, 2012

выпуск 2

МОЛОДЫЕ ЗВЕЗДЫ В ГАЗОПЫЛЕВЫХ ДИСКАХ. II. ВЕГА (аLyr) И рРіс

Е.В.РУБАН, А.А.АРХАРОВ Поступила 28 сентября 2011 Принята к печати 4 апреля 2012

Проведено исследование результатов наблюдений Веги, а Lyr в диапазоне 325-1080 нм в разные годы на основе материала, храняшегося в Пулковской базе спектрофотометрических данных (ПБСД). Показано, что спектрофотометрическая температура звезды была ниже эффективной температуры по результатам всех сезонов наблюдений. Рассмотрены возможные причины этого: рассеяние излучения на мелких частицах в ультрафиолетовой области и отражение излучения на крупных частицах в длинноволновой области. Получено различие квазимонохроматических величин звезды, наблюденных в разные сезоны, на 0".01-0".02. Показано, что различие может быть связано с крупномасштабной неоднородностью распределения пыти и газа в диске. По результатам фотометрических наблюдений звезды в Ріс, представленных в каталоге Ніррагсоз, были выявлены периодические изменения величины И с периодом 4.46 d и амплитудой 0¹⁰.0085. Для интерпретации этого результата было сделано три предположения: наличие пульсаций фотосферы звезды, существование планеты на расстоянии ~0.1 а.е. и существование в околозвезаном диске области с повышенной плотностью частиц, которая, участвуя в кеплеровском врашении, периодически затмевала звезду. Предположения требуют подтверждений.

Ключевые слова: *Вега*:β *Ріс:спектрофотометрия:фотометрия:* микропеременность

1. Введение. Вторая часть работы посвящена исследованию результатов спектрофотометрических и фотометрических наблюдений Веги (α Lyr, HD 172167, BS 7001) и β Pic (HD 39060, BS 2020), окруженных протяженными газопылевыми дисками. Как было отмечено в первой части работы, в диске β Pic имеется планета. Гигантская планета β Pictoris b с массой 7 + 10 масс Юпитера, обнаруженная в 2010г., находится на расстоянии 8 + 15 а.е. от звезды и обращается вокруг нее за ~17 лет [1,2]. У Веги планета пока не найдена, но присутствующие в окружающем ее диске большие твердые частицы, образованные из первоначального облака газа и пыли, позволяют предположить, что ее газопылевой диск так же, как и диск β Pic, является протопланетной системой.

Как было отмечено в первой части работы, исследования основаны на результатах фотометрических наблюдений в полосах Vt и Bt, приведенных в каталоге Hipparcos [3], и спектрофотометрических наблюдений в диапазоне 325-1080 нм, хранящихся в Пулковской базе спектрофотометрических данных, ПБСД, и послуживших основой для создания Пулковского спектрофотометрического каталога, ПСК [4,5].

2. Вега.

2.1. Результаты спектрофотометрических наблюдений. Исследование результатов наблюдений Веги (а Lyr, BS=HR 7001 [6], HD 172167) в настоящей работе основаны только на спектрофотометрических данных ПБСД, поскольку в каталоге Hipparcos [3] фотометрические данные в полосах Vt и Bt для Веги не приводятся. Представленные же в нем результаты наблюдений в полосе H имеют систематические ошибки, которые мы обнаружили, но не смогли исключить из-за их сложного характера, в отличие от систематических ошибок в полосах Vt и Bt Фомальгаута (см. часть I [7]), которые нам удалось учесть. Кроме того, полоса H слишком широкая для исследования тонких эффектов, которые являются целью работы.

Как неоднократно отмечалось, результаты спектрофотометрических наблюдений хранятся в ПБСД в виде отдельных сезонных каталогов. Каждый каталог объединяет полученные в течение одного сезона результаты наблюдений всех наблюдавшихся в данном сезоне звезд.

Длительность сезона определялась неизменностью места наблюдений, телескопа, спектрального диапазона и регистрирующей аппаратуры и составляла от нескольких месяцев до нескольких лет. Результаты наблюдений квазимонохроматической освещенности от звезды, $E(\lambda)$, освобождались в процессе обработки от влияния земной атмосферы и после определения и учета спектральной чувствительности аппаратуры представлялись в абсолютных энергетических единицах, эрг см⁻² с⁻¹ см⁻¹.

В сезонном каталоге, *k*, в каждой длине волны, λ, исследуемого спектрального диапазона (см. табл.1) с шагом 2.5 нм представлены следующие результаты: усредненная по всем наблюдениям (*i* - номер наблюдения, *N*, - количество наблюдений) квазимонохроматическая величина звезды,

 $m_k(\lambda) = \sum_{l=1}^{N_k} m_l(\lambda) / N_k$, где $m_l(\lambda) = -2.5 \log E_l(\lambda)$; а также среднеквадратичная

Таблица 1

k	Годы	λλ, ΗΜ	Телескоп	N _k	Группа
1 4 9	1971-1973 1985-1986 1990-1991	325-737,5	A3T-7	124 16 22	I
16 17 19	1987e 1988 1989	510-1080	Цейс-600	28 47 22	II

СЕЗОНЫ НАБЛЮДЕНИЙ

(стандартная) ошибка средней величины, $S_k(\lambda) = S_{N_k}(\lambda) / \sqrt{N_k}$, где $S_{N_k}(\lambda)$ - стандартная ошибка одного наблюдения.

В ПСК [4,5] заносились средневзвешенные величины звезды, полученные по результатам сезонных каталогов, и средневзвешенная ошибка этих величин.

Очевидно, что при наличии микропеременности ошибка наблюдений определялась как случайными факторами, так и фактором переменности излучения.

В настоящей работе исследовался фактор микропеременности. Для отобранных звезд, для контроля наличия возможных систематических ошибок, использовались результаты, полученные в одни и те же сезоны. Большие систематические ошибки, >0^m.02, исключались в процессе обработки



Рис.1. Средние распределения энергии в континууме, $m_{\lambda}(\lambda)$, полученные в сезоны *k* в ультрафиолетовом (а) и инфракрасном (b) участках спектра Веги; на "усах" отложены ошибки средних величин; разными символами нанесены теоретические значения m_{λ} для разных температур, *T* (нормировка в λ 555 нм). результатов и создания ПСК [4,5]. Малые ошибки (≤0^m.02) при этом не рассматривались. Теперь, при исследовании микропеременности важно было застраховаться от таких ошибок.

В табл. І даны номера отобранных сезонов, k [7], в которые наблюдалась Вега. Указаны также годы наблюдений ("e" - вторая половина года); спектральный диапазон, λλ; телескоп; количество наблюдений звезды за сезон, N₄; группы, объединяющие каталоги.

Средние за сезон величины, $m_k(\lambda)$, построены на рис.1 в длинах волн реального континуума в ультрафиолетовой (а) и инфракрасной (b) областях спектра. Точки построения плавно соединены линиями разных типов для разных сезонов k. На "усах" показаны ошибки средних величин (об остальных обозначениях см. ниже).

2.2. Влияние фактора переменности. Влияние фактора переменности хорошо видно на различии средних величин, полученных в



Рис.2. Средние распределения энергии в континууме, $m_k(\lambda)$, полученные в сезоны k в инфракрасном участке спектра звёзд: а - BS 1791, b - BS 7557; в скобках указано количество наблюдений; на "усах" отложены ошибки средних величин. разные сезоны (см. рис.1b). Рассеяние величин внутри представленных сезонов являлось, согласно критерию Фишера (формула (6) в [7]), случайным.

Видно, что результаты 17-го сезона заметно отличаются от результатов остальных сезонов: потоки монохроматического излучения от Веги в 17-м сезоне систематически превосходят потоки, полученные в другие сезоны, на ~2%.

Для сравнения с другими звездами на рис.2 построены в инфракрасном участке спектра соответствующие данные для звезд BS 1791 (а) и BS 7557 (b), наблюдавшихся в тех же сезонах. В скобках указано количество наблюдений звезды. Обозначения те же. Видно, что здесь систематических расхождений данных разных сезонов нет.

Значимость различий средних величин Веги для сезонов 16 и 17, 19 и 17 была проверена по критерию Стьюдента [8]. Согласно этому критерию, если различие средних величин превосходит величину *T* (формула (2) в [7]), то различие значимо. При вычислении величины *T* были использованы следующие квантили распределения Стьюдента для доверительной вероятности 95%: $t_{0.95}(27) = 2.05$, $t_{0.95}(46) = 2.02$, $t_{0.95}(21) = 2.08$. Вычисленные по формуле (2) [7] значения $T_{16,17}$ и $T_{19,17}$ в каждой длине волны реального континуума, усредненные по длинам волн, следующие: $T_{16,17} \approx 0^{m}.014$ и $T_{19,17} \approx 0^{m}.019$. Разности средних величин, полученные для тех же сезонов и усредненные по длинам волн, равны: $m(16) - m(17) \approx 0^{m}.032$ и $m(19) - m(17) \approx 0^{m}.028$. Таким образом, $m(k) - m(17) > T_{k,17}$ при k = 16 и k = 19, т.е. различие средних величин значимо с доверительной вероятностью >95%.

2.3. Микропеременность. Фактор переменности, влияя на средние величины, влияет и на дисперсию результатов, объединенных по нескольким сезонам. Приближенная оценка этого влияния была проведена с помощью однофакторного дисперсионного анализа [8], который разлагает общую дисперсию на составляющие, характеризующие фактор случайности и фактор переменности в отдельности.

В первой части работы [7] случайная составляющая дисперсии, $S_0^2(\lambda)$, была определена для обеих групп сезонов, указанных в табл.1. Числа степеней свободы для случайной дисперсии в указанных группах следующие: $f_r = 275$ (группа I) и $f_{II} = 143$ (группа II).

Чтобы оценить дисперсию, обусловленную переменностью, необходимо определить дисперсию средних величин. Оценка дисперсии, $S_A^2(\lambda)$, средних величин Веги была проведена по формуле (5) в [7] с использованием количества каталогов и наблюдений, K и N_k , из табл.1. Вычисленная дисперсия имела степени свободы: $f_i = 2$ (группа I) и $f_{II} = 2$ (группа II). Значимость отношения дисперсий $S_A^2(\lambda)/S_0^2(\lambda)$ была проверена в каждой группе по критерию Фишера (6) в [7]: $S_A^2(\lambda)/S_0^2(\lambda) > F_{0.95}(f_A, f_0)$. Квантили Фишера для доверительной вероятности 95% для обеих групп приблизительно равны: $F_{0.95}(2.275) \approx F_{0.95}(2.143) \approx 3.0$. Отношение дисперсий $S_A^2(\lambda)/S_0^2(\lambda)$ (в среднем, по всем длинам волн) для группы І равно ~7 и для группы II ~16, т.е. неравенство $S_A^2(\lambda)/S_0^2(\lambda) > 3.0$ выполнялось для обеих групп, и влияние фактора переменности на дисперсию средних величин было значимо с вероятностью > 95%.

Таким образом, большая вероятность влияния переменности излучения на средние величины звезды и их дисперсию получена как по критерию Стьюдента, так и по критерию Фишера.

Для тех длин волн, в которых выполнялось неравенство (6) [7], была проведена оценка дисперсии фактора переменности, $S_M^2(\lambda)$, по приближенной формуле (7) [7]. Квадратный корень из этой дисперсии дал вариации звездного излучения, $\pm S_{M,\lambda}$. Они приведены в величинах (*m*) в табл.2 для группы I и в табл.3 для группы II. В таблицах даны также средневзвешенные величины, m_{λ} mean, Веги в этих группах.

Результаты табл.2 и 3 проиллюстрированы на рис.3. На рис.3а приведены наблюденные средневзвешенные величины, $m_{\lambda_n mean}$, для обеих групп

Таблица 2

± SM.X ± SM. 2 λ, ΗΜ λ, ΗΜ ma, mean ma, mean 0.012 325.0 1.282 0.014 460.0 0.616 0.009 580.0 327.5 1.277 0.017 1.328 0.007 417.5 0.334 0.009 582.5 1.339 425.0 0.379 0.014 600.0 1.423 0.010 0.012 445.0 0.517 0.013 627.5 1.567 447.5 0.540 1.585 0.017 0.015 630.0 0.552 0.008 450.0 0.012 635.0 1.601 452.5 0.563 0.010 675.0 1.798 0.009 455.0 0.587 0.009 0.014 680.0 1.829 457.5 0.600 0.020 0.012 687.5 1.879

ВАРИАЦИИ ЗВЕЗДНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ, ± S_{M, λ}, ДЛЯ ГРУППЫ I

Таблица З

ВАРИАЦИИ ЗВЕЗДНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ, ± S_{M, λ}, ДЛЯ ГРУППЫ II

λ, ΗΜ	m _{λ, mean}	±S _{M, X}	λ, ΗΜ	m _{2, mean}	±SM.	λ, нм	m _{l, mean}	±S _{M, λ}
1	2	3	1	2	3	1	2	3
510.0	0.922	0.012	530.0	1.021	0.012	550.0	1.132	0.013
512.5	0.932	0.012	532.5	1.034	0.010	552.5	1.146	0.011
515.0	0.942	0.009	535.0	1.051	0.012	555.0	1.162	0.010
517.5	0.951	0.008	537.5	1.065	0.016	557.5	1.184	0.012
520.0	0.964	0.010	540.0	1.075	0.007	560.0	1.197	0.006
522.5	0.979	0.014	542.5	1.094	0.019	562.5	1.212	0.006
525.0	0.997	0.020	545.0	1.108	0.018	565.0	1.229	0.008
527.5	1.012	0.016	547.5	1.123	0.016	567.5	1.243	0.011

МОЛОДЫЕ ЗВЕЗДЫ В ГАЗОПЫЛЕВЫХ ДИСКАХ. II. 181

Таблица 3 (окончание)

1	2	3	1	2	3	1	2	3
570.0	1.259	0.009	710.0	1.976	0.017	880.0	2.603	0.012
572.5	1.274	0.006	712.5	1.997	0.010	882.5	2.629	0.007
575.0	1.288	0.009	715.0	2.006	0.010	885.0	2.655	0.008
577.5	1.299	0.007	737.5	2.127	0.006	932.5	2.748	0.022
580.0	1.310	0.007	740.0	2.137	0.008	970.0	2.880	0.023
585.0	1.337	0.008	742.5	2.145	0.015	972.5	2.885	0.026
587.5	1.350	0.009	745.0	2.157	0.016	975.0	2.895	0.031
590.0	1.361	0.011	747.5	2.166	0.016	977.5	2.897	0.023
592.5	1.372	0.013	777.5	2.286	0.012	980.0	2.896	0.018
595.0	1.384	0.012	780.0	2.293	0.015	982.5	2.902	0.016
597.5	1.398	0.007	782.5	2.304	0.015	985.0	2.906	0.017
600.0	1.413	0.010	785.0	2.316	0.013	987.5	2.913	0.015
602.5	1.417	0.014	787.5	2.325	0.013	990.0	2.922	0.014
605.0	1.432	0.014	790.0	2.344	0.013	992.5	2.928	0.018
607.5	1.445	0.014	792.5	2.355	0.015	995.0	2.936	0.016
610.0	1.462	0.017	795.0	2.362	0.017	1022.5	3.018	0.023
612.5	1.474	0.014	797.5	2.371	0.011	1025.0	3.025	0.025
615.0	1.489	0.013	800.0	2.381	0.012	1027.5	3.032	0.025
617.5	1.500	0.012	802.5	2.392	0.016	1030.0	3.041	0.022
620.0	1.512	0.012	805.0	2.405	0.015	1032.5	3.049	0.020
622.5	1.520	0.014	807.5	2.410	0.009	1035.0	3.057	0.026
625.0	1.538	0.010	825.0	2.488	0.011	1037.5	3.065	0.022
627.5	1.558	0.016	827.5	2.492	0.014	1040.0	3.074	0.019
630.0	1.572	0.013	830.0	2.503	0.016	1042.5	3.083	0.019
632.5	1.577	0.013	832.5	2.511	0.016	1045.0	3.085	0.016
635.0	1.587	0.012	835.0	2.518	0.018	1047.5	3.101	0.021
637.5	1.595	0.008	* 837.5	2.530	0.014	1050.0	3.112	0.019
640.0	1.606	0.013	840.0	2.533	0.010	1052.5	3.121	0.021
642.5	1.618	0.011	842.5	2.535	0.009	1055.0	3.130	0.022
645.0	1.634	0.016	845.0	2.543	0.011	1057.5	3.135	0.018
675.0	1.800	0.012	847.5	2.550	0.011	1060.0	3.142	0.014
677.5	1.812	0.008	850.0	2.556	0.007	1062.5	3.157	0.022
682.5	1.834	0.013	852.5	2.564	0.010	1065.0	3.166	0.019
685.0	1.856	0.013	855.0	2.571	0.010	1067.5	3.175	0.017
687.5	1.863	0.014	857.5	2.578	0.013	1070.0	3.183	0.014
697.5	1.919	0.008	860.0	2.581	0.012	1072.5	3.194	0.013
702.5	1.941	0.017	862.5	2.585	0.011	1075.0	3.206	0.018
705.0	1.953	0.011	865.0	2.590	0.014	1077.5	3.216	0.015
707.5	1.962	0.010	877.5	2.609	0.013	1080.0	3.221	0.020

каталогов. На рис.3b нанесены вариации наблюденных величин, $\pm S_{M,\lambda}$, полученные для тех же групп. Об остальных обозначениях см. ниже.

Далее приведен анализ полученных результатов.

2.4. Спектрофотометрическая температура. На рис.1(a,b) и За, наряду с результатами, полученными из наблюдений, нанесены теоретические монохроматические величины, m_{λ} , по данным Курутца [9] для температур 9000 К, 9500 К и 10000 К (здесь и далее теоретические данные нормированы к средней наблюденной величине в длине волны $\lambda = 555$ нм).

Как следует из сравнения наблюденных и теоретических кривых на рис.За, распределение энергии в непрерывном спектре Веги соответствует теоретической кривой с температурой ~9000 К. Согласно последним данным [10], у быстроврашающейся Веги, ориентированной к наблюдателю полюсом, полярная температура равна 10000 К, а средняя - 9560 К. По результатам спектрофотометрических наблюдений, при которых в каждой длине волны измеряется световой поток от всей звезды, температура должна быть близка к средней температуре. Однако спектрофотометрическая температура Веги оказалась ниже эффективной температуры. Более того, в разных участках спектра она разная (сравни рис.1а и 1b). Следовательно, на распределение энергии в спектре оказали влияние нетемпературные факторы.



Рис.3. а - средневзвешенные распределения энергии в континууме Веги, $m_{\lambda_{1}}$ (λ), для групп I, II и теоретические значения m_{λ} для температур T (нормировка в λ 555 нм); b - вариации излучения Веги, $S_{M,\lambda}$, для групп I, II и теоретические вариации величин, Δm_{λ} , при изменении температуры на ΔT .

Чтобы проверить, не является ли изменение монохроматических величин в разных длинах волн следствием изменения температуры фотосферы, были построены на рис.3b теоретические зависимости вариаций величин, $+\Delta m_{\lambda}$, при изменении температуры на ± 500 К. Построенные зависимости наблюдаемых вариаций величин как в сторону увеличения потоков излучения, так и в сторону их уменьшений, $\pm S_{M,\lambda}(\lambda)$, симметричны относительно горизонтальной оси. Полученная симметрия связана со способом определения вариаций путем извлечения квадратного корня из дисперсии. Однако теоретические зависимости, строго говоря, несимметричны. Остается предположить, что при малых изменениях температуры асимметрия мала.

Из сравнения кривых на рис.3b следует, что наблюдаемая зависимость $S_{M,\lambda}(\lambda)$ не соответствует теоретической зависимости $\Delta m_{\lambda}(\lambda)$ при изменении температуры: у теоретической зависимости, в отличие от наблюдаемой, изменение величины растет в сторону коротких волн. Отсюда можно заключить, что вариации наблюдаемых величин не связаны с вариациями температуры фотосферы.

2.5. Влияние окружающего газопылевого диска. Понижение спектрофотометрической температуры свидетельствует о том, что на излучение фотосферы воздействовали слои, расположенные выше нее. Такими слоями могут быть слои газопылевого диска, окружающего звезду. Слои диска, как было показано в [7], могут и поглошать излучение звезды, и рассеивать его. Поглощение газом, как и у Фомальгаута, может проявляться в понижении уровня континуума в крайних ультрафиолетовых точках спектра (см. рис.3а) и быть связано со сгущением слабых линий поглощения ионизованных атомов. При этом, исходя из наличия небольших вариаций излучения в этой области (см. рис.3b), можно предположить, что имеются вариации плотности газа вдоль луча зрения в разные сезоны наблюдений. Учитывая высокую температуру Веги, можно предположить, что ионизованных атомов в диске достаточно много. Однако из-за ориентации диска в картинной плоскости их оказывается недостаточно на луче зрения, поэтому поглощение газом сказывается на результатах наблюдений незначительно.

Наибольшую роль в рассеянии излучения в видимой и ближней ультрафиолетовой областях спектра, $\lambda < 650$ нм, играют мелкие частицы, с радиусом ≤ 0.1 мкм [11]. По-видимому, именно таким рассеянием можно объяснить уменьшение наблюдаемого светового потока от звезды по сравнению с теоретическим в ультрафиолетовой области спектра (см. рис.1а).

В длинноволновой области, λ > 650 нм, основную роль играют крупные частицы, с радиусом ≥ 1 мкм [11]. Увеличение потока от звезды, которое наблюдается в длинноволновой области (см. рис.1b), связано, скорее всего, с наложением на звездное излучение света, отраженного от пылевого диска. Доля отраженного излучения определяется, очевидно, величиной альбедо частиц и их количеством (плотностью среды). Различие вкладов отраженного света в разные сезоны может определяться крупномасштабной неоднородностью распределения пыли по диску и участием пыли в кеплеровском вращении.

3. B Pic.

3.1. Результаты спектрофотометрических наблюдений. Звезда β Ріс представлена в ПБСД только в одном сезоне, k=1. Количество наблюдений равно 4 ($N_k = 4$). Усредненная по длинам волн реального континуума стандартная ошибка одного наблюдения звезды, S_1 , равна 0^m.0239. Случайная ошибка, $S_0(\lambda)$, результатов наблюдений в сезоны группы I была определена в первой части работы [7]. Она, в среднем, составляет 0^m.0345. Как видно, $S_1 < S_0$. Следовательно, никакие факторы, кроме случайных, не участвовали в рассеянии результатов.

На рис.4 приведено среднее распределение энергии в реальном континууме звезды, полученное в сезоне 1. На отрезках отложены ошибки средних величин. Здесь же нанесены в разных длинах волн теоретические монохроматические величины для температур T = 8000 К и T = 9000 К по данным Курутца [9]. Эффективная температура звезды равна 8073 К [12]. На рисунке видно, что распределение энергии в ее спектре практически



Рис.4. Распределение энергии в непрерывном спектре в β Ріс, полученное в первом (k = 1) сезоне, $m_{\lambda}(\lambda)$, и теоретические значения m_{λ} для температур *T*; на отрезках отложены ошибки средних величин.

совпадает с теоретической кривой соответствующей температуры.

3.2. Результаты фотометрических наблюдений. В каталоге Ніррагсов [3] ряды результатов наблюдений звезды β Ріс в полосах Ві и Vi насчитывают 164 члена. Для поиска микропериодичности в рядах был применен Фурье-анализ. На рис.5а показан спектр мощности, 10^5 PW, для ряда *V*. Максимальный пик (помечен вертикальной штриховой прямой), соответствующий периоду p = 4.462 d, больше уровня шума в 6.54 раза. Ошибка периода, полученная из ширины пика, равна ±0.03d. Фазовая кривая, построенная с периодом 4.462 d, приведена на рис.5b. По оси абсцисс отложены значения фазы, *ph*, по оси ординат - разности *Vt* - *Vt* (*Vt* - средняя величина в ряду наблюдений). Через точки проведена линия приближенной регрессии (синусоида) с амплитудой 0^{тв}.0085. Корреляционное отношение, определяющее силу связи точек с регрессионной кривой, равно 0.281 - связь значима с доверительной вероятностью, превышающей 95% [8]. (Спектр мощности в полосе *Bt* показал несколько пиков, среди которых выделить основной не удалось, поэтому не приводится).





4. Дискуссия.

4.1. Неизвестная планета? Полученный для β Ріс период микропеременности с амплитудой 0^m.0085 равен $p = 4.46 \, d \pm 0.03 \, d$. Если бы эта переменность была связана с вращающейся вокруг звезды планетой, то, согласно 3-му закону Кеплера, планета находилась бы на расстоянии ~0.098 а.е. от звезды. Скорость ее движения по орбите составляла бы ~240 км/с. Однако при изучении лучевых скоростей авторы [13] не обнаружили у звезды внутренних планет на расстоянии от 0.03 а.е. до 1.2 а.е. Напомним, что единственная пока обнаруженная планета, названная β Ріс b, находится на расстоянии 8 + 15 а.е. [1,2].

4.2. Пульсации? Можно предположить, что полученная микропеременность связана с пульсациями β Pic. На наличие пульсаций звезды указывалось и в упомянутой работе [13]. Правда, период пульсаций, полученный в этой работе, составлял ~30 мин, что позволило авторам сравнить их с пульсациями звезд типа δ Scu. Пульсации же, если они существуют, полученные в настоящей работе, имеют бо́льший, чем в звездах типа δ Scu, период, 4.46 d (период в звездах типа δ Scu составляет 0.01 + 0.2d [14]). Кроме того, расположение точек ($VI-VI_{max}$) на рис.5b в зависимости от фазы β Pic напоминает асимметричную кривую блеска звезд типа δ Сер: медленное падение блеска и быстрый его подъем (синусоида является лишь аппроксимацией фазовой зависимости). Однако пульсация β Pic в отличие от пульсаций звезд типа δ Сер имеет очень малую (0^m.0085) амплитуду.

4.3. Крупномасштабная неоднородность околозвездного диска? Возможно, что сушествует и третья причина переменности β Ріс – периодические затмения звезды областями околозвездного диска с повышенной плотностью частиц. На наличие крупномасштабной неоднородности окружающих дисков указывает анализ результатов наблюдений Фомальгаута и Веги. Для утверждения наличия неоднородности в диске β Ріс требуются дополнительные исследования.

5. Заключение. Таким образом, на основе исследования результатов спектрофотометрических наблюдений Веги в диапазоне длин волн 325-1080 нм, полученных в разные годы, было показано влияние на ее спектроэнергетических кривых газопылевого диска, окружающего звезду. Воздействие диска выражалось как в рассеянии излучения малыми частицами в ультрафиолетовой области, так и в повышении светового потока в длинноволновой области за счет отражения излучения звезды на крупных частицах. В результате спектрофотометрическая температура звезды оказывалась ниже эффективной температуры звезды.

Была получена микропеременность квазимонохроматических величин звезды примерно на 0^m.01÷0^m.02. Эта переменность не была связана с

МОЛОДЫЕ ЗВЕЗДЫ В ГАЗОПЫЛЕВЫХ ДИСКАХ. II. 187

пульсациями звезды, а определялась, по-видимому, крупномасштабной неоднородностью распределения пыли и газа по диску, в котором поглошающая и рассеивающая материя концентрировалась в облаках.

В силу малого количества спектрофотометрических наблюдений влияние газопылевого диска, окружающего звезду, на результаты наблюдений β Ріс обнаружено не было. По результатам же фотометрических наблюдений этой звезды были выявлены периодические изменения величины *И* с периодом 4.46 d и амплитудой 0^m.0085. Для интерпретации этого результата было сделано три предположения: наличие пульсаций фотосферы звезды, существование планеты на расстоянии ~0.1 а.е. и существование в околозвездном диске области с повышенной плотностью частиц, которая, участвуя в кеплеровском врашении, периодически затмевала звезду. Все три предположения требуют подтверждений.

В заключение отметим главный вывод работы - на распределение энергии в спектре Фомальгаута и Веги оказывает влияние окружающий звезды газопылевой диск. Он понижает спектрофотометрическую температуру звезд, воздействуя на различные области спектра (УФ и ИК) по-разному. Воздействие это - нетепловое. Различие воздействий в разные сезоны наблюдений указывает на крупномасштабную неоднородность дисков.

Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН, Россия, e-mail: rubane@mail.ru arkadi@arharov.ru

YOUNG STARS IN GAS-DUST DISKS. II. VEGA (aLyr) AND BPic

E.V.RUBAN, A.A.ARKHAROV

We analyzed spectrophotometric observations of Vega (α Lyr) made in different years in the wavelength interval 325-1080 nm and collected in the Pulkovo Spectrophotometric Catalog. For all times of the observations, the spectrophotometric temperature of the star appeared to be lower than its effective temperature. We considered two possible reasons for this discrepancy: the scattering of the radiation on small particles at UV wavelengths or reflection on coarse particles at longer wavelengths. Monochromatic stellar magnitudes of the star obtained for different times of the observations were found to differ by 0^m.01-0^m.02. We showed that this difference may be due to large-scale inhomogeneity of gas and dust density distribution within the disk. Using photometric data for β Pic from the HIPPARCOS Catalog, we revealed periodical variations in the stellar magnitude V_1 with the period 4.46 d and the amplitude 0^m.0085. To interpret this result, three suggestions were considered: pulsations in the star's photosphere, the presence of a planet at the distance ~0.1 AU from the star and the existence of a region of high particle density in the circumstellar disk, which periodically eclipses the star in the course of Kepler's rotation. All these suggestions should be confirmed with the use of independent techniques.

Key words: Vega: B Pic:spectrophotometry:photometry:microvariability

ЛИТЕРАТУРА

- 1. A.-M.Lagrange, M.Bonnefoy, G.Clauvin et al., Science, 329, 57, 2010.
- 2. S.P.Quanz, M.R.Meyer, M.A.Kenworthy et al., Astrophys. J., 722, L49-L53, 2010.
- 3. The Hipparcos and Tycho Catalogues, ESA SP-1200, ESA, 1997.
- 4. G.A.Alekseeva, A.A.Arkharov, V.D.Galkin et al., Baltic Astronomy, 5, 603, 1996.
- 5. G.A.Alekseeva, A.A.Arkharov, V.D.Galkin et al., Baltic Astronomy, 6, 481, 1997.
- 6. D. Hoffleit, C. Jascek, The Bright Star Cataloge, New-Haven, p.472, 1982.
- 7. Е.В.Рубан, А.А.Архаров, І часть, в печати.
- 8. *Е.И.Пустыльник*, Статистические методы анализа и обработки наблюдений, М., Наука, с.288, 1968.
- 9. R.L.Kurucz, Astrophys. J. Suppl. Ser., 40, 1, 1979.
- 10. Hil Graham, A.F.Gulliver, S.J.Adelman, Astrophys. J., 712, 250, 2010.
- 11. Г. Ван де Хюлст, Рассеяние света малыми частицами, ИЛ, 1961.
- 12. E.Di.Folco, F.Thevenin, P.Kervella et al., Astron. Astrophys., 426, 601, 2004.
- 13. F.Galland, A.-M.Lagrange, S.Udry et al., Astron. Astrophys., 447, 355, 2006.
- 14. General Catalogue of Variable Stars, Samus+, 2007-2011.

АСТРОФИЗИКА

TOM 55

ФЕВРАЛЬ, 2012

выпуск 1

ОСОБЕННОСТИ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ МАГНИТНОГО ПОЛЯ ПО ПОВЕРХНОСТИ СР-ЗВЕЗД. І. HD37017, 37479, 75049, 125823, 200775, V380 Ori

Ю.В.ГЛАГОЛЕВСКИЙ Поступила 9 ноября 2011 Принята к печати 4 апреля 2012

На основании литературных данных исследованы структуры магнитных полей 6 звезд, 4 из которых являются звездами Главной последовательности, а 2 - принадлежат к типу Ae/Be Хербига. Оказалось, что HD125823, HD200775 и V380 Огі имеют структуру поля центрального магнитного диполя, HD75049 - диполя, смещенного вдоль оси, HD37017 и 37479 - диполя, смещенного поперек оси. Неожиданным явилось то, что молодые звезды Ae/Be Хербига HD200775 и V380 Огі имеют простые структуры поля центрального диполя (в пределах ошибок измерений) и у них не заметны ожидаемые нарушения структур поля, вызываемые дисковой аккрецией.

Ключевые слова: звезды:магнитные поля:структуры магнитных полей

1. Введение. В этой работе мы продолжаем исследование структур магнитных полей СР-звезд методом "магнитных зарядов" [1] с целью увеличения количества данных для статистических исследований, а также для выявления особенностей распределения магнитного поля и химических элементов по поверхности. Результаты исследования, выполненные по данной методике, к настоящему времени описаны, в частности, в [2].

2. *HD37017 (He-r)*. Звезда имеет очень короткий период врашения $P=0^{4}.901175$, что нетипично для магнитных звезд. Параметры $v\sin i = 150$ км/с, $R = 4 R_{\odot}$, угол наклона оси врашения к лучу зрения $i=42^{\circ}$, наклон оси диполя к оси врашения $\beta = 39^{\circ}$ даны в [3]. Нулевая фаза приходится на максимум интенсивности линий гелия в JD 2442817.619 [4].

Измерения продольного магнитного поля Ве были выполнены по линии Н β в работах [5,6], а также по линиям Не во второй работе. Типичные ошибки измерений находятся в пределах 250-400 Гаусс, хотя в отдельных случаях они достигают больших значений вследствие слишком широких линий из-за большой скорости вращения. Как обычно, первый шаг моделирования сделан при предположении диполя в центре звезды. Способом наименьших квадратов получено максимальное приближение вычисленной фазовой зависимости к наблюдаемым величинам при параметрах, приведенных в табл.1А. Максимум магнитного поля не приходится точно в фазе $\Phi = 0$,

Ю.В.ГЛАГОЛЕВСКИЙ

он приходится на $\Delta \Phi = 0.05$ (18°) раньше. *Вр* это величина магнитного поля на полюсах, *Bs* - среднее поверхностное поле. В модели центрального диполя координаты магнитных полюсов на поверхности звезды совпадают с координатами магнитных монополей. Угол наклона оси диполя к оси вращения $\beta = 45^{\circ}$.

Таблица 1

Знак монополя	Долгота λ, град.	Широта б, град.	Вр, Гс	Bs, Tc
-	342±5	+45 ± 1	-3139 ± 300	2222 ± 111
+	162±5	-45 ± I	$+3139 \pm 300$	

А. МОДЕЛЬ ЦЕНТРАЛЬНОГО ДИПОЛЯ HD 37017

В. МОДЕЛЬ СМЕЩЕННОГО ПОПЕРЕК ОСИ ДИПОЛЯ НД 37017

Знак монополя	Долгота λ, град.	Широта б, град.	<i>Вр</i> , Гс	Bs, Tc
-+	275 ± 5 250 ± 5	12.5 ± 0.5 -12.5 ± 0.5	-3148 ± 300 +3144 ± 300	2144 ± 120

Несколько лучше вычисленная зависимость соответствует наблюдениям при предположении модели смещенного поперек оси диполя при параметрах, приведенных в табл.1В.

Смещение диполя от центра звезды оказалось небольшим $\Delta a = 0.10 R_{\star} \pm 0.02$, расстояние между монополями $l = 0.06 R_{\star}$. В работе [5] тоже предполагалось, что модель магнитного поля не центральный диполь. Угол между плоскостью, в которой находится ось диполя, и осью вращения оказался $\beta = 45^{\circ}$, что отличается от $\beta = 39^{\circ}$, полученного в работе [3]. Поскольку смещение диполя происходит поперек оси, а не вдоль, то координаты магнитных полюсов на поверхности звезды отличаются от координат монополей:

Положительный магнитный полюс: $\lambda = 188^{\circ}$, $\delta = -45^{\circ}$;

отрицательный магнитный полюс: $\lambda = 336^{\circ}$, $\delta = +45^{\circ}$.

Среднее поверхностное магнитное поле (Bs(max) - Bs(min))/2 = 2144 Гс. Центр диполя находится точно в плоскости экватора вращения, как у всех магнитных звезд. Видно, что параметры *Bp* и *Bs*, полученные с двумя разными моделями, довольно близки между собой, в отличие от координат λ и δ .

Фазовая зависимость $Be(\Phi)$ для модели смещенного диполя приведена на рис.1, меркаторскую карту распределения магнитного поля по поверхности мы не приводим, потому что ввиду малого смещения диполя из центра оно практически симметрично и почти не отличается от распределения центрального диполя. Максимальное вычисленное значение *Bs* приходится на фазу -0.05, а минимальное на 0.35, т.е. разница фаз экстремумов *Be* и *Bs* не равна 0.50, как в случае модели центрального диполя, а около 0.4. Для нас интересно то, что максимальная интенсивность линий гелия приходится на $\Phi = 0$, но ни в первой, ни во второй модели долгота магнитного полюса не приходится точно на долготу $\lambda = 0^{\circ}$. В первой модели различие составляет 18°, а во второй 24°. Обычно такие смещения



Рис.1. Фазовая зависимость магнитного поля HD 37017. Точки - измеренные величины среднего продольного магнитного поля, сплошная кривая - модельная зависимость.

происходят вследствие неточного знания периода вращения и набегающей ошибки вследствие этого. С другой стороны видно, что гелий усилен по отношению к окружающим областям поверхности звезды симметрично около магнитных полюсов. Это происходит вследствие влияния ветра, признаки которого найдены в работе [7].

3. *HD37479* - σ OriE (He-r). Измерения Ве сделаны по линиям водорода и гелия в работах [5,8]. В [5] найдено, что угол наклона звезды находится в пределах $i=78^{\circ}-90^{\circ}$, мы использовали среднее значение - 84°. Период врашения $P=1^{\circ}.190811$ [9].

В табл.2А приведены параметры, полученные при предположении модели центрального диполя. Однако лучшие результаты получаются при предположении, что магнитный диполь смещен поперек оси на величину $\Delta a = 0.2 R_{\star}$. Параметры такой модели приведены в табл.2В. Координаты магнитных полюсов: положительного - $\lambda = 285^{\circ}$, $\delta = +52^{\circ}$; отрицательного - $\lambda = 32^{\circ}$, $\delta = -52^{\circ}$. Расстояние между монополями $l = 0.12 R_{\star}$, угол между плоскостью, в которой лежит диполь, и осью вращения $\beta = 35^{\circ}$. Фазовая зависимость для *Ве* приведена на рис.2а. Фазовую зависимость *Bs*(*P*) не приводим вследствие ее простой формы, ее максимум приходится на $\Phi = -0.05$, а минимум на $\Phi = 0.45$. Экстремумы *Bs* приходятся на фазы, когда *Be* \approx 500 Гс, причем отрицательный экстремум *Bs* приходится на фазу $\Phi = 0.18$, а положительный в $\Phi = 0.78$. Меркаторская карта распределения магнитного

Таблица 2

A .	МОДЕЛЬ	ЦЕНТРАЛЬН	ОГО	диполя	HD 37479
------------	--------	-----------	-----	--------	----------

Знак монополя	Долгота λ, град	Широта δ, град	<i>Вр</i> , Гс	<i>Bs</i> , Гс	Δa
+	288 ± 2 72 ± 2	$+30 \pm 1$ -30 ± 1	+3387 ± 340 -3387 ± 340	2207 ± 250	$\begin{array}{c} 0\pm0.05\\ 0\pm0.05\end{array}$

В. МОДЕЛЬ СМЕЩЕННОГО ДИПОЛЯ НД 37479

Знак монополя	Долгота λ , град	Широта б, град	<i>Вр</i> , Гс	<i>Bs</i> , Гс	∆a
+	330 ± 2 350 ± 2	+15±1 -15±1	+7063 ± 365 -7066 ± 365	4312±400	$\begin{array}{c} 0.1 \pm 0.05 \\ 0.1 \pm 0.05 \end{array}$

поля по поверхности представляет интерес, она дана на рис.2b. Хорошо видна асимметрия магнитного распределения, поэтому в $\Phi = 0$ магнитное



Рис.2. а) Фазовая зависимость магнитного поля HD 37479. Обозначения как на b) меркаторская карта распределения магнитного поля по поверхности HD 37479.

λ

поле Be = 0, а экстремумы Be и Bs попадают на разные фазы. Центр диполя находится в плоскости экватора вращения (как практически у всех магнитных звезд).

4. *HD* 75049 (SrCrEu). Исследование структуры магнитного поля HD 75049 проведено на основе измерений в [10]. Эта звезда особенно интересна для нас потому, что фазовые зависимости магнитного поля построены по измерениям линий разных химических элементов и можно оценить, каковы могут быть различия получаемых нами моделей в зависимости от измерений поля по разным элементам. Кроме того, в указанной работе измерены не только *Be*, но и *Bs*. Звезда испытывает фотометрические, спектральные и магнитные измерения с периодом $P=4^{d}$.049. Использование измерений среднего поверхностного магнитного поля *Bs* и продольного поля *Be*, полученных в этой работе, позволяет определить угол наклона оси



Рис.3. Изменение магнитного поля с фазой периода у звезды HD 75049. Обозначения как на рис.1. а - Изменение продольного поля; b - изменение среднего поверхностного поля по линиям Eu; с - то же по линиям Fe; d - то же по линиям Cr; е - то же по линиям Nd.

вращения к лучу зрения из модели, без использования ненадежных оценок usin *i*.

При расчетах в первую очередь для каждого элемента добиваемся наилучшего решения для зависимости $Be(\Phi)$ (рис.3а), полученной по линии водорода, а затем, как получится, для зависимостей $Bs(\Phi)$ (рис.3b,





РАСПРЕДЕЛЕНИЕ МАГНИТНОГО ПОЛЯ. І

с, d, e), тоже для каждого элемента. Поэтому для всех решений модельная фазовая зависимость $Be(\Phi)$ получается одной и той же. Особенностью моделирования при использовании обеих фазовых зависимостей $Be(\Phi)$ и $Bs(\Phi)$ является то, что получается два решения, с малым и большим углом *i*. Выбирается более реальный вариант. Мы предпочли варианты с

Таблица З

Знак монополя	Долгота λ, град	Широта δ, град	<i>Вр</i> , Гс	Bs, Γc	<i>і</i> , грал	β. град	∆ <i>a</i>
+	180±5 0±5	+12±1 -12±1	-51776 +51776	29540	9±1	78 ± 1	0.00

1 ВАРИАНТ ДЛЯ Eu, МАЛЫЙ УГОЛ i

2 ВАРИАНТ ДЛЯ Eu, БОЛЬШОЙ УГОЛ i

Знак монополя	Долгота λ , град	Широта δ, град	Вр, Гс	Bs, Tc	і, град	β, град	Δa
+	180±5 0±5	+83 ± 1 -83 ± 1	-52879 +52879	29875	80	7	-0.04

Таблица 4

1											
Знак онополя	Долгота λ, град	Широта δ, град	<i>Вр</i> , Гс	Bs, Tc	і. град	β, град	Δα				
+	180 0	+22 -22	-72268 +25592	27654	9	68	-0.17				

ВАРИАНТ ДЛЯ Fe, МАЛЫЙ УГОЛ

Таблица 5

Знак онополя	Долгота λ, град	Широта δ, град	<i>Вр</i> , Гс	Bs, Гс	<i>і</i> , град	β. град	Δa
- +	180 0	+19.5 -19.5	-65429 +29751	27263	9	70	-0.13

M

ВАРИАНТ ДЛЯ Сг, МАЛЫЙ УГОЛ і

Таблица б

ВАРИАНТ ДЛЯ Nd, МАЛЫЙ УГОЛ і

Знак монополя	Долгота λ , град	Широта б, град	<i>Вр</i> , Гс	Bs, Tc	<i>і</i> , град	β, град	Δa
-+	180 0	+19 -19	-64248 +33040	28173	8	71	-0.11

195

малым углом i, потому что по vsin i этот угол, оцененный предварительно по физическим параметрам, получается такого же порядка i = 20° [10].

Все полученные модели представляют собой смещенные вдоль оси диполи кроме Eu, для которого модель центрального диполя оказалась лучше, поэтому координаты магнитных полюсов совпадают с координатами монополей, а угол β = 90° - δ. Различия параметров происходят вследствие заметно различающихся фазовых зависимостей. В табл. 3-6 для сравнения приводятся все полученные параметры.

Для удобства сравнения параметров все они сведены в одну табл.7, а в последних двух строках приведены средние по элементам величины и их среднеквадратические ошибки. Во втором столбце показана широта λ магнитных полюсов, затем величины поля в отрицательном и положительном магнитных полюсах и т.д. Ошибки относительно невелики. Значительный

Таблица 7

Элемент	Широта λ, град	- <i>Вр</i> , Гс	+ <i>Вр</i> , Гс	Bs, Tc	<i>і</i> , град	β, град	Δa
Eu	±12	51776	51776	29540	9	78	0.00
Fe	±22	72268	25529	27654	9	68	-0.17
Cr	±19.5	65429	29751	27263	9	70	-0.13
Nd	±19	64248	33040	28173	8	71	-0.11
Среднее	±18.1	63430	35024	28157	8.7	72	-0.10
Ошибка среднего	σ = 2.0 11%	σ = 4100 6%	σ = 5900 17%	σ = 1354 5%	σ = 0.3 3%	σ = 4 6%	σ = 0.04 40%

СВОДНАЯ ТАБЛИЦА ПОЛУЧЕННЫХ ПАРАМЕТРОВ молелей HD 75049

разброс получается только для величин смещения диполя Δa . Этот результат показывает, что если использовать большое число химических элементов для измерений магнитного поля, то параметры моделей во многих случаях будут достаточно надежными. Средние координаты магнитных полюсов следующие: положительного $\lambda = 0^{\circ}$, $\delta = -18^{\circ}.1$; отрицательного $\lambda = 180^{\circ}$, δ = +18°.1, т.е. такие же, как координаты монополей. Поскольку диполь смещен из центра звезды, угол в измеряется между плоскостью, в которой находится ось диполя и осью вращения. Центр диполя находится практически в плоскости экватора врашения.

Таким образом, средняя величина модельного угла i = 8°.7, которую мы считаем надежной, заметно отличается от i=20° в работе [10], которую получили из $v\sin i$. Наше значение $\beta = 69^\circ$ близко к $\beta = 66^\circ$ из [10], а Bp = -63430 Гс и +35024 Гс (в среднем 49227) соответствует Bp = 50 кГс. данному в работе [10].

Одной из важных проблем является распределение химических элементов по поверхности и связи распределения с магнитным полем. К сожалению HD 75049 видна под очень невыгодным углом - практически с полюса врашения, а ось диполя направлена к лучу зрения под большим углом. В таком случае области концентрации химических элементов вокруг магнитных полюсов видны "с ребра". Магнитные полюса проходят через центральный видимый меридиан в фазах 0 и 0.5, однако вследствие наклона оси вращения "положительная" область магнитного поля видна хуже "отрицательной", поэтому среднее поверхностное поле переменно, оно больше тогда, когда лучше видна "отрицательная" полусфера. Тем не менее, сравнивая рис.3 работы [10] и рис.За и 4 этой работы видно, что Nd неравномерно распределен по поверхности. Линии становятся интенсивнее, когда *Ве* максимально, т.е он скапливается вокруг магнитного полюса



Рис.4. Меркаторская карта распределения магнитного поля по поверхности HD 75049.

(обычно все редкоземельные элементы концентрируются вокруг полюсов), а Сг либо между полюсами, либо вдоль магнитного экватора. Последнее вероятнее. Очевидно, что Fe распределен равномерно по поверхности, потому что интенсивность его линий не меняется при вращении звезды. К сожалению, вследствие невыгодной ориентации данная звезда не лучший образец для исследования распределения поля и химических элементов.

5. *HD125823 (He-r - He-w)*. Звезда интересна тем, что в разных фазах периода она имеет характеристики то He-r, то He-w. Эффективная гемпература звезды Te = 19530 K, Mb = -2.2, $\log g = 4.2$, $R = 3.3 R_{\odot}$ [11], $v\sin i = 18$ км/с, $P = 8^{d}.82$ [12] откуда мы определили $i = 71^{\circ}$, что практически совпадает с $i = 70^{\circ}$ из [13]. Такая ориентация звезды достаточно удобная для исследования распределения магнитного поля и распределения кимических элементов по поверхности. Измерения магнитного поля *Be* выполнено по линиям водорода [12] и по линиям гелия [14].

Фазовая зависимость, полученная по гелию, недостаточно ненадежна

Таблица 8

Знак монополя	Долгота λ, град	Широта б, град	<i>Вр</i> , Гс	Bs, Tc	β, град	Δa
+	180±5 0±5	-10±1 +10±1	-581 ± 55 +581 ± 55	390 ± 40	80 ± 1	0.0±0.05

ИЗМЕРЕНИЯ ПО ЛИНИЯМ ВОДОРОДА

ИЗМЕРЕНИЯ ПО ЛИНИЯМ ГЕЛИЯ

Знак монополя	Долгота λ, град	Широта б, град	<i>Вр</i> , Гс	Bs, Гс	β, град	Δa
+	165 345	+30 -30	+649 -649	440	60	0.0

вследствие большого разброса точек. На рис. 5а показана фазовая зависимость, полученная по водороду, а на рис.5b - по линиям гелия. Модельные и наблюдаемые фазовые зависимости наилучшим образом соответствуют друг другу при предположении модели центрального диполя. Из табл.8 видно, что "водородные" данные приводят к долготам магнитных полюсов $\lambda = 0^{\circ}$ и 180°, а "гелиевые" на ~15° раньше. Последние также дают несколько отличающиеся величины координат по широте. "Водородная" модель однозначно показывает, что магнитный диполь и, следовательно, магнитные полюса, находятся практически в плоскости экватора, но вследствие того, что $\delta \neq 0^{\circ}$ полусфера с положительным полем со стороны наблюдателя видна несколько хуже $(+Be(max) = 426 \Gamma c))$, чем с отрицательным $(-Be(max) = 483 \Gamma c))$. В результате кажется, что положительная полусфера имеет более слабое поле Ве. Фазовая зависимость $B_S(P)$ имеет двойную волну, причем в $\Phi = 0.5$ максимум меньше, так как $\delta \neq 0^{\circ}$. На самом деле звезда имеет абсолютно симметричную структуру магнитного поля. В соответствии с данными, приведенными в [12]), линии Не достигают максимума в фазе Ф = 0, т.е в области отрицательного магнитного полюса, который лучше виден, кроме того увеличение содержания гелия может происходить вследствие влияния ветра. В отсутствие ветра содержание гелия на полюсах было бы меньше вследствие действия гравитации.

Интересно воспользоваться результатами расчетов распределения химических элементов в HD 125823, сделанных в [13]. Впечатление таково, что результаты распределения химических элементов в этой работе сдвинуты на -55°. Это можно понять, если предположить, что сдвиг произошел вследствие неточности периода врашения. После наблюдений магнитного поля [12] прошло около 1000 дней, что при ошибке величины периода 0⁴.0003 можно получить сдвиг по фазе 0.3 (~100° по долготе). Поэтому,
принимая поправку $\Delta \delta = +55^{\circ}$, получим максимальное содержание гелия в фазе $\Phi = 0$. Тогда минимум содержания гелия в области долгот 120° - 135°, отмеченный в [13], получим в новых координатах $\lambda = 175^{\circ} - 190^{\circ}$, как и должно быть. Очевидно, что гелий в этот момент будет слабее вследствие того, что положительный полюс виден хуже. Элементы Fe, O, N концент-



Рис.5. Фазовые зависимости магнитного поля HD 125823. Обозначения как на рис.1. а - измерения по H; b - измерения по He.

рируются вблизи экватора на долготе $\lambda = 135^{\circ} + 55^{\circ} = 190^{\circ}$, т.е. вблизи положительного полюса и, как отмечено в статье, немного выше экватора. Пара пятен Fe, O, N находится также на $\lambda = 315^{\circ} + 55^{\circ} = 10^{\circ}$ т.е. вблизи отрицательного полюса. Таким образом поведение звезды находится в полном соответствии с результатом, например, для HD 21699 [15], где гелий тоже усилен в области магнитных полюсов по отношению к окружающим областям вследствие ветра. Элементы Fe, O, N у HD 125823 гоже концентрируются вблизи полюсов.

6. *HD 200775 (Ae/Be Xepбuгa)*. Фазовая зависимость для звезды взята из [16]. Необходимые параметры приведены там же: радиус *R* = 10.4 *R*₀,

 $v\sin i = 26$ км/с, период вращения $P = 4^{4}.3$, $i = 60^{\circ}$, $\beta = 55^{\circ}$. Наша стандартная методика из этих данных дает $v = 50.6 \cdot R/P = 122$ км/с и $i = 12^{\circ}$. Получается, что звезда видна с полюса и нестационарные, вследствие аккреции из диска, экваториальные области поверхности относительно мало влияют на спектр. Таким образом, акреционный диск находится в картинной плоскости. Кроме того, он относительно слабый, о чем свидетельствует малая величина ИК-избытка [17]. Наша оценка угла *i* существенно отличается от [16]. Поэтому при построении модели магнитного поля рассмотрим 2 варианта: 1) звезда имеет большой угол $i = 64^{\circ}$ и 2) звезда наклонена на малый угол $i = 12^{\circ}$. Разброс точек на фазовой зависимости большой, поэтому принимаем модель центрального диполя.

Результаты вычислений даны в табл.9А и В и рис.6. Из таблицы видно, что величина угла *i* сильно влияет на результаты. При изменении угла на 1° широта монополя (и магнитного полюса) изменяется на 0°.8.

Таблица 9

Знак монополя	Долгота λ, град	Широта б, град	Вр, Гс	Bs, Tc	β, град	Δa
+	180±5 0±5	-6±1 +6±1	-2556 ± 300 +2556 ± 300	1442 ± 155	84 ± 1	0.0±0.05

А. 1 ВАРИАНТ, *i* = 12°

В. 2 ВАРИАНТ, *i* = 64°

Знак монополя	Долгота λ, град	Широта δ, град	<i>Вр</i> , Гс	Bs, Tc	β, град	Δa
+	180±5 0±5	-46 ± 1 +46 ± 1	$-5890 \pm 550 + 5890 \pm 550$	3951 ± 250	16±1	0.0±0.05



Рис.6. Фазовая зависимость Ве для HD 200775. Обозначения как на рис.1.

величина поля на полюсах на 64 Гс, среднего поверхностного магнитного поля на 47 Гс, а угла β на 1°.3. Таким образом, очевидно, что точность угла *i* существенно влияет на результаты моделирования. Наша оценка угла $\beta = 84^{\circ}$ показывает, что звезда имеет типичную для магнитных звезд ортогональную к оси вращения ориентацию магнитной структуры. Вследствие того, что угол *i* мал, магнитные полюса лежат практически в плоскости экватора. Среднее поверхностное поле вследствие малого угла *i* изменяется очень слабо, в пределах 1418-1467 Гс. Центр диполя находится в плоскости экватора вращения.

7. V380 Ori (Ae/Be Xepбuza). Изучаемая звезда является одной из первых среди звезд Ae/Be Хербига, у которых найдено переменное магнитное поле [18]. Вследствие большого разброса точек моделирование получено при предположении диполя в центре звезды. Однако очевидно, что сильных деформаций магнитного поля у звезды нет (рис.7).

Возникает неопределенность с получением необходимых параметров,



Рис.7. Фазовая зависимость Ве для V380 Ori. Обозначения как на рис.1.

особенно при оценке угла *i*. В табл.5 работы [18] приведен период вращения $P=4^4.31$, угол $i=32^\circ$ и угол наклона оси диполя к оси вращения $\beta = 66^\circ$. Радиус звезды в табл.2 этой работы $R = 3 R_{\odot}$, $v \sin i = 6.7$ км/с. Исходя из этих цифр, стандартная методика, которой мы пользуемся, приводит к $v = 50.6 \cdot R/P = 35$ км/с и $i = 11^\circ$, что сильно отличается от [18]. Наша оценка показывает, что звезда видна со стороны оси вращения, а диск находится в картинной плоскости. В таком случае экваториальная область звезды, находящаяся в нестационарном состоянии вследствие взаимодействия с диском, слабо влияет на спектр, т.е. в этом смысле ситуация такая же как у HD 200775.

Рассмотрим 2 варианта магнитной модели: 1) вариант с параметрами

работы [18] и 2) вариант с нашим углом *i* = 11°. Результаты представлены в табл.10 и рис.7, где фазовая зависимость звезды, взята из [18]. Разброс точек велик, поэтому нет возможности уточнять структуру звезды. По внешнему виду фазовой зависимости, приведенной на рис.7, тоже нельзя заметить, что имеют место сильные деформации у магнитного поля. Поэтому в первом приближении можно принять модель центрального диполя.

В табл.9А приведены основные параметры магнитного поля, полученные Таблица 10

Знак монополя	Долгота λ , град	Широта δ, град	Вр, Гс	Bs, Tc	β, град	$\Delta a, R_{\odot}$
+	0±5 180±5	0±1 0±1	-1190±71 +1190±71	699±150	90 ± 1	0.0±0.05

А. ВАРИАНТ С УГЛОМ $\beta = 32^{\circ}$

Знак монополя	Долгота λ, град	Широта б, град	Вр, Гс	Bs, Tc	β, град	$\Delta a, R_{\odot}$
+	$\begin{array}{r} 0 \pm 5 \\ 180 \pm 5 \end{array}$	0±1 0±1	-3580 ± 315 +3580 ± 315	2010 ± 150	90±1	0.0±0.05

В. ВАРИАНТ С УГЛОМ $\beta = 11^{\circ}$

при предположении угла наклона диполя к оси вращения $i=32^{\circ}$, приведенного в работе [18], а в табл.9В параметры, полученные с вычисленным нами углом $i=11^{\circ}$. На рис.7 сплошной линией показана модельная зависимость для обоих вариантов. Продольное поле изменяется в пределах ±420 Гс. Видно, что большая разница в углах *i* привела к разным величинам *Bp* и *Bs*. Из этого результата видно, насколько чувствительна методика моделирования к углу *i*. Изменение угла на 1° приводит к изменению *Bp* на 114 Гс, а *Bs* на 62 Гс. В отличие от результата в [18] мы получили угол $\beta = 90^{\circ} \pm 1^{\circ}$, это видно уже из того, что *Be* изменяется симметрично относительно нулевого значения. Наша оценка угла $\beta = 90^{\circ}$ показывает, что звезда имеет типичную для магнитных звезд ортогональную к оси вращения ориентацию магнитной структуры. Центр диполя находится в плоскости экватора вращения.

8. Заключение. Продолжая исследование магнитных конфигураций СР-звезд мы видим большое разнообразие структур, которые отражают в свою очередь большое разнообразие физических условий на ранних стадиях формирования и эволюции звезд. Среди исследованных здесь звезд три звезды имеют структуру магнитного поля центрального диполя - HD 125823, HD 200775, V380 On, одна звезда имеет структуру смещенного вдоль оси диполя - HD 75049, две - конфигурацию смещенного поперек оси диполя - HD 37017, HD 37479. Центры диполей, как и у всех других магнитных звезд лежат в плоскости экватора. Пока непонятно насколько это связано с проблемой происхождения и эволюции. Вероятно, что сложные структуры являются результатом неоднородности магнитного поля протозвезд а также влияния дисковой аккреции и даже слияния с тесным компаньоном [19]. Известно, что мелкомасштабные неоднородности магнитного поля вследствие большей неустойчивости из-за магнитного натяжения $T \sim H^2$, омической диссипации и других причин давно исчезли, а крупные неоднородности, которые мы наблюдаем сейчас, будут существовать на временах, сравнимых с временем жизни магнитного поля 10^3 - 10^9 лет [20].

Магнитное поле, как теперь уже известно, создает условия для диффузии химических элементов. Это хорошо видно из распределения гелия, редких земель и других элементов по поверхности, одни из которых стремятся концентрироваться вокруг магнитных полюсов (Fe, O, N y HD 125823 и Nd, Eu y HD 75049). Есть элементы, которые распределены равномерно по поверхности (Fe y HD 75049) или концентрируются вдоль магнитного экватора (Cr y HD 75049). Наши результаты по исследованию HD 21699 [15] тоже показали, что He усилен в области магнитных полюсов, а Si располагается вдоль магнитного экватора, как и предсказали расчеты. Все эти данные требуют аккуратного дальнейшего статистического исследования, после чего можно ожидать окончательного понимания деталей диффузионного процесса. В этой программе был бы необходим также учет стратификации химических элементов в атмосфере, потому что переменность степени ионизации по высоте изменяет давление радиации на ионы.

Вызывает особый интерес исследование структуры магнитного поля звезд Ae/Be Хербига. Все звезды в своем эволюционном движении проходят стадию Ae/Be Хербига, в которой они демонстрируют крайнюю нестационарность. Возникает вопрос условий сохранения реликтового магнитного поля. Мы пытались обнаружить наличие магнитного поля у выборки молодых звезд, обладающих слабыми ИК-избытками и имеющих малые величины vsin *i*, так как это единственное их свойство, которое имеют и магнитные звезды [22-24]. Аппаратура и методика в тот период времени позволяла обнаружить магнитные поля только большой величины, как у типичных магнитных CP-звезд. Совершенно определенно сильные магнитные поля у выбранных звезд не были обнаружены. Однако было показано, что среди так называемых "пост-Ae/Be" звезд, т.е. звезд вышедших, или еще только выходящих на ZAMS, во многих случаях наблюдаются типичные магнитные объекты [17]. Звезда HD 200775 была отнесена к таким объектам. Другие "пост-Ae/Be" звезды с CP аномалиями [22-24] приведены в табл.11.

Пределы изменения Be (кроме HD 200775 [16]) взяты из [26]. В работе [23]

аля звезд HD 53367 и HD 250550 в отдельные ночи мы получили величины поля, превышающие 3σ : (-700 ± 200 Гс) и (-3000 ± 600 Гс; +1400 ± 300 Гс; -1700 ± 600 Гс) для первой и второй звезды, соответственно. Однако для окончательного решения наличия поля у этих заезд необходимо было получить фазовые зависимости. В этой работе найдено также, что звезды HD 31293 и HD 200775, вероятно, относятся к типу He-w, а HD 53367 - к He-r - объектам. Таким образом были получены первые сведения о наличии магнитных CP- звезд среди объектов Ae/Be Хербига.

Таблица 11

Звезда	Тип	Ве, Гс	Температура, К
HD 36540	He-w	-400/+1000	15580
HD 36629	He-w	-1300/+1100	20350
HD 37129	He-w		18000
HD 36958	He-w	-	17000
HD 36982	He-r		20800
HD 37058	He-r	-800/+1000	19200
HD 200775	He-w?	-452/+146	17000

МАГНИТНЫЕ ОБЪЕКТЫ СРЕДИ ЗВЕЗД "ПОСТ-Ае/Ве ХЕРБИГА"

Суммируя сказанное, приходим к выводу, что наличие переменного магнитного поля у HD 200775 вполне ожидаемо. Звезда ориентирована к наблюдателю так, что лучше всего видна область вблизи оси вращения, которая не подвергается влиянию дисковой аккрешии и поэтому находится в стационарном состоянии. Кроме того, эта область менее чем экваториальная, маскируется газово-пылевой оболочкой. Поэтому индекс ИК-избытка невелик. В [25] показано, что пересечение "линии рождения" звезд с ZAMS происходит на *Te* > 15000 K, следовательно HD 200775 скорее всего находится уже на ГП, хотя определяемая *Mb* соответствует более высокой светимости.

Другое дело - звезда V380 Огі. Она тоже ориентирована к наблюдателю осью вращения, а нестационарные экваториальные области тоже видны на краю видимого диска. Но эта звезда определенно находится довольно далеко от ZAMS, хотя и достаточно сильно отошла от "линии рождения". ИК-избыток больше, нестационарность сильнее.

Наличие простого дипольного поля у HD 200775 и V380 Ori представляет собой проблему, состоящую в следующем:

 непонятно почему у этих молодых звезд наблюдается простая дипольная конфигурация поля, хотя у большинства СР-звезд Главной последовательности, даже сильно проэволюционировавших, структура поля искажена. Ожидалось, что только у далеко проэволюционировавших звезд поле успеет упроститься до дипольного. Звезда V380 Огі имеет в 20 раз меньший возраст, чем HD 200775, следовательно, мы ее наблюдаем в первоначальном виде, практически без последующих эволюционных изменений. Это говорит о том, что звезды с правильной симметричной конфигурацией могут формироваться вскоре после коллапса. Отсюда может быть сделан предварительный вывод, что в начальных стадиях эволюции могут получаться как правильные структуры, так и сложные, в зависимости от начальных условий, которые пока неизвестны;

2) непонятно как в нестационарной атмосфере обеих звезд сохраняется неискаженное дипольное магнитное поле? Получается, что нестационарной является только внешняя экваториальная оболочка, во внутренней части условия достаточно стабильны для сохранения первоначальной магнитной структуры. Непонятна роль аккреции на Ae/Be-звезду, которая активно обсуждается в научной литературе и которая должна была бы разрушить магнитную структуру. В [26] исследована активность звезды HD 200775 в течение длительного периода. По профилю линии Нα найдена цикличность с периодом 3.68 лет, которая, вероятно, происходит вследствие столкновения ветра и оболочки;

3) неясно почему среди "пост-Ae/Be" звезд наблюдаются только Неw и He-г звезды, но нет Si и SrCrEu аномалий [23]. Одним из объяснений может быть то, что гелиевые аномалии появляются быстрее других. В [16] не найдены химические аномалии у HD 200775, но в V380 Огі они проявляются [18] отчетливо.

Если принять господствующую в настоящее время реликтовую гипотезу сохранения магнитного поля, то, скорее всего, в начальных фазах эволюции магнитное поле звезд должно быть неоднородным в звезде. Вследствие нестабильности неоднородностей они со временем должны были исчезнуть, кроме крупных, порядка размеров звезды. Симметричная, неискаженная конфигурация у сильно проэволюционировавших звезд свидетельствует о том, что звезда образовалась достаточно давно, и что в более поздние времена она не подвергалась никаким нарушениям вследствие аккреции. Наличие неискаженных структур у молодых звезд не поддерживают гипотезу слияния [19] с намагниченным компонентом. Необходимы дальнейшие, детальные исследования фазовых зависимостей для получения более полного представления об особенностях магнитных структур.

Положение звезд V380 Ori и HD 200775 на диаграмме Герцшпрунга-Рессела показывает, что после их эволюционного движения к ZAMS их диаметры уменьшатся примерно в 1.4 раза. Следовательно, при выходе их на ZAMS среднее поверхностное магнитное поле *Bs* будет (вследствие кубического закона зависимости от радиуса) примерно в 3 раза больше, т.е. равно 12000 и 6000 Гс, соответственно у HD 200775 и V380 Ori. По величине магнитного поля это типичные будущие магнитные звезды Главной последовательности. Основной задачей исследования рассматриваемых двух молодых магнитных звезд является уточнение фазовой зависимости магнитного поля и подтверждение их принадлежности к звездам Ae/Be Хербига.

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

PECULIARITIES OF MAGNETIC FIELD DISTRIBU-TION OVER THE SURFACES OF CP STARS. I. HD 37017, 37479, 75049, 125823, 200775, V380 Ori

Yu.V.GLAGOLEVSKIJ

Based on the literature data we studied the structures of magnetic fields of 6 stars, four of which are the Main Sequence stars and two others are Ae/Be Herbig-type stars. We found, that HD 125823, HD 200775 and V380 Ori possess the central magnetic dipole structures, HD 75049 - a dipole, shifted along the axis, while HD 37017 and HD 37479 have the magnetic field structures, where the dipole is shifted across the axis. Surprisingly, the young Ae/Be Herbig-type stars HD 200775 and V380 Ori appeared to have the simple central dipole-type structures (within the measurement errors) and contrary to the expectations do not reveal any magnetic structure deformations caused by the disk accretion.

Key words: stars:magnetic fields:structure of magnetic fields

ЛИТЕРАТУРА

- 1. E. Gerth, Yu. V. Glagolevskij, Magnetic fields of chemically peculiar and related stars, Moskow, 2000, p.151.
- 2. Ю.В.Глаголевский, Астрофиз. Бюлл., 2012 (в печати).
- 3. E.F.Borra, J.D.Landstreet, Astrophys. J., 228, 809, 1979.
- 4. H.Pedersen, D.Thompsen, Astron. Astrophys. Suppl. Ser., 30, 11, 1977.
- 5. D.A.Bohlender, D.N.Brown, J.D.Landstreet, Astrophys. J., 323, 325, 1987.
- 6. E.F.Borra, J.D.Landstreet, Astrophys. J., 228, 809, 1979.
- 7. N.R. Walborn, Astrophys. J. Lett., 191, L95, 1974.
- 8. J.D.Landstreet, E.F.Borra, Astrophys. J., 224, L5, 1978.

- 9. S.N.Shore, D.N.Brovn, Astrophys. J., 365, 665, 1990.
- 10. V.G.Elkin et al., Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 401, 1883, 2010.
- 11. Yu. V. Glagolevskij, Bull. SAO, 33, 33, 2002.
- 12. E.F.Borra, J.D.Landstreet, I.Tompson, Astrophys. J. Suppl. Ser., 53, 151, 1983.
- 13. D.A. Bohlender, J.B. Rice, P. Hechler, Astron. Astrophys., 530, A44, 2010.
- 14. S.C. Wolff, N.D. Morrison, Publ. Astron. Soc. Pacif., 86, 935, 1974.
- 15. Ю.В.Глаголевский, А.А.Шаврина, Г.А.Чунтонов, Астрофиз. Бюлл., 64, 170, 2009.
- 16. E.Alecian et al., Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 385, 391, 2008.
- 17. В.С.Шевченко, Ас/Ве звезды Хербига, Изд. "ФАН", Ташкент, 1989.
- 18. E.Alecian et al., Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 400, 354, 2009.
- 19. А.В.Тутуков, А.В.Федорова, Астрон. ж., 87, 1, 2010.
- 20. Yu.V.Glagolevskij, V.G.Klochkova, I.M.Kopylov, IAU Coll.No90, 1986, p.32.
- 21. E.Alecian et al., Astron. Astrophys., 385, 391, 2008.
- 22. Yu.V. Glagolevskij, Chemically Peculiar and Magnetic Stars, Tatranska Lomnica, 1994, p.21.
- 23. Yu.V.Glagolevskij, G.A.Chountonov, Stellar Magnetic Fields, Moskow, 1997, p.116.
- 24. Yu.V.Glagolevskij, Inside the stars, IAU Coll. No137, 1993, p.669.
- 25. Yu.V. Glagolevskij, Bull. SAO, 41, 80, 1996.
- 26. I.I. Romanyuk, Magnetic fields of CP and related stars, Moskow, 2000, p.18.
- 27. F. Palla, S.V. Stahler, Astrophys. J. Lett., 360, L47, 1990.
- 28. A.S. Miroshnichenko et al., Publ. Astron. Soc. Pacif., 110, 883, 1998.

АСТРОФИЗИКА

МАЙ, 2012

TOM 55

ВЫПУСК 2

ТРИ НН-ОБЪЕКТА, СВЯЗАННЫХ С ВЫБРОСАМИ

А.Л.ГЮЛЬБУДАГЯН Поступила 23 ноября 2011 Принята к печати 4 апреля 2012

Три НН-объекта связаны с молекулярными облаками. Наблюдения этих молекулярных облаков показали, что в обоих облаках присутствует молекулярное истечение, причем синее истечение около НН 188 совпадает по направлению с оптическим выбросом, в красное истечение около НН 83 противоположно этому выбросу. Одно из молекулярных облаков вращается. Все три объекта связаны с точечными источниками IRAS и с ИК-звездами, одна из этих звеза имеет ИК-цвета МЗО (молодого звездообразного объекта). Около одного из объектов (НН 83) имеется ИК-звездая с двумя туманностями в виде полуколец.

Ключевые слова: НН-объекты:ИК-звезды:молекулярные облака

1. Введение. Эта статья является одной из работ, посвященных изучению южных областей звездообразования и связанных с ними молекулярных облаков (см., например [1,2]). Области звездообразования связаны с молекулярными облаками, во многих областях звездообразования встречаются НН-объекты, кометарные туманности, МЗО, молекулярные истечения. Как известно, многие НН-объекты связаны с выбросами (джетами) и с МЗО (см. например [3]). В данной статье рассмотрены два подобных объекта, расположенных в одном молекулярные облаке, и третий объект, расположенный в Огі А. Исследованы молекулярные облака, связанные с этими объектами.

2. Звезды, связанные с исследуемыми объектами. С исследуемыми объектами в основном связаны ИК-звезды. Все три исследуемых НН-объекта частично видны в оптическом диапазоне и частично в ИК, то есть они не полностью погружены в молекулярное облако. Ниже приводится табл.1, в которой представлены данные об этих ИК-звездах. В первом столбце таблицы дается номер звезды, во втором и третьем координаты звезд, в 4-6 - ИК-цвета этих звезд (данные взяты из Vizier).

Как видно из данных табл.1, только звезда 2 имеет ИК-цвета, типичные для МЗО, для которого типичны большие значения *H*-*K*. Близок к МЗО и объект 7.

Объект НН 188 на DSS2 *R* изображении (см. рис.1а) имеет вид сгущения со спиральным выбросом в южном направлении, такой же вид имеет объект на 2MASS *K* изображении (см. рис.1b), но со спиральным выбросом в северном направлении. В сгущении имеются две звезды, это звезды 4 и 5 из табл.1.

Таблица 1

NN	α(2000)	δ(2000)	J	J - H	H - K
1	05 ^h 33 ^m 29 ^s .918	-06°29'22".43	18.439	2.320	1.368
2	05 33 32.517	-06 29 44.19	16.528	3.694	2.467
3	05 33 32.670	-06 29 55.80	12.720	1.391	0.790
4	08 20 58.250	-49 34 45.66	14.208	1.375	1.073
5	08 20 58.600	-49 34 44.38	13.281	0.648	0.333
6	08 21 05.966	-49 40 51.20	15.216	2.219	1.279
7	08 21 06.087	-49 40 50.09	14.653	1.152	1.647

ДАННЫЕ О ЗВЕЗДАХ, СВЯЗАННЫХ С НН-ОБЪЕКТАМИ



Рис.1. а) DSS2 *R* изображение объекта НН 188. а - стушение со звездами 4 и 5; b - спиральный выброс. Размеры изображения 6'х 6', север - наверху, восток - слева. b) 2MASS *K* изображение объекта НН 188. 1 - стушение со звездами 4 и 5 из табл.1, 2 - спиральный выброс. Размеры изображения 6'х 6', север - наверху, восток - слева.

Объект Re5 на DSS2 *R* изображении (см. рис.2а) имеет вид прямолинейного выброса, а на 2MASS *K* изображении (см. рис.2b) на конце прямолинейного выброса видно сгушение, причем в сгушении находятся звезды 6 и 7 из табл.1. Прямолинейный выброс на DSS2 *R* является продолжением выброса на 2MASS *K* изображении, что является следствием частичного поглощения молекулярным облаком.

Объект НН 83 на DSS2 *R* изображении (см. рис.3а) имеет вид трех сгушений с прямолинейным выбросом посередине, а на 2MASS *k* изображении (см. рис.3b) имеет вид сгушения с двумя туманностями в виде полуколец, причем сгушение связано со звездой 2 из табл.1. Это единственная ИК-звезда, которая является M3O в табл.1. Южнее этой ИК-звезды расположена другая ИК-звезда, звезда 3 из табл.1. На

НН-ОБЪЕКТЫ, СВЯЗАННЫЕ С ВЫБРОСАМИ

продолжении прямолинейного выброса находится звезда 1 из табл.1. Три гушения на DSS2 *R* изображении совпадают с деталями туманностей в виде полуколец на 2MASS *К* изображении (см. рис.3а и 3b), т.е. эти сгущения являются частью колец. Как известно, фуоры связаны с туманностями в виде полуколец (см., например [4,5]), т.е. не исключено, что звезда 2 является фуором.



Рис. 2. а. DSS2 *R* изображение объекта Re5. 1 - прямолинейный выброс; b. 2MASS *К* изображение объекта Re5. 1 - прямолинейный выброс, 2 - сгушение со звездами 6 и 7 из табл.1. Размеры изображения 6' х 6', север - наверху, восток - слева.



Рис.3. а. DSS2 *R* изображение объекта НН 83. 1 - прямолинейный выброс, 2 сгушения. b. 2MASS *K* изображение объекта НН 83. 1 - звезда 1 из табл.1; 2 - сгушение со звездой 2 из табл.1; 3 - звезда 3 из табл.1; 4 - туманности в виде полуколец.

3. ¹²СО(1-0) наблюдения облаков, связанных с исследуемыми объектами. ¹²СО(1-0) наблюдения проведены на 15-м SEST (Швеция -ESO субмиллиметровый телескоп) телескопе, Серро Ла Силья, Чили. На 115 ГГц диаграмма направленности телескопа 45", эффективность пучка

211

0.70. Положения по направлению к источнику пронаблюдены с интервалами в 40", с частотной модуляцией. Телескоп оснащен SIS приемником и 1000 канальным акустико-оптическим спектрометром со скоростным разрешением 0.112 км/с. Проведены наблюдения четырех областей: областей, связанных с объектами НН 188, Re5, области между ними, а также области, связанных с объектом НН 83. Спектры ¹²CO(1-0) наблюдений этих областей приводятся на рис.4.



Рис.4. 12 CO(1-0) спектры молекулярных облаков. а. 12 CO(1-0) спектры молекулярного облака, связанного с HH 188. Координаты центра (0, 0): $\alpha(2000) = 08^{b}20^{m}56^{a}.6$; $\delta(2000) = -49^{\circ}34'45'.6$. b. 12 CO(1-0) спектры молекулярного облака, лежащего между объектами HH 188 и Re5. Координаты центра (0, 0): $\alpha(2000) = 08^{b}20^{m}59^{a};$ $\delta(2000) = -49^{\circ}38'52'.9$. с. 12 CO(1-0) спектры молекулярного облака, связанного с Re5. Координаты центра (0, 0): $\alpha(2000) = 08^{b}20^{m}59^{a};$ $\delta(2000) = -49^{\circ}38'52''.9$. с. 12 CO(1-0) спектры молекулярного облака, связанного с Re5. Координаты центра (0, 0): $\alpha(2000) = 08^{b}21^{m}04^{a}.9;$ $\delta(2000) = -49^{\circ}40'57''.5$. d. 12 CO(1-0) спектры молекулярного облака, связанного с HH 83. Координаты центра (0, 0): $\alpha(2000) = -06^{\circ}29'37''.6$.

НН-ОБЪЕКТЫ, СВЯЗАННЫЕ С ВЫБРОСАМИ



Рис.4. Продолжение.

Как видно из рис.4а-4с, радиальная скорость молекулярного облака, связанного с объектами НН 188 и Re5, равна ~3.8 км/с. Из этих рисунков можно заключить, что молекулярное облако вращается вокруг оси вращения - имеется градиент радиальной скорости вдоль молекулярного облака по направлению *W*-*E*. Из рис.4а, 4b и 4c видно, что на отрезке облака в 300" разность радиальных скоростей равна 0.78 км/с, или при расстоянии до облака ~450 пк (Vizier), эта разность скоростей происходит на 0.66 пк. Угловая скорость вращения $\omega = \Delta V / \Delta R$, т.е. угловая скорость равна градиенту радиальной скорости, и отсюда $\omega = 0.78 \text{ км/с}/0.66 \text{ пк} = 3.85 \cdot 10^{-14} \text{ c}^{-1}$, с осью вращения, параллельной направлению *N*-*S*. Это значение угловой скорости вращения довольно близко к угловой скорости вращения изолированной

213

темной глобулы, связанной с тремя M3O, расположенными в виде цепочки $\omega = 4.3 \cdot 10^{-14} \text{ c}^{-1}$, см. в [6]). Можно найти и период вращения облака. Он будет равен $T = 2\pi/\omega = 5.3 \cdot 10^6$ лет. На рис.4а также видно наличие синего истечения со скоростью -(0.8 - 2.1) км/с по отношению к скорости облака. Это истечение имеет *SE* направление (это направление истечения продолжается и на рис.4b, а на рис.4c его уже нет), которое совпадает с направлением оптического спирального выброса из объекта НН 188 (см. рис.1a). Оптический выброс также направлен к нам, так как противоположный оптический выброс направлен от нас, поскольку он виден только в ИК-диапазоне (см. рис.1b).

Как видно из рис.4d, радиальная скорость молекулярного облака, связанного с объектом НН 83, равна ~6.5 км/с. Из этого рисунка можно также вывести наличие красного истечения из НН 83 со скоростью в интервале +(1.3-3.8) км/с по отношению к скорости облака. Это истечение направлено к SE от объекта. Из рис.3а видно, что прямолинейный выброс из НН 83 имеет NW направление, причем так как этот выброс виден в оптическом диапазоне, но не виден в ИК (см. рис.3b), можно предположить, что этот выброс направлен к нам, иначе он бы не был виден из-за поглощения (или был бы виден частично в оптическом диапазоне, а частично в ИК). Отсюда можно вывести, что красное истечение направлено в противоположное оптическому выбросу направление, т.е. это, возможно, биполярный выброс.

4. Связь объектов с точечными источниками IRAS. Все три объекта связаны с точечными источниками IRAS. Ниже приводится табл.2, в которой в первом столбце дано название объекта, во втором - названия источников IRAS [7], связанных с объектами, в столбцах 3-5 - ИК-цвета объектов, согласно [8].

Таблица 2

Объекты	IRAS	R(1, 2)	R(2, 3)	R(3, 4)
HH 83 HH 188 Re5	05311-0631 08194-4925 08196-4931	0.158 0.748	-0.167 0.748	0.301 0.176

ИК-ЦВЕТА ИССЛЕДУЕМЫХ ИСТОЧНИКОВ IRAS

Как видно из табл.2, ИК-цвета объекта НН 188 соответствуют ИКцветам источника, связанного с мазером воды. Для такого источника (типа 1) в [8] приводятся следующие ИК-цвета: R(1, 2) = (0.2 - 0.8); R(2, 3) =(0 - 1.3); R(3, 4) = (-0.3 - 0.3). ИК-цвета НН 83 тоже очень близки к этим значениям, т.е. этот источник также типа 1. Что касается объекта Re5, то так как в [6] нет достаточных данных относительно ИК-цветов источника IRAS 08196-4931, то относительно типа этого источника нельзя сказать ничего определенного.

4. Заключение. В статье рассмотрены три НН-объекта, связанных с выбросами (одним спиральным и двумя прямолинейными). Объекты связаны с ИК-звездами (одна из которых является МЗО) и с точечными источниками IRAS. Из этих источников два имеют ИК-цвета, типичные для источников. связанных с мазерами воды; относительно третьего, связанного с Re5, изза малости ИК данных ничего определенного нельзя сказать. МЗО связан с туманностью в виде двух полуколец. ¹²СО(1-0) наблюдения молекулярных облаков, связанных с этими объектами, показали, что облако, связанное с НН 188 и Re5, вращается с угловой скоростью $\omega = 3.85 \cdot 10^{-14} c^{-1}$ с осью вращения, параллельной направлению N-S (из-за наличия градиента радиальной скорости вдоль облака по направлению W-E). Выявлены также молекулярные истечения: одно около объекта НН 188 со скоростью -(0.8 - 2.1) км/с по отношению к облаку (синее истечение), и другое около объекта НН 83 со скоростью +(1.3 - 3.8) км/с по отношению к облаку (красное истечение). Истечение около НН 188 совпадает по направлению с оптическим истечением и также направлено к нам. Истечение около НН 83 противоположно оптическому истечению и направлено от нас, а оптическое истечение направлено к нам.

Автор выражает благодарность проф. Х.Маю (университет Чили, кафедра астрономии, Сантьяго, Чили) за проведение наблюдений на SEST телескопе.

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

THREE HH OBJECTS, CONNECTED WITH EJECTIONS

A.L.GYULBUDAGHIAN

Three HH objects are connected with molecular clouds. Observations of these clouds have shown that in both of them molecular outflow is present, the blue outflow near HH 188 coincides with optical ejection, and the red outflow near HH 83 is opposite to optical ejection. One of the molecular clouds is rotating. All three objects are connected with IRAS point sources and IR stars, one of these stars has IR colours typical for YSO (young stellar object). Near one of objects an IR star with two semiring-type nebulae is present.

Key words: HH objects: IR stars: molecular clouds

А.А.ГЮЛЬБУДАГЯН

ЛИТЕРАТУРА

1. А.Л.Гюльбудагян, Х.Май, Астрофизика, 48, 491, 2005.

2. А.Л.Гюльбудагян, Х.Май, Астрофизика, 50, 5, 2007.

3. Bo Reipurth, S. Heathcore, J. Morse et al., Astron. J., 123, 362, 2002.

4. M. Cohen, Astron. J., 85, 29, 1980.

5. А.Л.Гюльбудагян, Астрон. Циркуляр N967, 1977.

6. А.Л.Гюльбудагян, Х.Май, Астрофизика, 47, 415, 2004.

7. IRAS Point Source Catalog, Version 2, Washington, D.C., 1988.

8. J. Wourerloot, C. Walmsley, Astron. Astrophys., 168, 237, 1986.

АСТРОФИЗИКА

TOM 55

МАЙ, 2012

ВЫПУСК 2

РЕЗУЛЬТАТЫ UBV ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКИХ НАБЛЮДЕНИЙ Суд OB2 №5 (V729 Cyg)

М.И.КУМСИАШВИЛИ, К.Б.ЧАРГЕИШВИЛИ, Э.Б.ДЖАНИАШВИЛИ Поступила 1 марта 2012 Принята к печати 4 апреля 2012

Представлены результаты трехиветного фотоэлектрического наблюдения затменнодвойной системы раннего спектрального типа V729 Суд, полученные в Абастуманской астрофизической обсерватории. Этими наблюдениями, впервые для этой звезды, вторичный максимум был перекрыт достаточно хорошо, тем самым показывая смещение Мах II к 0.80 фазе. Есть подозрение, что этот фазовый сдвиг отражает увеличивающуюся активность массового потока в общей оболочке. Кривые блеска V729 Суд неустойчивы и асимметричны, создавая тем самым максимум после второго минимума ярче первого максимума. Разброс данных точек превышает ошибки измерения. Наблюдаемые колебания блеска происходят из-за физических условий в этой системе. Нет сомнений, что обмен массы, сыграл важную роль в эволюции этой системы.

Ключевые слова: Тесная двойная система раннего спектрального типа: фотоэлектрические наблюдения – объект:V729 Суд

1. Введение. V729 Суд (BD+40° 4220, Суд OB2 №5) является ранним типом (O7f Ia+Of Ia) загадочной затменно-двойной переменной. Эта система - член сильно покрасненной ассоциации Суд OB2, которая богата массивными и яркими звездами [1]. Амплитуда изменения блеска приблизительно составляет 10.6-10.9 звездных величин [2].

Переменная была обнаружена Вилсоном [3] как спектрально-двойная. Вилсон и Абт [4] получили спектроскопическую орбиту и нашли период 6.600 дней. Они представили отношение масс компонентов, которое равно 0.243 (определенное как отношение второго к первому). Боханан и Конти [5] отнесли оба компонента к Of-звездам, так как каждый из них вносит вклад в HeII 4686 эмиссию. Кроме того, оба компонента показывают линии поглошения одинаковой интенсивности. Боханан и Конти [5] пришли к заключению, что система сформирована двумя супергигантами с почти одинаковой яркостью. С другой стороны, их радиальные кривые лучевых скоростей привели к отношению масс компонентов 4.3±0.5, отмечая также, что вторичный компонент чрезвычайно яркий для его массы. Поэтому они предположили, что при эволюции вторичная звезда BD+40° 4220 могла продвинуться к образованию звезды Вольфа-Райе. Природа затмения V729 Суд была обнаружена в [6]. Автор отметил, что глубины минимумов были неравны. Кроме того, точки кривой блеска оказались вполне разбросанными (рис.1). Позднее Хол [7] получил UBV фотоэлектрические наблюдения V729 Суд и улучшил период до 6.5977915 дней. Его кривые блеска (рис.2) показывают внутреннюю переменность системы и асимметрию (вторичный максимум, более яркий, чем первичный). Он нашел, что глубины минимумов были примерно равными, и предположил, что яркости компонентов могли бы быть равными.

Переменную V729 Суд Хол [7] наблюдал в 1967-1970гг. в течение 43 ночей. В целом были получены 143 трехцветных индивидуальных наблюдений. В качестве звезды сравнения использовалась звезда BD+40° 4209, которая не является членом Суд OB2. К сожалению, звезда сравнения и переменная имеют различные цвета. Однако переменная не изменяет цвет









с фазой. Во время фотометрии в диафрагму, наряду с переменной, невольно включен слабый визуальный компаньон, отстоящий 1.5 с дуги от переменной. (Известно, что Хербиг [8] обнаружил близкий компаньон 13-14 звездной величины). Однако включение его в общую светимость не может иметь никакого заметного аффекта на неглубоких затмениях, и может только поднять полный уровень кривой блеска на один или два процента.

Курочкин [9] исследовал стабильность периода затменно-двойной V729 Суд на основе фотографических наблюдений и установил, что период этой системы уменьшился на 0⁴.00014 в течение 70 лет.

Орбитальные изменения периода V729 Суд были исследованы Квиен и др. [10]. Ими было обнаружено, что двойная V729 Суд показывает долгопериодическое увеличение периода. Эти увеличения могут быть вызваны комбинированным действием звездного ветра и перетекающейся массы от вторичного к первичному компоненту. Тем временем, для этой затменно-двоиой системы найдены циклические изменения периода. Эти периодические изменения, вероятно, могут быть правдоподобно объяснены как результат эффектов временного светового прохождения, предполагая, что это - тройная система. Возможно, что третий компонент в этой затменно-двойной системе играл важную роль для формирования и развития конфигурации контакта, унося угловой момент из центральной системы. Таким образом, она имеет начальный короткий период и может переходить в конфигурации контакта в короткой шкале времени.

Радионаблюдения BD+40° 4220 за прошедшие 20 лет показали много интересных свойств этой системы. Абот и др. [11] наблюдали BD+40° 4220 с VLT в режиме самого высокого разрешения и обнаружили два радиоисточника: главный компонент, лежащий в позиции BD+40° 4220 и более слабый источник, расположенный в 0.9 с дуги от двойной системы. Последующие наблюдения указали, что радиоэмиссия главного источника является переменной на интервале времени приблизительно 7 лет, между низким и высоким (энергетическим) состоянием [12]. Во время высокого состояния радиоэмиссия является нетепловой, в то время как она становится, в основном, тепловой во время низкого состояния. Наблюдая BD+40° 4220 с помощью VLT и Гипаркос с высоким разрешением Контрерас и др. [13] указали, что второй радиоисточник около BD+40° 4220 не связан со слабым оптическим компаньоном (Ми~13), который обнаружил Хербиг [8]; скорее он находится между BD+40° 4220 и визуальным компаньоном. Контрерас и др. [13] интерпретируют второй радиоисточник, как сформированный в ударной зоне взаимодействия между ветрами BD+40° 4220 и слабым компаньоном. Поэтому более слабый радиокомпонент не звезда, а, вероятно, место ударной области, где ветры двойной контактной системы сталкиваются (место столкновения ветров двойной контактной системы).

Контрерасом и др. [14] для объекта Суд OB2 №5 (BD+40° 4220, V729 Суд) на 6 см радиоэмиссия была обнаружена на оптической позиции, так же как дополнительный слабый нетепловой радиоисточник, расположенный на северо-востоке в ~0.9 угл. с от затменной системы. Было высказано предположение, что этот компонент является возможным третьим звездным объектом в системе. Это был первый случай, когда радиокомпаньон, как наблюдаемый объект, был связан с двойной контактной системой.

Ромеро и др. [15] обсуждали вероятноть физической связи системы Суд OB2 №5 с источником 3EGJ2033+4118, и следовательно, что она может быть первой звездной системой, обнаруженной в гамма-лучах, с участием звезд отличных от WR.

В статье Бенаглиа и др. [16] обсуждается вопрос, может ли система Суд OB2 №5 генерировать наблюдаемый поток гамма-лучей и какие механизмы излучения уместны (проходят) для этой системы при высоких энергиях. Оценивая все ожидаемые потоки, они пришли к заключению, что при весьма разумных предположениях система Cyg OB2 №5 может генерировать половину потока гамма-лучей, наблюдаемого для позиционно совпадающего с ним источника 3EGJ2033+4118.

Цель нашей статьи состоит в том, чтобы проанализировать представленные UBV фотоэлектрические наблюдения V729 Cyg, полученные в Абастуманской астрофизической обсерватории.

2. Наблюдения. Фотоэлектрические наблюдения двойной системы V729 Суд были сделаны в Абастуманской астрофизической обсерватории, согласно плану исследования, включающего группу объектов раннего спектрального типа (XZ Cep, UU Cas, RY Sct, W Sct, V729 Cyg). Спектральные и фотометрические данные этих систем часто противоречивы. Они характеризуются с интенсивным перетечением вещества и сложными физическими процессами.

Представленные трехцветные фотоэлектрические наблюдения V729 Суд выполнены в Абастуманской обсерватории на горе Канобили. Эти наблюдения были сделаны на 0.48-м рефлекторе A3T-14A с фотоэлектрическим фотометром AФM-6. В период 1983-1985гг. использовались ФЭУ 79 фотоэлектронный умножитель и стандартные Шотовские стеклянные фильтры, и только с 1986г. - ФЭУ 136 фотоэлектронный умножитель и широкополосные советские фильтры близкие к системе Джонсона, для того, чтобы осуществить фотоэлектрическую систему UBV. Соответственно, наблюдался сдвиг данных в эти годы. В представленных наблюдениях этот факт был принят во внимание. В целом в нашем распоряжении 46 наблюдательных ночей. Был применен метод счета импульсов.

В наблюдениях, проведенных в 1983-2003гг., BD+40° 4209 использовался в качестве звезды сравнения, а звезда BD+40° 4213 служила как контрольная. В каждом цвете были выполнены приблизительно 355 индивидуальных наблюдений. Орбитальные фазы были вычислены фотометрическими эфемеридами Хола [7]

$$2440413.796 + 6^{d}.5977915E$$
. (1)

Отдельные индивидуальные наблюдения были исправлены на дифференциальную экстинкцию. Данные представлены на рис.3.

3. Обсуждение. Как видно, кривые блеска V729 Суд являются



Рис.3. Абастуманские UBV фотометрические наблюдения V729 Суд.

нестабильными и асимметричными, тем самым, создавая максимум после вторичного минимума ярче первого максимума. Разброс данных точек превышает ошибки измерения. Очевидно - это результат внутренних физических процессов, которые имеют место в компонентах при определенных орбитальных фазах. По нашему мнению, перетекание массы сыиграло важную роль в эволюции этой системы.

В то же самое время основной минимум охвачен не достаточно хорошо. Для решения проблемы изменения периода, необходимо выполнить длинный ряд точных фотоэлектрических наблюдений в глубине главного минимума.

В обзоре Лоинга [17] относительно тесных двойных систем раннего спектрального типа отмечено, что система V367 Суд, которая была классифицирована как система W Ser, возможно представляет собой развитую контактную систему. Интересно отметить, что V729 Суд (O7f+Of Ia), UW CMa (O7f+O) и CQ Cep (WN7+O) все являются чрезвычайно развитыми контактными системами. Max II для UW CMa и CQ Cep перемещены к 0.78 и 0.80 фазам, соответственно. Смещение для V729 Суд не было известно из-за недостаточности данных в этой фазе.

В связи с этим важно отметить, что нашими наблюдениями впервые для этой звезды второй максимум был перекрыт достаточно хорошо, показывая смещение Max II к 0.80 фазе. Подозревается, что этот фазовый сдвиг отражает увеличивающуюся активность массового потока в общую оболочку.

4. Заключения.

 Разброс заданных точек превышает ошибки измерения. Наблюдаемые флуктуации в кривых блеска происходят из-за физических условий в этой взаимодействуюшей системе.

2. На кривых блеска замечаются доказательства свойственной переменности в этой системе, а также асимметрия, делающая максимум после вторичного минимума более ярким.

3. Этими наблюдениями, впервые для этой звезды, второй максимум был изучен довольно хорошо, показывая этим смещение Max II к 0.80 фазам. Предполагается, что этот фазовый сдвиг отражает увеличивающуюся активность массового потока в общей оболочке.

4. Представленные наблюдения недостаточны для подробного анализа кривых блеска. Желательно выполнить дополнительные фотоэлектрические наблюдения во время всего периода или, в худшем случае, в некоторых фазах.

5. Интересно построить отклонения реальных изменений кривых блеска от модельных. Рассмотрение этого вопроса на сегоднящий день представляет серьезную проблему с точки зрения построения уже реальной модели системы.

Абастуманская астрофизическая обсерватория им. Е.К.Харадзе, Государственный университет им. Илии, Грузия, e-mail: mzia.kumsiashvili@iliauni.edu.ge ketevan.chargeishvili@iliauni.edu.ge edik var@vahoo.com

RESULTS OF UBV PHOTOELECTRIC OBSERVATIONS OF Cyg OB2 №5 (V729 Cyg)

M.I.KUMSIASHVILI, K.B.CHARGEISHVILI, E.B.JANIASHVILI

Results of the three-colour photoelectric observations of the early-type close binary system V729 Cyg, obtained at the Abastumani Astrophysical observatory, are presented. By these observations, at first, second maximum of this star was coverage sufficiently well, showing by this displacement the Max II to 0.80 phases. It is suspected that this phase shifts reflect the increasing activity of massflow in the common envelope. The light curves of V729 Cyg are unstable and asymmetric making the maximum after secondary minimum brighter. The scatter of data points exceeds the measurement errors. The observed light fluctuations are due to physical conditions in this interacting system. It is clear that mass transfer must have played a crucial role in the evolution of this system.

Key words: Early-type close binary system:photoelectric observations individual:V729 Cyg

ЛИТЕРАТУРА

- 1. P.Massey, A.B. Thompson, Astron. J., 101, 1408, 1991.
- 2. J.M.Kreiner, J.Tremko, IBVS, N1446, 1, 1978.
- 3. O.C. Wilson, Publ. Astron. Soc. Pacif., 69, 385, 1948.
- 4. O.C. Wilson, A.Abt, Astrophys. J., 114, 477, 1951.
- 5. B. Bohannan, P.S. Conti, Astrophys. J., 204, 797, 1976.
- 6. G.R.Miczaika, Publ. Astron. Soc. Pacif., 65, 141, 1953.
- 7. D.S. Hall, Acta Astr., 24, 69, 1974.
- 8. G.H.Herbig, Publ. Astron. Soc. Pacif., 79, 502, 1967.

9. Н.Е.Курочкин, Перем. Звезды, Бюлл., 22, 219, 1985.

10. S.B.Qian, J.MKreiner, L.Liu et al., IAUS, 240, 331, 2007.

11. D.C.Abbott, J.H.Bieging, E.Churchwell, Astrophys. J., 303, 239, 1981.

12. M.P.Miralles et al., Astron. Astrophys., 282, 547, 1994.

13. M.E. Contreras et al., Astrophys. J., 488, L153, 1997.

14. M.E.Contreras, L.F.Rodriguez, M.Tapia et al., ESASP, 402, 401, 1997.

15. G.E.Romero, P.Benaglia, D.F.Torres, Astron. Astrophys., 348, 868, 1999.

16. P.Benaglia, G.E.Romero, I.R.Stevens, D.F.Torres, Astron. Astrophys., 366, 605, 2001.

17. K.C.Leung, Astrophys. J. Suppl. Ser., 99, 237L, 1984.

АСТРОФИЗИКА

МАЙ, 2012

TOM 55

ВЫПУСК 2

СПУТНИК СІ В СИСТЕМЕ Θ¹Огі С

Э.А.ВИТРИЧЕНКО¹, Н.И.БОНДАРЬ², Л.БЫЧКОВА³, В.БЫЧКОВ³ Поступила 17 августа 2011 Принята к печати 4 апреля 2012

На основе общирного спектрального материала выполнены исследования звезды Θ^1 Оп С1, которая является ближайшим спутником главной звезды Θ^1 Оп С. Построены и рештны две кривые лучевой скорости. Одна из них описывает движение главной звезды, а другая - движение спутника С1, в обоих случаях происходит обращение этих звезд относительно центра масс системы С + С1. Определены физические параметры звезды С1 (температура, ускорение силы тяжести, масса) и химический состав. В изменениях лучевой скорости выделена периодичность 15.4 дня, связанная с вращением главной звезды.

Ключевые слова: звезды:кратные звезды - объект: Θ^1 Ori C1

1. Введение. Детальному изучению звезды Θ^1 Ori C (HD 37022) посвящена гл. 3 книги Э.А.Витриченко [1]. Более свежие данные о звезде можно найти в статье Лемана и др. [2]. Основные характеристики главной звезды приведены в табл.1.

Таблица 1

Величина	Значение	Величина	Значение
А,	0".95(5)	Sp	О6.9(1) НГП
ү, км/с	23(1)	M,	-4 ^m .0(1)
d, пк	437(3) [3,4]	M,	-7 ^m .7(1)
Vsini, км/с	43(4)	R, ·R ₀	7.4(4)
Т, К	37200(300)	M, M ₀	48(4)

ХАРАКТЕРИСТИКИ ГЛАВНОЙ ЗВЕЗДЫ ⊖¹ Огі С

Впервые лучевую скорость звезды измерили Фрост и др. [5]. Авторы сделали заключение о переменности лучевой скорости. Однако Струве, Титус [6] и Конти [7] не подтвердили это заключение.

Витриченко [8] заподозрил существование двух спутников с периодами обращения 120 лет и 60.8 сут. Первый из периодов оказался кратным. В действительности он равен 10.9(4) года [2]. Этот спутник был обнаружен интерферометрическим методом [9].

В настоящей работе по спектрам, описание которых дано в [2], измерены лучевые скорости близкого спутника С1, найдены элементы его спектроскопической орбиты, определены физические параметры и химический состав. Выполнен анализ изменений лучевой скорости главной звезды с учетом орбитальных движений обоих спутников, подтвержден период 15.4 сут, обусловленный вращением главной звезды.

2. Предполагаемая структура системы. На рис.1 показана схема, включающая три компонента системы. Здесь С - главная звезда, которая вместе со спутником С2 обращается вокруг центра масс подсистемы 1, он отмечен крестиком. С другой стороны, главная звезда С вместе с ее близким спутником С1 образуют подсистему 2. При этом звезды С и С1 обращаются вокруг их центра масс.



Подсистема 1

Рис.1. Схема системы Θ¹ Огі С. Относительные размеры не соблюдены.

На луче зрения, направленном на систему Θ¹ Ori C, находятся четыре звезды, убегающие из минископления. Две из этих звезд образуют спектрально-двойную систему C3 [10], а две другие убегают с большими скоростями, направленными в противоположные стороны [11].

3. Лучевая скорость спутника С1. Существование спутника С1 заподозрено по периодическим возмушениям лучевой скорости главной звезды [1].

Для построения кривой лучевой скорости главной звезды C, связанной с обращением главной звезды в подсистеме 2, мы использовали фрагмент



Рис.2. Наблюдения лучевой скорости главной звезды, свернутые с периодом 60.8 сут.

наблюдений из [12], начиная с JD 2449044.25 до JD 2449164. В указанном интервале оказалось 57 наблюдений. По этим наблюдениям методом наименьших квадратов построена и решена кривая лучевой скорости, элементы которой приведены в табл.2 в столбце С. На рис.2 показана кривая лучевой скорости.

Для определения лучевой скорости спутника СІ использовались спектры, указанные в [2]: полученные Х.Леманом на 2-м телескопе Таутенбургской обсерватории (Германия), В.Клочковой на телескопе БТА (САО РАН), Л.Бычковой и В.Бычковым на 1-м телескопе САО, 2 спектра были взяты из архива Elodie [13] и 2 спектра были получены И.Бикмаевым на 1.5-м телескопе РТТ150, установленном в Турции вблизи Антальи. На спектрах мы выделили системы линий, соответствующие спектральному классу А0, и измерили по ним лучевую скорость. Ее значения для спутника С1 *Таблица 2*

N	JD244	<i>RV</i> , км/с	N	JD244	<i>RV</i> , км/с
1	4409.5	11(2)	П	4780.4	15(2)
2	4535.3	2(3)	12	4780.5	15(1)
3	4540.3	0(2)	13	4781.4	22(3)
4	4549.3	-15(3)	14	4782.5	25(3)
5	4550.6	0(3)	15	4783.5	6(3)
6	4751.6	5(2)	16	3329.6	-21(4)
7	4866.4	28(5)	17	0030.6	39(4)
8	4745.5	40(3)	18	3762.3	2(1)
9	4779.4	29(2)	19	3764.4	-2(4)
10	4779.5	22(3)	-		Provide all'

ИЗМЕРЕНИЯ ЛУЧЕВОЙ СКОРОСТИ СПУТНИКА СІ





представлены в табл.2. Построенная по ним кривая лучевой скорости свернутая с периодом 60.9 дня, показана на рис.3. Из решения кривой блеска мы получили элементы спектроскопической орбиты и оценили массу спутника.

Элементы спектроскопической орбиты спутника С1 показаны в табл.3 в столбце С1. Расхождение между величинами у -скорости и другими параметрами орбит звезд С и С1 связано с тем, что измерения лучевых скоростей получены в разное время. В последней строке таблицы указана ошибка одного условного уравнения.

Таблица 3

Величина	Значение		
	С	CI	
Р, сут ү, км/с К, км/с ∞, рад е L М	60.800(4) 11.5(2) 6.4(3) -3.15(6) 0.54(4)	60.900(3) 36(2) 45(3) 2.41(6) 0.13(9) 0.32(3) 2.8(1)	
<i>E</i> , JD244 σ ₁ , км/с	9044.25 1.6	9109.0(7) 8	

элементы спектроскопической орбиты

Масса звезды С1 определена по формуле

$$M_{C1} = K_C / K_{C1} \cdot M_C = 6.4/45 \cdot 48 = 6.8(4) M_{\odot}$$

Здесь масса главной звезды $M_C = 48 M_{\odot}$ [1].

4. Физические характеристики спутника С1 и химический состав. Эффективную температуру звезды мы определили по ионизационному равновесию железа. На усредненном спектре мы





обнаружили 180 линий, принадлежащих звезде С1. Для нескольких температур был определен химический состав и построена зависимость разности содержания железа, определенного по ионам Fe1 и Fe 2, от эффективной температуры. Результат показан на рис.4.

По аналогичной методике оценено ускорение силы тяжести (рис.5). Оказалось, что $\log g = 5.0(2)$. Результат довольно неожиданный, поскольку такая величина ускорения более типична для белых карликов, чем для молодых сжимающихся звезд.



Рис.5. К методике определения ускорения силы тяжести.

В табл.4 приведен химический состав спутника С1. В первом столбце дано название элемента. Во втором столбце - логарифм отношения содержания для звезды и Солнца, в скобках дается ошибка в единицах последнего знака. В третьем столбце указано число спектральных линий. В последних двух столбцах приведено содержание и число линий для главной звезды [1].

Таблица 4

Элемент	Cl	N	С	N
С	0.2(1)	9	-0.4(1)	22
0	0.3(3)	4	-0.4(1)	54
S	0.8(2)	5	0.3(1)	5
Cr	0.8(3)	10	-0.1(1)	17
Mn	0.6(4)	3	0.3(1)	6
Fe	0.4(1)	52	0.0(2)	122
Ni 1	0.7(2)	20	-0.2	25

ХИМИЧЕСКИЙ СОСТАВ СПУТНИКА СІ

Из табл.4 следует, что все элементы у спутника С1 показывают избыток.

5. О периодичности лучевой скорости главной звезды на шкале 15 дней. На рис.2 заметны колебания лучевой скорости с периодом ~15 дней. Эти колебания Симон-Диаз и др. [14] объяснили вращением звезды, Леман и др. [2] обратили внимание на то, что период вращения главной звезды находится в резонансе 1:4 с орбитальным периодом близкого спутника.

Первые исследования переменности лучевой скорости и интенсивностей линий На, Не 1 4671 и Не 2 4686 на коротких временах (дни) проводились Конти [7]. Но убедительное доказательство существования периода 15.4 сут. было получено по переменности эквивалентной ширины линии На в работе Шталя и др. [12]. После этого период 15.4 сут. неоднократно исследовался в ряде работ: Шварценберг-Черни [15] получили значение 15.424(1) сут., Шталь и др. [16] - 15.422(2) сут., Шталь [17] - 15.426(2) сут. Изменения эквивалентных ширин, глубин и лучевой скорости с этим периодом отмечаются, практически, у всех линий в спектре Θ^1 Оп С. Кроме этого, с этим периодом была найдена переменность звездного встра по переменности в ультрафиолетовых линиях С4 1548-1551 [18]. С этим же периодом обнаружена переменность в рентгеновских лучах по наблюдениям миссии ROSAT [19].

Обоснованная модель, объясняющая всю совокупность наблюдаемых явлений, была предложена Бабел, Монмерл [20]. Суть ее заключается в том. что главный компонент Θ^{I} Ori C обладает глобальным магнитным полем дипольной структуры, вмороженным в атмосферу звезды и вращающимся вместе с ней. При этом истечение вещества с поверхности звезды (звездный ветер) и взаимодействие с достаточно плотной окружающей средой происходит под контролем магнитного поля. Общие положения такого сценария были рассмотрены ранее Фабрикой и Бычковым [21]. Вещество, истекающее с поверхности звезды, контролируется магнитным полем и выбрасывается в окружающее пространство в виде двух вращающихся струй. Столкновение струй с окружающей средой будет происходить на радиусе коротации. т.е. там, где, по сути, теряется контроль магнитного поля над истекающим веществом. В этом месте формируется ударная волна, разогревающая вещество до очень высоких температур и обеспечивающая излучение в коротковолновой области спектра. Естественно, в оптической области мы должны наблюдать модуляцию лучевой скорости, так как видим постоянно меняющуюся проекцию выбрасываемых струй (в основном, одной - над южным полюсом диполя) с периодом вращения, т.е. 15.422 сут. Поэтому ожидаемый эффект будет не очень большим, пропорциональным вкладу струи в общий поток. Кроме того, это должно приводить к некоторому, пусть тоже не очень большому, но систематическому сдвигу оценок лучевых скоростей в отрицательные значения.

Для проверки этого предположения было решено проанализировать имеющиеся в нашем распоряжении оценки лучевых скоростей с целью поиска переменности лучевой скорости с периодом вращения. В поставленной задаче выделение переменности с периодом вращения в 15.4 сут. необходимо сделать на фоне весьма сложного движения кратной системы Θ^1 Огі С. Для этого был использован достаточно плотный и высокоточный ряд оценок лучевых скоростей, полученный в течение 15 лет Шталем и др. [22]. В этой работе приведены результаты 206 измерений лучевой скорости по линиям Si 4 $\lambda\lambda$ 5801.51, 5812.14 Å, He 2 λ 5411.424 и O 3 λ 5592.37 Å.

Для повышения точности нами были вычислены средние оценки *RV* по всем четырем линиям для каждого момента наблюдений. Затем из этого набора оценок была вычтена долговременная переменность и произведен поиск периода. Он оказался равным 15.42(2) сут., т.е. известному периоду переменности ширин, глубин, интенсивности линий и магнитного поля. Низкая точность определения этого периода объясняется малой амплитудой переменности и большим разбросом значений. Полученные уклонения *RV* были свернуты с периодом 15.422 дня, с фазой магнитного периода [23]. Несмотря на довольно большой разброс значений, уверенно находится гармоническая переменность лучевой скорости с амплитудой 5.3(3) км/с (рис.6).



Рис.6. Средняя фазовая кривая лучевых скоростей. Уклонения *RV* свернуты с периодом 15.422 дня. Пустые кружочки с барами – индивидуальные уклонения от средней кривой, заполненные – усредненные значения в бине 0.1 по фазе.

6. Дискуссия и заключение. На рис.7 показана диаграмма Геришпрунга-Рессела согласно Пала, Шталеру [24]. Положение звезды С1 отмечено кружком. Штриховой линией показана линия рождения звезд, звезда С1 расположена вблизи этой линии. На этом рисунке величина L есть светимость звезд в единицах светимости Солнца.

Отметим, что звезда C1 находится на эволюционном треке для $6 M_{\odot}$, что хорошо согласуется с массой, определенной по лучевой скорости.

В процессе выполнения работы мы столкнулись с трудностями, которые не удалось разрешить. Первая из них - оценка относительной светимости *L*. Эта величина определялась как среднее отношение наблюдаемых эквивалентных ширин линий и эквивалентных ширин линий, измеренных на синтетическом спектре. Разброс этих величин настолько велик, что есть необходимость продолжить работу по уточнению величины *L*.

Не совсем корректной является методика определения температуры и ускорения силы тяжести по одному параметру - ионизационному равновесию железа. Но мы не смогли найти другой методики. Отметим, что Поляков и Цивилев [25] подчеркнули хорошее согласие своих расчетов *Т* для главной звезды со значением, найденным этим методом в [1].



Рис.7. Положение спутника СІ на диаграмме Гершшпрунга-Рессела. Пунктирная линия показывает изохрону 10⁶ лет. Буквами отмечены яркие звезды Трапеции Ориона.

В статье [2] авторы приводят величину вращения линии апсид в подсистеме 1: $d \omega/dt = 3(2)$ град/год. Само явление нуждается в подтверждении, а константа – в уточнении. В статье [12] детально изучены контуры линий и содержание кислорода.

Авторы признательны Х.Леману, В.Клочковой и И.Бикмаеву за предоставление в наше распоряжение высококачественных спектров, а также В. Цымбалу за помощь в вычислениях и в обсуждении работы.

Л. Бычкова и В. Бычков благодарят за поддержку Министерство Науки и Высшего образования Польской Республики, грант №203 511638.

- Институт космических исследований РАН, Россия, e-mail.vitrik@gmail.com
- ² Крымская астрофизическая обсерватория, пос. Научный,
- Украина, c-mail: otbn@mail.ru
- ³ Специальная астрофизическая обсерватория РАН, Россия, e-mail: vbych@sao.ru

СПУТНИК СІ В СИСТЕМЕ 😡¹ Огі С

THE COMPANION C1 IN THE O'Ori C SYSTEM

E.A.VITRICHENKO¹, N.I.BONDAR¹², L.BYCHKOVA³, V.BYCHKOV³

The star Θ^1 Ori C1, the nearest companion of the main star Θ^1 Ori C, is investigated on the base of an extensive spectral material. Two radial velocity curves were constructed and resolved. One of them describes a movement of the main star, and another - a movement of companion C1, in both cases it takes place the revolution of these stars concerning a center of mass of the C+C1 system. Physical parameters of the star C1 are determined: the temperature, acceleration of the gravity, mass and chemical composition are computed. The radial velocity variations caused by the rotation of the primary have been studied.

Key words: stars:multiple stars - individual: Θ^1 Ori C1

ЛИТЕРАТУРА

- 1. Э.Витриченко, Трапеция Ориона, М., Наука 2004.
- 2. H.Lehmann, E.Vitrichenko, V.Bychkov et al., Astron. Astrophys., 514, 34L, 2010.
- 3. R.D.Jeffries, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 376, 1109, 2007.
- 4. S.Kraus, Y.Y.Balega, J.-P.Berger et al., Astron. Astrophys., 466, 649, 2007.
- 5. E.B.Frost, S.B.Barret, O.Struve, Astrophys. J., 64, 1, 1926.
- 6. O.Struve, J. Titus, Astrophys. J., 99, 84, 1944.
- 7. P.S. Conti, Astrophys. J., 174, L79, 1972.
- 8. Э.Витриченко, Письма в Астрон. ж., 28, 370, 2002.
- 9. G. Weigelt, Y. Balega, T. Preibisch et al., Astron. Astrophys., 347, L15, 1999.
- 10. Э.Витриченко, Х.Леман, В.Клочкова и др., Астрофизика, 53, 306, 2010.
- 11. Э.Витриченко, В.Цымбал, Л.Бычкова, В.Бычков, Астрофизика, 54, 81, 2011.
- 12. O.Stahl, B.Wolf, T.Gang et al., Astron. Astrophys., 274, L29, 1993.
- 13. http://atlas.obs-hp.fr/elodie/fE.cgi?c=o&o=HD%2037022.
- 14. S.Simon-Diaz, A.Herrero, C.Esteban, F.Najarro, Astron. Astrophys., 448, 351, 2006.
- 15. A.Schwarzenberg-Czerny, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 241, 153, 1989.
- 16. O.Stahl, A.Kaufer, T.Rivinius et al., Astron. Astrophys., 312, 539, 1996.
- 17. O.Stahl, in "Cyclic Variability in Stellar Winds" ESO Workshop, eds. L.Kaper & A. Fullerton, 246, 1997.
- 18. N.R. Walborn, J.S. Nichols, Astrophys. J., 425, L29, 1994.
- 19. M.Gagne, J.-P.Caillault, J.R.Stauffer, J.L.Linsky, Astrophys. J. Lett., 478, L87, 1997.
- 20. J. Babel, T. Montmerle, Astrophys. J., 485, L29, 1997.
- 21. S.N.Fabrika, V.D.Bychkov, in "Magnetic stars", Procced. Intr. Conf. eds. Yu.V.Glagolevskij, I.M.Kopylov, Nizniy Arkhyz, 1988.
- 22. O.Stahl, G.Wade, V.Petit et al., Astron. Astrophys., 487, 323, 2008.
- 23. G.A. Wade, A.W. Fullerton, J.F. Donati et al., Astron. Astrophys., 451, 196, 2006. 24. F. Pala, S.W. Stahler, Astrophys. J., 255, 772, 1999.
- 25. А.М.Поляков, А.П.Цивилев, Письма в Астрон. ж., 33, 39, 2007.

АСТРОФИЗИКА

TOM 55

МАЙ, 2012

выпуск 2

МНОГОЦВЕТНАЯ ФОТОМЕТРИЯ КАРЛИКОВОЙ НОВОЙ HS 0218+3229

П.Ю.ГОЛЫШЕВА¹, С.В.АНТИПИН¹, А.В.ЖАРОВА¹, Н.А.КАТЫШЕВА¹, Д.ХОХОЛ², С.Ю.ШУГАРОВ^{1,2} Поступила 13 января 2012 Принята к печати 4 апреля 2012

Статья посвящена изучению катаклизмической переменной HS 0218+3229. Анализ 2000 ПЗС и 200 фотографических наблюдений тесной двойной системы HS 0218+3229 в интервале 1963-2010гг. показал наличие двух вспышек (в 1980 и 2007гг.) с амплитудой около 4[®] в полосах *pg* и *V*. Переменная классифицирована как карликовая новая типа UGSS с редкими вспышками симметричной формы, что является характеристикой вспышек типа "inside-out". Уточнен орбитальный период, 0⁴.2973559, в течение которого наблюдается двойная волна, вызванная эффектом эллипсоидальности вторичного компонента - звезды класса K5V. Приводятся и объясняются фазовые кривые блеска и показателей цвета, интерпретируется положение объекта на двухиветных диаграммах. Обнаружено различие орбитальных кривых блеска до и после вспышки, определены некоторые физические характеристики тесной двойной системы.

Ключевые слова: Фотометрия:звезды:тесные двойные системы: карликовые новые

1. Введение. Катаклизмические звезды - это тесные двойные системы на поздней стадии эволюции. Они состоят из звезды донора (красного карлика Главной последовательности) и белого карлика (БК). Из-за аккреции вещества донора на БК вокруг него образуется аккреционный диск, который вносит значительный вклад в излучение от системы. При определенных условиях диск может резко увеличить светимость, и мы наблюдаем вспышку карликовой новой.

HS 0218+3229 (RA = 2^h21^m33ⁱ.49, Del = +32^o43ⁱ24^m.0, J2000, 2MASS) была впервые заподозрена как катаклизмическая переменная (КП) в работе [1]. Родригес-Гиль и др. [2] с 2000 по 2005гг. провели фотометрические и спектральные наблюдения переменной на разных телескопах. Изучение фотометрических рядов системы не показало наличия вспышек, и авторы классифицировали HS 0218+3229 как катаклизмическую переменную без уточнения типа. Наличие сильных эмиссионных линий серии водорода в спектре объекта свидетельствует о том, что в системе присутствует слабый аккреционный диск. Абсорбционные линии в красной области спектра характеризуют преобладание холодного компонента класса K5V. В статье были определены орбитальный период, равный 0^d.297229661±0^d.000000001, угол наклона орбиты ТДС - $i = 59^{\circ} \pm 3^{\circ}$, отношение масс - 0.52 < q < 0.65, оценены массы белого карлика $a - 0.44 < M_1/M_{\odot} < 0.65$ и вторичного компонента - $0.23 < M_2/M_{\odot} < 0.44$ и расстояние до системы 0.87-1.0 кпк. Независимо от [2] звезда была открыта С.В.Антипиным в 2006г. по

негативам фототеки ГАИШ как вспыхивающая переменная - вероятная карликовая новая. По фотографическим наблюдениям была обнаружена лишь одна вспышка в сентябре 1980г. с амплитудой около 4^m.5 в полосе *B*_m.

HS 0218+3229 была отождествлена с источником рентгеновского излучения 1RXS J022133.6+324343 и инфракрасным источником 2MASS 102213348+3243239.

2. Наблюдения. После сообщения Антипина [3] было решено начать систематические наблюдения этого объекта с целью более подробного изучения вспышечной переменности и более точной классификации новой переменной звезды. Наши первые фотометрические исследования проводились с помощью ПЗС камеры Pictor-416 в Крымской лаборатории ГАИШ на 50-см максутовском телескопе АЗТ-5. Позднее наблюдения были продолжены с помощью матрицы Ародее-47р, расположенной в кассегреновском фокусе телескопа Цейсс-600, а в ноябре 2010г. мы использовали 125-см рефлектор ЗТЭ с матрицей VersArray 512. Наблюдения проводились в системе UBV(RI)_с Джонсона-Кузинса, но небольшая часть наблюдений была получена в полосах (RI)₇. В дальнейшем значительная часть данных была получена при помощи матрицы SBIG-10XME, установленной в фокусе Ньютона 50-см телескопа Астрономического Института Словацкой Академии Наук (Стара Лесна).

Карта окрестностей переменной и использованные нами звезды сравнения показаны на рис.1. Для определения звездных величин окрестных звезд были использованы звезды сравнения вокруг звезды СТ Тгі из статьи [4]; найденные нами звездные величины приведены в табл.1. Величины в



Рис. І. Карта окрестностей переменной и звезды сравнения (см. табл. 1). "Var" - переменная.
Таблица 1

	-			_			
N	U	B	V	R,	R _c	I,	Ic
A	12.30	12.22	11.72	11.24	11.42	11.00	11.15
C	16.45	14.04	13.98	13.37	13.58	13.08	13.27 14.90
D	16.21	16.14	15.61	15.09	15.28	14.94	15.09
2	14.64	14.48	13.84	13.24	13.48	12.98	13.16
3	16.04	15.81	14.37	13.77	13.98	13.43	13.65
4	15.85	15.70	15.05	14.48	14.68	14.16	14.35
3	16.77	16.40	15.61	14.90	15.14	14.50	14.73

ЗВЕЗДЫ СРАВНЕНИЯ

N - звезда сравнения.

полосах (*RI*), были пересчитаны из системы Кузинса в систему Джонсона по формулам перехода из работы [5].

В табл.2 представлен журнал наблюдений: юлианская дата, календарная дата наблюдений, средние за ночь звездные величины в полосах B, V, R_c , I_c , число полученных кадров в данную ночь и комментарии, показывающие, на каком инструменте проводились наблюдения. Отдельно приведена аналогичная таблица для полос U, R_p , I_p . Ошибка наблюдения составляет, в среднем, 0^m.02-0^m.05 в полосах V, R_c , I_c и 0^m.03-0^m.08 в полосах U, B.

Таблица 2

			_			_			_	
Л	Дата	B	n	V	n	Rc	n	I _c	n	Примеч.
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11
54066	26.11.2006	-	-	16.40	57	15.62	57	-	-	ZTE, VA
54067	27.11.2006	-	-	16.35	66	-	-	-	-	M, Pi;
54069	29.11.2006	-	-	16.36	44	2 - 11	-	-	-	M, Pi
54074	04.12.2006	-	-	16.32	11	-		-	-	M, Pi
54076	06.12.2006	-	-	16.33	67	-	-	-	-	M, Pi
54096	26.12.2006	-	-	16.14	1	15.75	1	15.09	1	SL, X-10
54115	14.01.2007	-	-	16.31	1	15.59	1	-	-	SL, X-10
54117	16.01.2007	-	-	16.30	12	15.66	16	34. - 14	-	SL, X-10
54122	21.01.2007	-	-	16.33	19	15.65	17	-	-	SL, X-10
54141	09.02.2007	-	-	16.31	17		-	1	-	SL, X-10
54378	04.10.2007	-	-	16.33	24	-	-	-		Z, Ap47
54379	05.10.2007	-	-	16.35	178	-	-	-		Z, Ap47
54382	08.10.2007	-	-	13.72	575		-	-	-	Z, Ap47
54385	11.10.2007	-	-	12.34	87		-	-	-	Z, Ap47
54386	12.10.2007	-	-	12.44	5	-	-	-	-	Z, Ap47
54389	15.10.2007	-	-	12.68	3	-	-	-	-	Z, Ap47
54390	16.10.2007	-	-	12.82	4	-	-	-	-	Z, Ap47

ЖУРНАЛ НАБЛЮДЕНИЙ

П.Ю.ГОЛЫШЕВА И ДР.

Таблица 2 (продолжение)

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11
64201	17 10 2007	-		13.11	3	-	-		-	Z, Ap4/
54202	19.10.2007	13 70	5	13.43	175	-	-	-	-	Z, Ap4/
54202	10.10.2007	14.18	6	13.92	505	-	-	-	-	Z, Ap4/
54393	19.10.2007	14.10	-	16.37	1	15.71	4	15.10	3	SL, X-10
54709	20.00.2000		-	16.37	I		-	-	-	SL, X-10
54700	29.08.2008	17.21	7	16.40	22	15.66	7	15.08	25	SL, X-10
54710	21.09.2008	17.21	5	16.41	14	15.78	5	15.11	10	SL, X-10
54751	11 10 2008	17.50		16.38	20	15.71	16	15.07	24	SL, X-10
54757	17.10.2008			16.24	1	15.66	6	14.94	4	SL, X-10
54759	19 10 2008			16.37	12	15.62	36	14.92	4	SL, X-10
54750	10.10.2008		-	16.41	3	15.69	79	15.12	5	SL, X-10
54939	19.10.2008	1712	1	16 37	43	15.69	52	14.99	2	SL, X-10
54920	27.12.2008	17.12	15	16.35	10	15.68	27	15.06	15	SL, X-10
54920	20.12.2008	17.5	15	-	-	15.72	145	-	-	SL, X-10
54047	29.12.2008			16.29	22	15.65	44	-	-	SL, X-10
54843	12.01.2009	17.26	14	16 35	19	15.68	22	-	-	SL, X-10
55051	13.01.2009	17.20	14	16.20	3	15.60	15	14.97	17	SL, X-10
55053	07.08.2009			10.20	-	15.70	40	1.4	-	SL, X-10
55060	16.08.2009	1717	2	16 37	3	15.69	3	15.02	3	SL, X-10
55060	10.08.2009	17.17	2	16.21	17	15.55	14	14.94	17	SL, X-10
55071	23.08.2009	16.07	2	16.21	21	15.61	27	15.00	25	SL, X-10
55076	27.08.2009	10.97	4	10.20	~	15 57	1	_	-	SL. X-10
55075	31.08.2009	-	-	16 27	27	15.57	29	14.96	34	SL. X-10
55076	01.09.2009	1000		16.27	12	15.48	13	14.89	11	SL. X-10
55080	05.09.2009	16.90	1	10.19	12	15.53	16	14.93	13	SL. X-10
55082	07.09.2009	16.99	1	-	-	15.55	25	11.55	-	SL X-10
55130	25.10.2009	-	-		-	16.01	1		_	SI X-10
55152	16.11.2009	-	-	-	_	15.49	25			SL, X-10
55159	23.11.2009	-	132	1()(-	15.50	20	15.05	2	SL, X-10
55211	14.01.2010	-	-	16.20	5	15.52	25	15.05		SL, X-10
55223	26.01.2010		-	10.38	4	15.01	19		1 24	SL, X-10
55224	27.01.2010	-	-	10.31	12	10.01	10			SL, X-10
55246	18.02.2010	-	-	-	-	15.22	1	14.00	11	SL, A-10
55462	22.09.2010	-	1.	16.09	4	15.49	40	14.50	==	SL, A-10
55463	23.09.2010	-	-	-	-	15.54	40	14.94	17	SL, A-10
55464	24.09.2010	-	-	-		15.55	15	14.99		SL, A-10
55473	03.10.2010	16.97	36	16.25	61	15.59	0	14.99	D	SL, X-10
55476	06.10.2010	16.98	48	16.21	21	15.59	15	14.95	12	SL, X-10
55480	10.10.2010	16.92	5	16.25	80	15.60	77	14.97	31	SL, X-10
55481	11.10.2010	16.93	16	16.20	49	15.57	55	14.94	40	SL, X-10
55482	12.10.2010	16.92	16	16.19	30	15.55	41	15.00	Ĵ	SL, X-10
55483	13.10.2010	16.96	12	16.18	37	15.54	21	14.91	21	SL, X-10
55484	14.10.2010	-	-	16.23	29	15.61	34	14.89	8	SL, X-10
55490	20.10.2010	-	-	16.15	1	15.52	4	14.89	3	SL, X-10
55497	27.10.2010	16.82	2	16.22	3	15.57	2	14.93	2	SL, X-10
55499	29.10.2010	16.96	2	16.19	3	15.56	2	14.91	2	SL, X-10
55514	13.11.2010	-	-		-	15.47	27		-	ZTE, VA
55515	14.11.2010	16.97	45	16.13	64	15.48	46	-	-	ZTE, VA
55516	15.11.2010	16.99	40	16.17	69	15.52	43	- 10	-	ZTE, VA
55517	16.11.2010	16.95	37	16.18	44	15.55	39	-	-	ZTE, VA
					1					

Таблица 2 (окончание)

JD	Дата	U	n	R,	n	I,	n	Примеч.
55392	18.10.2007	12.81	5	13.16	5	13.04	5	Z, Ap47
55393	19.10.2007	13.23	3	13.58	6	13.38	6	Z, Ap47
55483	13.10.2010	16.40	1	-	-			SL,X-10
55484	14.10.2010		-		-	-	Can	SL,X-10
55497	27.10.2010	16.25	1	-	-	-	_	SL,X-10
55514	13.11.2010	-	-	15.19	5	-	1. (-	ZTE,VA
55515	14.11.2010	16.22	35	15.20	2	14.69	46	ZTE,VA
55516	15.11.2010	16.25	83	15.19	2	14.70	42	ZTE,VA
55517	16.11.2010	16.22	55			14.70	38	ZTE,VA

Примечания к таблицам.

JD_м = JD+2400000 - Юлианская дата; *U*, *B*, *V*, *R_C*, *I_C* - средние за ночь звездные величины, *n* - число осреднений. SL - 50/2500 см телескоп Астрономического института Словашкой Академии Наук; X-10 - матрица SBIG-10XME. Z - 60/7500 см телескоп Цейсс-600 Крымской Лаборатории ГАИШ; Ар47 - матрица Ародее-47р, VA - матрица VersArray 512. М - 50/70/200 см телескоп системы Максутова АЗТ-5 Крымской лаборатории ГАИШ; Pi - матрица Pictor-416. ZTE - 125/2000 см телескоп ЗТЭ Крымской лаборатории ГАИШ.

3. Общий характер кривой блеска HS 0218+3229.

3.1. Вспышки переменной. С.В.Антипин исследовал около 200 фотопластинок из фототеки ГАИШ в интервале 1963-1997гг. В минимуме блеск объекта был около 16^m.5, а во время вспышки, зарегистрированной на четырех негативах из фототеки ГАИШ (сентябрь 1980г.), достигал двенадцатой звездной величины в полосе *B*.

Еще одна вспышка была найдена П. Уиллсом в базе наблюдений проекта NEAT (NEAT - Near-Earth Asteroid Tracking: http://neat.jpl.nasa.gov) в декабре 2002г.



Рис.2. Вспышка звезды с 8 по 19 октября 2007г.

Третья вспышка (рис.2) произошла в октябре 2007г. и была детально исследована нами. Вспышка продолжалась около двух недель, блеск во время вспышки достиг 12^{тв} в полосе *V*. Других вспышек зарегистрировано не было.

Заметим, что такие редкие вспышки с вероятным интервалом между ними в несколько лет (или реже) не совсем характерны для большинства карликовых новых, у которых вспышки происходят более часто (через десятки дней).

Кривые блеска в полосах *U*, *B*, *V*, *R*_с, *I*_с, полученные по нашим наблюдениям, показаны на рис.3. В полосе *U* звезда наблюдалась всего 8 ночей. К сожалению, вспышка октября 2007г. полностью прописана



JD2400000+

Рис.3. UBV(RI) наблюдения переменной с 2006 по 2010г. Серыми точками обозначены наблюдения в системе Джонсона.

лишь в полосе V, а в остальных полосах мы наблюдали объект лишь две ночи во время падения блеска после максимума. Можно предполагать, что амплитуда вспышки была наибольшей в полосе U (около 5^m), а в полосе R амплитуда была меньше (~3^m).

3.2. Кривые блеска во время вспышки и в спокойном состоянии. Кривая блеска вспышки октября 2007г. имеет более симметричную, чем у большинства звезд типа SS Cyg, форму (см. рис.2). Коэффициент асимметрии (отношение восходящей ветви к продолжительности вспышки) для нашего объекта составляет ~0.22. Максимум вспышки произошел в

КАРЛИКОВАЯ НОВАЯ HS 0218+3229

интервале JD 2454384-385. Асимметрию мы оценивали относительно двух уровней блеска: 14^т и 16^т.2. Поскольку конца вспышки мы не наблюдали, вторая оценка получилась менее уверенной, однако в обоих случаях эти значения оказались близкими. Начало вспышки произошло в интервале JD 2454380-381, а закончилась она, вероятно, в интервале JD 2454396-







Рис.5. UBVR_cI₁ наблюдения переменной вне вспышки.

241

398 (см. рис.2). Продолжительность вспышки мы оцениваем в 15-16 дней.

Отметим, что для самой звезды SS Суд коэффициент асимметрии заключен в пределах 0.10-0.13 (определен по кривым блеска, взятых из архива AAVSO http://heasarc.gsfc.nasa.gov/docs/xte/Greatest_Hits/sscyg.ps.gif). Общая продолжительность вспышки составляла ~15^d, подъем длился менее 2^d.

Подобную форму кривой блеска вспышки HS 0218+3229 можно объяснить тем, что критическая плотность вещества достигается сначала во внутренних частях диска, далее вспышка распространяется по направлению к внешним его частям (т.н. "inside-out outburst", см. [6,7]).

Зарождение неустойчивости во внутренней, а не внешней, части диска происходит при невысоких темпах аккреции, $\dot{M} < 10^{-10} M_{\odot}/$ год, поскольку именно в этом случае вещество успевает достичь внутренних частей диска и накапливается там. Таким образом, из симметричности кривой блеска вспышки мы можем сделать вывод о небольшой величине \dot{M} . Этот же вывод будет получен из оценки светимости аккреционного диска (см. раздел 6).

На рис.2 на 3-х внутренних графиках, приведены кривые блеска в отдельные ночи в ярком и предвспышечном состоянии. На рис.4, 5 показаны кривые блеска вне вспышки. Видно, что во время вспышки короткоперио-



Рис.6. Двухиветная диаграмма U - B, B - V. Звездочкой обозначены положения переменной во время вспышки ("max"), на спаде после вспышки ("dec") и в минимуме блеска ("min"). Ромбиками обозначены звезды сравнения. Крест задает неопределенность оценки показателей цвета во время максимума (см. текст). дических изменений блеска не наблюдается, а в спокойном состоянии периодические колебания видны отчетливо. Эта переменность объясняется орбитальным движением системы. Двойная волна за период связана с искаженной формой (эллипсоидальной поверхностью полости Роша) холодного компонента.

В полосах *U*, *B* на рис.5 видна быстрая переменность блеска, не связанная с орбитальной волной. Характерное время переменности ~40-50 мин, в полосе *U* наблюдается максимальная амплитуда быстрой переменности до 0^m.7. В полосе *B* амплитуда несколько меньше - 0^m.4. Мы предполагаем, что эта переменность связана с наиболее горячими компонентами системы - т.е. с мерцанием горячей области взаимодействия струи и аккреционного диска. Рис.6 и 7 подтверждают, что сильный УФ-избыток наблюдается только в



Рис.7. Двухцветная диаграмма V - R_p (R - I)_p Обозначения те же, что на предыдушем рисунке.

полосах U, B, в то время как в полосах VRI доминирует излучение только от красного карлика.

В полосах V, R, I (рис.8) видна орбитальная волна с амплитудой 0^m.13-0^m.19 в зависимости от полосы. Подобное изменение блеска системы наблюдалось также Родригес-Гилем и др. [2]. Следует отметить, что их наблюдения проводились без фильтра.

Кроме упомянутых ранее колебаний блеска, вне вспышек наблюдается



Рис.8. Фазовые кривые блеска в полосах *B*, *V*, *R_c*, *I_p*, *I_c*. Показана ошибка, соответствующая 1 с.

медленная переменность среднего блеска объекта HS 0218+3229 с амплитудой около ~0[®].2 и характерным временем порядка десяти-двадцати дней (рис.3).

3.3. Двухцветные диаграммы. На рис.6, 7 приведены двухцветные диаграммы U-B, B-V и V-R_p (R-I)_j. Нанесенные на рисунках линии звезд Главной последовательности и абсолютно черного тела взяты из [8] и из расчетов Додина [9].

Положение показателей цвета звезд сравнения на диаграммах не сильно искажено межзвездным покраснением. В работе [2] дана оценка межзвездного покраснения $E(B - V) = 0^m .07$. Поэтому в большинстве случаев (кроме раздела [6]) для интерпретации результатов межзвездное поглощение нами не учитывалось.

Как уже упоминалось выше, во время вспышки звезда наблюдалась только в полосе V, а на спаде блеска через неделю после максимума - в полосах (UBVRI), Путем экстраполяции мы оценили звездную величину в максимуме: $U \approx 11^{m}.3 \pm 0^{m}.2$, $B \approx V \approx 12^{m}.3 \pm 0^{m}.2$, $R_{J} \approx I_{J} \approx 12^{m}.2 \pm 0^{m}.2$.

Во время вспышки октября 2007г. УФ-избыток достиг -1", вне вспышки

он составлял -0^{m} .8. Показатель цвета B - V изменился, соответственно, от 0^{m} до $+0^{m}$.7 (см. рис.6). Эти изменения можно объяснить тем, что вспыхнувший аккреционный диск светит, в основном, в синей области спектра. В это время положение звезды на двухиветной диаграмме находится недалеко от положения абсолютно черного тела с температурой окол э 15000 К (см. рис.7). В минимуме блеска положение переменной соответствует звезде спектрального класса K5V-K6V (см. тот же рисунок).

4. Поиск периодических колебаний блеска HS 0218+3229. Полученные фотометрические ряды были использованы для нахождения периода изменения блеска. Временной анализ проводился методами Диминга и Лафлера-Кинмана, реализованных в программе В.П.Горанского "ЭФФЕКТ" (http://vgoray.front.ru/goray-r.htm). Для каждой спектральной полосы был найден орбитальный период. В полосах V, R_c , I_c получены, как и следовало ожидать, практически одинаковые значения периодов. В полосах U, B наблюдается иное фотометрическое поведение переменной (см. раздел (4.1)), и для нахождения орбитального периода эти наблюдения не использовались. Анализ данных в полосах V, R_c , I_c показал, что период не изменялся в течение всех наших наблюдений до и после вспышки 2007г. Точные элементы изменения блеска, определенные нами, следующие: JD_{hel} = 2453653.0286 + 0.2973559 · E.

Мы искали период у объекта, используя как наши наблюдения (2006-2010гг.), так и наблюдения из работы [2], полученные в интервале 2001-2005гг. В итоге получился 10-летний ряд наблюдений, ошибка определения периода не превышает $\pm 0^4$.0000010. Эпоха минимума блеска JD_{hel}^{min} , соответствующая прохождению вторичного компонента перед белым карликом, взята из [2].

Эта эфемерида была использована для построения фазовых кривых блеска (см. рис.8) и всех остальных расчетов. Родригес-Гиль и др. [2] нашли несколько другое значение орбитального периода: 0⁴.29722966. Отметим, что это значение периода не удовлетворяет всем наблюдениям.

4.1. Исследование изменения показателей цвета в течение орбитального периода. Для изучения переменности цвета системы были построены орбитальные фазовые кривые блеска для всех полос, показанных на рис.8, 9. В полосах V, R_c , I_c , I_j , хорошо видна двойная волна с несколько различной амплитудой минимумов и максимумов. Двойная волна вызвана эллиптичностью красного компонента, поскольку в спокойном состоянии он вносит до 80-85% вклада в общий блеск системы в полосе R (см. [2]) и доминирует в суммарном излучении системы. Кривая показателей цвета также показывает двойную волну за период.

В полосах U, B двойная волна либо видна не так отчётливо, либо совсем не видна, поскольку в этих лучах основной вклад в излучение

системы вносит аккреционный диск, а не эллипсоидальный красный компонент. Однако в полосе *U*, возможно, наблюдается небольшое ослабление блеска



Рис.9. Орбитальные кривые блеска в полосах *U*, *V* и показателей цвета *U* - *B*, *B* - *V*, *V* - *R*, (*R* - *D*), Показана ошибка, соответствующая 1 от.

вблизи нулевой фазы, когда белый карлик и аккреционный диск расположены за красным компонентом, и происходит их частичное затмение (рис.9).

На рис.10 показаны зависимости изменений различных показателей цвета и блеска системы в полосе *V*, эти корреляции были построены по наблюдениям вне вспышки и отражают изменения блеска в течение орбитального периода.

Отметим, что чем слабее блеск звезды, тем цвет системы *B*-*V* становится более голубым. Эта зависимость следует из того, что в моменты минимального блеска на фазах 0 и 0.5 видимая плошадь холодного компонента минимальна, и в это время относительный вклад в суммарное излучение от горячего белого карлика и аккреционного диска в полосе *B* увеличивается.

В более длинноволновых полосах (*R*, *I*) зависимость иная. В этой области вклад от диска ничтожно мал, и излучает, в основном, только

красный компонент, что также следует из положения системы на рис.7. Из графиков зависимости показателей цвета V-R и R-I от величины V (рис.10) следует, чем слабее блеск системы, тем больше ее покраснение.



Рис.10. Зависимости, показывающие поведение показателей цвета в минимуме блеска в течение орбитального периода.

Видно, что на орбитальных кривых минимумы блеска (и покраснения) наступают в моменты времени, когда вторичный компонент виден со стороны "носика" ($\varphi = 0.5$), или с тыльной стороны ($\varphi = 0.0$) (см. рис.8, 9).

Наблюдаемое покраснение можно объяснить эффектом гравитационного потемнения. Поскольку красный компонент заполняет свою полость Роша и имеет грушевидную форму, ускорение свободного падения на "носике" и на тыльной стороне вторичного компонента меньше, чем на долготах, отстоящих на 90° от указанных точек, поэтому температура этих наиболее удаленных от центра участков поверхности красного карлика немного ниже. Частично эта проблема была рассмотрена в [10]. Наилучшее согласие теоретических кривых блеска (рис.3, [10]) и наших наблюдений получается при угле наклона около 45°, полном заполнении полости Роша (и то и другое примерно соответствует нашим данным), коэффициенте гравитационного потемнения около 0.25 и потемнении к краю около 0.2. Поэтому можно предположить, что у нашей звезды коэффициент гравитационного потемнения небольшой, около 0.25, что не противоречит спектральному классу звезды K5V. На двухиветной диаграмме B - V, V - R, построенной только для орбитальной волны во вневспышечном состоянии в крупном масштабе (см. рис.10), видно, что чем краснее звезда по показателю цвета B - V, тем она голубее по показателю цвета V - R. Такой обратный ход показателей цветов также подтверждает, что "поголубение" на фазах 0 и 0.5 в полосе Bсоответствует "покраснению" на тех же фазах в полосе R. Следовательно, в более коротковолновых, чем V, полосах в суммарном излучении от системы преобладает излучение аккреционного диска и белого карлика, а в более длинноволновых - вторичного компонента.

В табл.3 приведены коэффициенты линейной аппроксимации (a_1 , a_0) для зависимостей, показанных на этих графиках (рис.10). Видно, что ошибки коэффициентов a_1 , характеризующие угол наклона прямой, в 3-5 раз меньше самого коэффициента. Коэффициенты корреляции также оказались равными 0.63-0.78. Поэтому можно заключить, что зависимости, описанные нами, являются реальными.

Таблица 3

КОЭФФИЦИЕНТЫ ЛИНЕЙНОЙ АППРОКСИМАЦИИ ЗАВИСИМОСТЕЙ, ПРЕДСТАВЛЕННЫХ НА РИС.11: Y = a,*X + a,

X	Y	Уравнение с коэффициентами a_1, a_0	Коэффициент корреляции	Ошибка коэф. <i>а</i> ₁
V-R B-V P	B - V V	$Y = -1.00^{*}X + 2.02$ $Y = -1.02^{*}X + 16.98$ $Y = 3.30^{*}X + 14.15$	0.65 0.63	0.42 0.23
$V - R_c$	v	Y = 5.47 * X + 12.61	0.78	0.94 1.17

4.2. Фазовая кривая блеска до и после вспышки. На рис.11 приведены фазовые кривые блеска до и после вспышки. Если до вспышки наблюдаются разные высоты максимумов и глубин минимумов, то после вспышки видна двойная волна за орбитальный период с почти одинаковой амплитудой горбов. Это можно объяснить тем, что насышенный аккреционный диск непосредственно перед вспышкой вносит больший вклад в светимость системы, чем после вспышки, когда он уже истошен. Различие высот максимумов в предвелышечном состоянии связано с тем, что мы видим область взаимодействия струи и внешних частей диска с разных углов. А различие глубин минимумов происходит из-за того, что "носик" красной звезды, обращенной к белому карлику, прогрет излучением диска. После вспышки светимость диска и пятна на нем уменьшается, и эти эффекты становятся плохо выраженными. Эти же особенности кривой блеска видны на рис.3 в работе [2]. В январе-феврале 2001г. высоты обоих максимумов и глубин минимумов практически одинаковы, а в октябре 2005г. видны различия между ними. Эти кривые очень похожи на наши

кривые, построенные по данным, полученным перед вспышкой 2007г. Можно предположить, что в конце октября 2005г. или чуть позже произошла вспышка звезды, которая была пропущена.



Рис.11. Фазовые кривые блеска в полосе V до и после вспышки. Серыми точками помечены наблюдения до вспышки, черными - после вспышки. Показана ошибка, соответствующая 1 о.

5. Классификация переменной звезды. Родригес-Гиль и др. [2] не наблюдали ни одной вспышки и классифицировали звезду как катаклизмическую переменную. К настоящему времени известно уже о трех вспышках переменной (см. раздел 3.1), поэтому мы с уверенностью можем отнести HS 0218+3229 к карликовым новым. К звездам типа SU UMa наша переменная не относится, так как во время вспышки не наблюдаются сверхгорбы, и ее период ~0⁴.3 не характерен для звезд этого типа. Согласно классификации "Общего каталога переменных звезд", (см., например, [11]), к карликовым новым типа UGSS относят звезды, которые "увеличивают свой блеск за 1-2⁴ на 2-6^m... Значения циклов заключены в пределах от 10⁴ до нескольких тысяч дней".

Классификация катаклизмических переменных и карликовых новых, которые обычно подразделяют на несколько подклассов, в частности (см., например, каталог Черепащука и др. [12]), является иногда сложной задачей, т.к. в процессе изучения их поведения исследователи могут изменить их первоначальную классификацию. Мы классифицируем звезду как редкий подкласс систем типа UGSS (карликовые новые звезды типа U Gem или SS Cyg) с низким темпом перетекания вещества и редкими, более симметричными ("inside-out"), чем у обычных звезд типа UGSS, вспышками.

6. Оценка некоторых параметров системы. В спокойном состоянии в полосах V, R, I, доминирует излучение от красного карлика, что видно из положения звезды на двухиветной диаграмме V-R, (R-I), (рис.7). Положение объекта близко положению звезды Главной последовательности спектрального класса K5V-K6V. Абсолютная звездная величина звезд этого класса равна $T^{m}.1$ в полосе V, а полная светимость красного карлика примерно равна $L_{m} \sim 10^{32}$ эрг/с (см. [13]). В [2] авторы оценили величину межзвездного покраснения $E(B-V) = 0^{m}.07$. Поэтому величина межзвездного поглощения света $A_r = 3E(B - V)$ равна $0^{m}.2$. Минимальная звездная величина, зафиксированная нами (см. табл.2), $V = 16^{m}.4$. Отсюда получаем модуль расстояния с учетом межзвездного поглощения - $9^{m}.1$ и расстояние до системы $d \sim 660$ пк. (У Родригеса-Гиля и др. [2] d = 870-1000 пк).

Во время вспышки яркость системы достигла $V = 12^{m}.3$ (см. табл.2). Зная модуль расстояния, находим, что абсолютная звёздная величина HS 0218+3229 во время вспышки составляла $12^{m}.3 - 9^{m}.1 = +3^{m}.2$. Полагая, что основной вклад в излучение во время вспышки дает аккреционный диск, можно оценить его полную энергию излучения. Для этого необходимо учесть болометрическую поправку, которая зависит от температуры и распределения энергии вспыхнувшего диска. Из цветовых диаграмм U - B, $B - V \, \mu B - V$, V - R видно, что показатели цвета диска во время вспышки находятся вблизи линии абсолютно черного тела с цветовой температурой около 15000 К.

Из таблиц, взятых из работ [13 и 14], можно найти, что звезда спектрального класса В5 также имеет цветовую температуру 15000 К и болометрическую поправку -1^{т.}.5. Додин [9] рассчитал болометрические поправки для абсолютно черного тела. Для температуры 15000 К поправка оказалась немного меньше: -1^{т.}.0. Если принять болометрический поток от звезды 0-й величины равным $F = 2.48 \cdot 10^{-5}$ эрг см²/с, см. [11], видимую болометрическую величину диска 11^{т.}.3 и расстояние до системы в 660 пк, то получаем полную светимость диска во вспышке $L_{bol} = 4 \cdot 10^{34}$ эрг/с.

Средняя масса красного карлика спектрального класса K5V составляет ~0.6 M_{\odot} , см. [11]. Однако, Родригес-Гиль и др. [2] оценили массу красного карлика в 0.23-0.44 M_{\odot} , а массу белого карлика в 0.44-0.65 M_{\odot} . Зная период системы, по III закону Кеплера оцениваем, что расстояние между компонентами находится в пределах $1.5 < a < 1.9 R_{\odot}$.

Как мы уже писали, в минимуме блеска в полосах VRI доминирует излучение от красного карлика. Следовательно, светимость аккреционного диска в это время $< 10^{32}$ эрг/с (см. оценку в начале этого раздела), в то время как у большинства карликовых новых эта величина на один-два порядка больше. Отсюда, используя соотношение $L \sim G\dot{M}M/R$ (G гравитационная постоянная, M - масса белого карлика, R - внутренний радиус аккреционного диска), можно сделать вывод о низком темпе аккреции в нашей системе. Этот же вывод следует из более симметричной, чем у большинства звезд типа SS Суд, формы вспышки (см. раздел 3.2).

Хотя результаты наших расчетов и оценок некоторых физических параметров несколько отличаются от аналогичных величин, приведенных в [2], в целом, эти расхождения не принципиальны и не меняют модель системы.

7. Основные результаты. Всего нами получено свыше 2000 ПЗСкадров и около 200 фотографических оценок блеска HS 0218+3229 за период с 1963 по 2010г. Анализ полученных наблюдений показал:

1) За все время наблюдалось три вспышки, две из которых зарегистрированы нами (1980г. - по фотопластинкам ГАИШ и 2007г. - по нашим ПЗС наблюдениям). Продолжительность вспышки в октябре 2007г. составила примерно 15 дней, а амплитуда - 4^m в полосе *V*.

2) Из двухцветных диаграмм видно, что во время вспышки звезда становится более голубой, чем в спокойном состоянии, что связано с большим вкладом в светимость системы поярчавшего аккреционного диска. Цветовая температура горячего компонента во время вспышки составляла около 15000 К.

 Был уточнен орбитальный период системы (P_{orb} = 7^h8^m11^s.5) и найдены следующие элементы изменения блеска:

 $JD_{hel}^{min} = 2453653.0286 + (0.2973559 \pm 0.0000010) \cdot E$.

Вследствие эллипсоидальности холодного красного компонента, на кривой блеска наблюдаются две волны за период. Разницы высот максимумов на фазовых кривых изменения показателей цвета объясняются различными условиями видимости горячего пятна на диске, а разницы глубин минимумов - эффектом гравитационного потемнения и эффектом отражения. Во время вспышки изменения блеска, вызванные эллипсоидальностью красного компонента, не заметны на фоне яркого вспыхнувшего диска.

4) В полосах *U*, *B* преобладает излучение от аккреционного диска. Эллипсоидальная волна выражена слабо, либо вообще не наблюдается, однако в полосе *U*, вероятно, наблюдается небольшое частичное затмение аккреционного диска. Также заметна короткопериодическая переменность, связанная с мерцанием горячей области на аккреционном диске. В минимуме блеска в полосах *V*, *R*, *I* преобладает излучение от холодного компонента. Найденные нами показатели цвета соответствуют звезде спектрального класса K5V. Форма орбитальной кривой блеска до и после вспышки несколько различна. Перед вспышкой орбитальная кривая блеска, обусловленная эллипсоидальностью вторичного компонента, искажена дополнительным излучением насыщенного аккреционного диска.

5) На основании полученных данных о характере вспышек, звезда

классифицирована нами, как карликовая новая типа UGSS. Для большинства звезд этого типа форма кривой блеска вспышки более асимметричная, чем у нашего объекта. Такое поведение HS 0218+3229 можно объяснить низким темпом перетекания вещества в системе. В этом случае вспышка зарождается во внутренних частях диска и распространяется во внешние его части - т.н. "inside-out" вспышка.

6) Средний блеск системы вне вспышки изменяется с характерным временем в несколько десятков дней и амплитудой ~0^m.2.

7) Мы оценили размер орбиты системы $a = (1.5 - 1.9) R_{\odot}$ и расстояние до нее d = 0.66 кпк. При светимости аккреционного диска во время вспышки в полосе *V*, равной $1.6 \cdot 10^{34}$ эрг/с, можно получить оценку болометрической светимости диска во время вспышки - $L_{bol} \sim 4 \cdot 10^{34}$ эрг/с.

Авторы выражают глубокую благодарность доктору ф.м.н. Н.И.Шакуре за обсуждение полученных результатов, аспиранту астрономического отделения физ. ф-та МГУ А.В.Додину за проведенные численные расчеты и Д.Божику (Словакия) за наблюдения переменной. Работа была проведена при поддержке грантов РФФИ 11-02-00258, 11-02-00495, 09-02-00225, 09-02-00032, НШ-2374.2012.2, VEGA grant 2/0038/10 Словацкой Академии наук и гранта SAIA Народной стипендиальной программы Словакии (Н.К.).

¹ Московский государственный университет им. М.В.Ломоносова, Государственный астрономический институт им. П.К.Штернберга, Россия, e-mail: polina-golysheva@yandex.ru

² Астрономический институт Словацкой академии наук, Словакия

MULTICOLOUR PHOTOMETRY OF DWARF NOVA STAR HS 0218+3229

P.Yu.GOLYSHEVA', S.V.ANTIPIN', A.V.ZHAROVA', N.A.KATYSHEVA', D.CHOCHOL², S.Yu.SHUGAROV^{1,2}

Our analysis of 200 photographic and 2000 CCD observations of the cataclysmic variable HS 0218+3229, taken from 1963 till 2011, showed the existence of two outbursts in 1980 and 2007 with the amplitude of about 4 magnitude in V and pg bands. We classified the object as an UGSS type dwarf nova with rare outbursts of symmetrical shape, which characterize the "inside-out" outbursts. We improved the orbital period of the underlying close binary to be 0.2973559 days. Orbital light curves showed a double-wave modulation caused by an ellipticity effect of the secondary K5 V star. We found the

КАРЛИКОВАЯ НОВАЯ HS 0218+3229

difference of the orbital light curves before and after the last outburst and explained the position of the object in two-color diagrams. Some parameters of the close binary system are determined.

Key words: photometry:stars:close binary systems.dwarf novae

ЛИТЕРАТУРА

- B.T.Gansicke, H.J.Hagen, D.Engels, in "The Physics of Cataclysmic Variables and Related Objects", ed. B.T.Gansicke, K.Beuermann & K.Reinsch, ASP Conf. Ser., 261, 190, 2002.
- 2. P.Rodriguez-Gil, M.A.P.Torres, B.T.Gansicke et al., Astron. Astrophys., 496, 805, 2009.
- 3. С.В.Антипин, частное сообщение, 2006.
- 4. D. Chochol, N.A. Katysheva, S. Yu. Shugarov, I.M. Volkov, Contrib. Astron. Obs. Skalnaté Pleso, 39, 43, 2009.
- 5. A.W.J. Cousins, Mem. R. Astr. Soc., 81, 25, 1976.
- 6. J.Smak, Publ. Astron. Soc. Pacif., 96, 575, 1984.
- 7. J.K.Cannizzo, J.C. Wheeler, R.S. Polidan, Astrophys. J., 301, 634, 1986.
- В. Страйжис, "Многоцветная фотометрия звезд", издательство "Мокслас", Вильнюс, 1977.
- 9. А.В.Додин, частное сообщение, 2010.
- 10. Н.Г.Бочкарев, Н.И.Шакура, Е.А.Карицкая, Астрон. ж., 56, 16, 1979.
- 11. П.Н.Холопов, "Классификация переменных звезд в свете современных представлений об их эволюции", Итоги науки и техники, М., ВИНИТИ, с.112, под. ред. Р.А.Сюняева, 1983.
- 12. A.M. Cherepashchuk, N.A. Katysheva, T.S. Khruzina, S.Yu. Shugarov, "Highly Evolved Close Binary Systems: Catalogue", Gordon&Breach, Brussels, 1996.
- 13. К.У.Аллен, "Астрофизические величины", М., "МИР", 1977.
- 14. P.J.Flower, Astrophys. J., 469, 355, 1996.

АСТРОФИЗИКА

TOM 55

МАЙ, 2012

выпуск 2

ДВУХЛЕТНИЕ НАБЛЮДЕНИЯ БЛАЗАРА H1426+428 НА АТМОСФЕРНОМ ЧЕРЕНКОВСКОМ ТЕЛЕСКОПЕ ГТ-48

В.В.ФИДЕЛИС^{1.2} Поступила 12 октября 2011 Принята к печати 4 апреля 2012

Представлены результаты наблюдения блазара H1426+428 в гамма-лучах сверхвысоких энергий (СВЭ) на атмосферном черенковском телескопе IT-48 в наблюдательные сезоны 2002 и 2004гг. Сделана оценка корреляции с излучением в рентгеновском диапазоне в 2002г.

Ключевые слова: активные ядра галактик:блазары - H1426+428: рентгеновское и гамма-излучение CBЭ

1. Введение. Блазары составляют наиболее экстремальный класс активных ядер галактик. Проявлением их активности являются наблюдаемые вариации излучения в широком диапазоне энергий, интерпретируемые излучением из области релятивистских струй, направленных в сторону наблюдателя. Считается, что в электромагнитном излучении блазаров доминируют низко-энергичная синхротронная компонента и высокоэнергичная обратная комптоновская [1]. Задолго до открытия первого внегалактического объекта Мгк 421, излучающего в у -лучах ТэВ-ных энергий [2], блазары стали целью интенсивных наблюдений и теоретических исследований. Наблюдения этих объектов в у-диапазоне сверхвысоких энергий (СВЭ, $E \ge 10^{11}$ эВ) могут открыть фундаментальные аспекты поведения блазаров. Кроме этого, изучение вариаций излучения и их корреляции в рентгеновском и у-диапазоне СВЭ, связанных с пиками спектрального распределения энергии в блазарах, может дать важную информацию о механизмах излучения в этих источниках и физических процессов, ответственных за наблюдаемые вариации [3,4]. Наблюдения блазара Н 1426+428 особенно важны вследствие его относительно большого красного смещения (z=0.129) с точки зрения изучения межгалактического радиационного поля.

2. Наблюдения в гамма-диапазоне СВЭ. Впервые у -излучение СВЭ от блазара Н 1426+428 было обнаружено с помощью системы черенковских телескопов HEGRA в 1999-2000гг. За общее время наблюдения источника 44.4 часа был зарегистрирован поток на уровне 5.85 (*E* ≥ 700 ГэВ) [5]. Блазар Н 1426+428 наблюдался также на атмосферном черенковском телескопе ГТ-48 Крымской астрофизической обсерватории в 2002 и 2004гг. (табл.1).

Таблица 1

Период наблюдений	Время экспозиции, мин	Модифицированные Юлианские даты
30.04.2002 - 16.05.2002	540	52394 - 52410
15.04.2004 - 25.04.2004	405	53111 - 53121
Bcero	945	

ЖУРНАЛ НАБЛЮДЕНИЙ Н1426+428

Наблюдения осуществлялись в режиме совпадения на двух идентичных монтировках (секциях) телескопа, удаленных друг от друга на расстояние 20 м. Каждая секция оборудована четырьмя камерами, состоящими из 37 ФЭУ, которые вместе со своими коническими световодами организуют 37 ячеек (каналов). Поле зрения каждой ячейки составляет 0°.4, поле зрения каждой камеры равно 2°.6. Каждая многоэлементная камера, расположенная в фокальной плоскости 4-х параболических зеркал диаметром 1.2 м каждое, регистрирует изображения черенковских вспышек в видимом диапазоне. Сигналы от ячеек четырех камер в каждой секции поканально складываются. Общая поверхность составных зеркал на обеих секциях телескопа составляет 36 м². Секции управляются с помощью системы ведения с точностью позиционирования ±0°.05.

Вспышки регистрируются только в случае их совпадения на обеих секциях и превышения амплитуды сигналов от двух любых из 37 ячеек на каждой секции телескопа установленного порога. Черенковские вспышки от ливней с E = 1 ТэВ длительностью 3-5 нс регистрируются в стробе 40 нс. Более подробно методика отбора событий, синхронизации и точность временного совпадения описаны в работе [6].

Наблюдения осуществлялись в режиме слежения за источником (режим ON) длительностью 45 мин с последующей регистрацией фона (режиме OFF) такой же длительности со смещением по прямому восхождению на 50 мин. Наблюдения в этих режимах проводились при одинаковых зенитных расстояниях, при наблюдениях в режиме ON источник находился в центре поля зрения камеры. Оптическая толщина атмосферы соответствовала умеренным зенитным расстояниям $Z = 4^\circ - 12^\circ$.

Гамма-подобные события отбирались по параметрам, характеризующим форму и размер изображений вспышек в поле зрения многоэлементной камеры, а также по их ориентации относительно центра камеры. Важными параметрами для этого анализа являются width, length, distance и alpha [7].

Основой отбора является тот фактор, что угловые параметры ливней, инициируемых первичными γ -квантами СВЭ, отличаются от аналогичных параметров ливней от заряженных частиц (в основном, протонов), обладающих аналогичными энергиями и создающими фон измерениям.

Эффект отбора оценивался по отношению сигнал/шум, равного $S = (N_s - N_b)/\sqrt{N_s + N_b} (\sigma)$, где N_s - число γ -подобных вспышек, отобранных в данных наблюдений источника, а N_b - число γ -подобных вспышек, отобранных в данных наблюдений фона. Данные анализировались отдельно для разных лет.

Статистика отбора γ -подобных событий из наблюдательных данных как в отдельные годы, так и в суммарный период, представлена в табл.2, где $N_{\gamma} = N_s - N_b$ - число отобранных γ -подобных событий. Суммарный эффект отбора за два года наблюдений, оцененный как сумма γ -подобных *Таблица 2*

Год	Отбор	Ns	Nb	NŢ	S, σ
2002	Без отбора	8771	8789	-18	-0.14
	С отбором	166	89	77	4.82
2004	Без отбора	5564	5374	190	1.82
	С отбором	156	69	87	5.8
Всего	Без отбора	14335	14163	172	1.02
	С отбором	322	158	164	7.49

СТАТИСТИКА ОТБОРА

событий при наблюдении источника и фона (≈ 7.5 о) несущественно отличается от статистического приближения комбинированной достоверности



Рис.1. Гауссова статистика сеансов наблюдений источника в 2002 и 2004гг. По оси ординат отложено количество пар сеансов наблюдений в режиме ON-OFF.

детектируемого сигнала $\hat{S}_{comb} = \sum_{i=1}^{n} \hat{S}_i / \sqrt{n}$ [8], равного $\approx 7.4\sigma$. Измеренные в 2002 и 2004гг. потоки описываются гауссовым распределением (рис.1).

3. Поиски корреляции с излучением в рентгеновском диапазоне. Если наблюдения H1426+428 в у-диапазоне СВЭ в 2002г. [9] сопровождались его повышенной активностью в диапазоне энергий 1.5-12 кэВ, согласно данных монитора ASM/RXTE (результаты, представляемые персоналом ASM/RXTE в Массачусетском технологическом институте, в научном операционном центре RXTE и средствами обслуживания пользователей в центре управления полетами им. Годдарда, HACA), то наблюдаемые статистически значимые вариации потока в 2004г. [10] не подтвердились в рентгеновском диапазоне. На рис.2 приведена зависимость между интегральными потоками в у-диапазоне CBЭ (*E*>1 ТэВ), согласно данным наблюдений на телескопе ГТ-48 и в диапазоне 1.5-12 кэВ. Брались квазиодновременные среднесуточные данные для двух инструментов в наблюдательный период 2002г. Из рисунка видно, что интенсивность



Рис.2. Зависимость между потоками рентгеновского и гамма-излучения СВЭ в наблюдательный период 2002г. Ошибки указаны статистические. Штриховая линия проведена по методу наименьших квадратов.

 γ -излучения СВЭ возрастает линейно относительно интенсивности ренттеновского излучения. Тем не менее, вероятность отвержения гипотезы по Пирсону об отсутствии корреляции для 5 нормально распределенных измерений и r=0.9 составляет P=3.8%, что лишь позволяет заподозрить наличие корреляции и в то же время никак не позволяет отвергнуть гипотезу об отсутствии корреляции.

4. Заключение. Поток γ -квантов СВЭ от блазара H1426+428 за два года наземных наблюдений зарегистрирован на уровне 7.4 σ . Измеренные потоки подчиняются нормальному распределению на уровне $\chi^2 = 1.95$. К сожалению, ограниченный ряд наблюдательных данных на телескопе ГТ-48 не позволил сделать полноценную оценку корреляции излучения с рентгеновским диапазоном.

¹ НИИ Крымская астрофизическая обсерватория, Украина e-mail: fidelisv@mail.ru

² Филиал МГУ им. М.В.Ломоносова в г. Севастополе, Украина

TWO-YEAR OBSERVATIONS OF BLAZAR H1426+428 WITH THE AIR CHERENKOV TELESCOPE GT-48

V.V.FIDELIS¹²

The results of observations of blazar H1426+428 in the very high energy gamma-rays with the GT-48 air Cerenkov telescope in 2002 and 2004 observing seasons are presented. The estimation of correlation with emission in X-ray in the 2002 is made.

Key words: active galactic nuclei:blazars - H1426+428:X-ray and VHE gamma-ray emission

ЛИТЕРАТУРА

- 1. P.Padovani, P.Giommi, Astrophys. J., 444, 567, 1995.
- 2. M.Punch, C.W.Akerlof, M.F.Cawley et al., Nature, 358, 477, 1992.
- 3. L. Costamante, G. Ghisellini, Astron. Astrophys., 384, 56, 2002.
- K. Katarzyński, G. Ghisellini, F. Tavecchio et al., Astron. Astrophys., 433, 479, 2005.
- 5. F.Aharonian, A.Akhperjanian, J.Barrio et al., Astron. Astrophys., 384, L23, 2002.
- 6. Б.М.Владимирский, Ю.Л.Зыскин, А.П.Корниенко и др., Изв. Крымской астрофиз. Обсерв., 91, 74, 1994.
- 7. A.M.Hillas, Proc. 19th Intern. Cosm. Ray Conf., 3, 445, 1985.
- 8. S. Biryukov, N. Krasnikov, A. Nikitenko, Eprint: physics/0612178v3.
- 9. V.V.Fidelis, Astron. Society of the Pacific Conference Series. San Francisco, 360, 177, 2006.
- 10. В.В.Фиделис, Ю.И.Нешпор, В.С.Елисеев и др., Астрон. ж., 82, 963, 2005.

АСТРОФИЗИКА

TOM 55

МАЙ, 2012

выпуск 2

УТОЧНЕНИЕ ОРБИТЫ ВИЗУАЛЬНО-ДВОЙНОЙ ЗВЕЗДЫ 40/41 Dra

А.А.АФАНАСЬЕВА, Е.А.ГРОШЕВА Поступила 14 марта 2012 Принята к печати 4 апреля 2012

В работе представлены результаты вычислений семейства орбит визуально-двойной звезды 40/41 Dra (ADS 11061). ADS 11061 - околополярная визуально-двойная звезда ($\alpha_{12000} = 18^{h}00^{m}$; $\delta_{12000} = +80^{\circ}00'$), широкая пара из окрестности Солнца ($\pi_{l} = 19$ mas). Оба компонента являются спектрально-двойными и принадлежат поздним спектральным классам K2V и F7. Определение орбиты было выполнено на базе фотографических наблюдений визуально-двойной с 1970 по 2006гг. на 26-дюймовом рефракторе в Пулково. Для вычисления орбитальных элементов использовались последние спектроскопические данные о лучевых скоростях и массах компонент. Семейство орбит 40/41 Dra определялось методом Параметров Видимого Движения (ПВД), разработанным Киселевым. Фотографические пластинки были оцифрованы и автоматически измерены впервые. Параметры видимого движения были улучшены, и диапазон допустимых значений истинного расстояния между компонентами был сужен. Семейство орбит было получено с учетом минимальности разностей "О-С". Проводилось сравнение с ранее вычисленным семейство орбит. Результаты измерений размещены в базе данных "Pulkovo Database of Observations of Visual Double Stars".

Ключевые слова: двойные звезды:лучевые скорости:определение орбит - объект: ADS 11061, 40/41 Dra

1. Введение. Определение орбит широких пар звезд является важной задачей с точки зрения звездной динамики. В целях изучения гипотезы о возможном влиянии гравитационного поля Галактики на ориентацию долго эволюционирующих двойных систем необходим статистический анализ параметров ориентации орбит двойных звезд, не только полюсов орбит [1], но еще и направлений на периастр, в галактической системе координат [2]. Изучение двойных и кратных систем позволяет совершенствовать основные модели движения и эволюции небесных тел, уточнять зависимость масса-светимость.

40/41 Draconis - околополярная визуально-двойная звезда ($\alpha_{J2000} = 18^{h}00^{m}$; $\delta_{J2000} = +80^{\circ}00'$), широкая пара из окрестности Солнца ($\pi_{t} = 19$ mas). Оба компонента являются спектрально-двойными и принадлежат поздним спектральным классам K2V и F7.

Впервые провел наблюдение объекта Гершель в 1782 г. В XIX в. систему наблюдал В.Я.Струве. С 1970 по 2007гг. ADS 11061 регулярно наблюдалась в Пулково фотографически. В 1996г. по пулковским наблюдениям было

впервые определено семейство орбит широкой пары методом параметров видимого движения (ПВД), разработанным Киселевым в Пулково [3]. По оценкам период обрашения системы превышает 50000 лет, а эксцентриситет близок к единице, что делает эту систему актуальным объектом для дальнейших исследований. К 2009г. получены орбиты всего для 126 широких пар звезд с периодом более тысячи лет [4] и необходимо дальнейшее накопление информации об орбитальных элементах долгопериодических двойных. К настояшему времени накоплены новые позиционные и спектральные наблюдения системы, получены новые определения масс и лучевых скоростей компонент, а также определены спектроскопические орбиты в тесных парах [5,6]. Это позволяет улучшить орбиту визуальнодвойной звезды 40.41 Dra с учетом более длинного ряда позиционных наблюдений (до 2006г.) и свежих спектроскопических данных.

2. Наблюдательный материал. Фотографические наблюдения исследуемой двойной звезды получены на 26-дюймовом рефракторе (D=65 см, F=10413 мм, M=19.81 "/мм) в Пулково (59°46'18".22 с.ш. 30°19'33".79 в.д.).

К 2006г. накоплены 82 пластинки, которые были оцифрованы на сканере UMAX 2000 (аппаратное разрешение 1200 dpi). Измерения оцифрованных изображений проводились с помощью программного пакета Izmccd, разработанного в Пулково Измайловым [7].

В результате измерений получен ряд относительных положений (ρ, θ) для каждой пластинки, где ρ - видимое расстояние между компонентами, а θ - позиционный угол спутника относительно главной компоненты на момент наблюдения в системе J2000. Измеренные положения размещены в базе данных Pulkovo Database of Observations of Visual Double Stars.

Оба компонента визуально-двойной звезды ADS 11061 (41/40 Dra) спектрально-двойные. При измерении изображения спектрально-двойной звезды получают положение фотоцентра, в то время как необходимое для вычисления орбиты широкой пары положение барицентра спектрально-двойного компонента



Рис.1. Положения барицентра и фотоцентра.

может быть смещено (рис.1). Таким образом видимое относительное движение в широкой паре AB представляет собой суперпозицию орбитального движения барицентра системы Bab относительно Aab и орбитальных движений в тесных системах компонент. Период обращения тесной пары Bab (40 Dra) составляет 10 дней, большая полуось ее орбиты a = 0.003 arcsec [5]. Видимое орбитальное движение системы 40 Dra значительно меньше ошибок определения относительных положений широкой пары и им можно пренебречь.

Период спектроскопической орбиты тесной пары Aab (41 Dra) равен $P = 1246^{d}$, большая полуось орбиты a = 0.07 arcsec [6]. Видимое орбитальное движение фотоцентра Aab относительно барицентра Aab уже сравнимо с ошибками ряда относительных положений широкой пары и должно быть принято во внимание для корректности определения орбиты широкой пары AB [8].

Таблица 1

МАССЫ И ЗВЕЗДНЫЕ ВЕЛИЧИНЫ ДЛЯ СПЕКТРАЛЬНО-ДВОЙНОЙ Ааb

Компонента	Macca M / M _o	Звездная величина в полосе И
Aa	1.39	2ª.99
Ab	1.30	3".42

Коэффициент смещения барицентра относительно фотоцентра для спектрально-двойной компоненты Aab (рис.2), (табл.1):

$$B-\beta_{Ph}=0.81,$$

где В вычисляется по формуле:

$$B = \frac{M_B}{M_A + M_B},$$
 (1)

где M_A и M_B - массы компонент системы. Тогда расстояние от барицентра до главной компоненты a_1 отличается в *B* раз от расстояния до второй звезды a:

$$a_1 = Ba . (2)$$

Коэффициент В рь вычисляется следующим образом:

$$\beta_{Ph} = \left(1 + 10^{0.4\Delta m}\right)^{-1}, \qquad (3)$$

где Δm - разность звездных величин компаньона и главной звезды.

Тогда расстояние α до фотоцентра в ($B - \beta_{Ph}$) раз отличается от расстояния до барицентра *a* (рис.1):

$$\alpha = (B - \beta_{Ph})a. \tag{4}$$

Вычисленные поправки за смещение барицентра Др и Дв находятся на

уровне ошибок фотографических наблюдений. При дальнейших наблюдениях системы на ПЗС учет эффекта смещения барицентра обязателен ввиду их большей точности.



Рис.2. Положения барицентра относительно фотоцентра для спектрально-двойной компоненты Aab.

3. Метод параметров видимого движения. Для определения орбиты долгопериодической двойной классические методы не применимы, главным образом, из-за недостаточной длины дуги, что делает невозможным уверенное определение вторых и высших производных относительных координат из наблюдений. Наиболее подходящим методом является метод ПВД, предложенный Киселевым [9] в Пулково, который позволяет найти основные орбитальные элементы по ряду высокоточных наблюдений короткой дуги орбиты визуально-двойной звезды. При этом не накладываются ограничения на размеры орбиты и скорость орбитального движения звезд. Важно, чтобы ряд наблюдений (10-30 лет) охватывал дугу достаточной длины для надежного определения ее кривизны и скорости изменения относительных координат ρ и θ. Метод ПВД дает две орбиты - одна реальная, другая - фиктивная, удовлетворяющие геометрическому и динамическому условиям движения. Выбор реальной орбиты возможен, если доступны надежные наблюдения, полученные более ста лет назад.

Орбита визуально-двойной звезды может быть определена, если для некоторого момента времени t_0 известны следующие восемь величин: ρ , θ , μ , ψ , ρ_c , δV_r , π_t и M_{AB} . Здесь первые четыре параметра характеризуют положение и скорость звезды В относительно главной звезды А, ρ_c - радиус кривизны наблюденной короткой дуги видимой орбиты. δV_c -

лучевая скорость В относительно А, π_i - тригонометрический параллакс двойной звезды, M_{AB} - суммарная масса обеих компонент. Пять первых из названных величин, определяются на основе высокоточных наблюдений продолжительностью несколько десятков лет (10-30 лет). Другие величины можно взять из любого надежного источника.

Ключевая формула метода ПВД позволяет определить истинное расстояние между компонентами в а.е., если известен радиус кривизны наблюденной дуги. Если ряд наблюдений недостаточен для вычисления радиуса кривизны видимой траектории, то для оценки расстояния используется неравенство:

$$\frac{\rho_0}{\pi_t} \le R \le \frac{8\pi^2}{\nu^2} M_{AB} ,$$
 (5)

где левая часть - проекция истинного расстояния на картинную плоскость, а правая часть определяет максимальное расстояние между компонентами, при котором возможно эллиптическое движение с заданными скоростью и массами.

Ориентация орбиты относительно картинной плоскости определяется углом β - углом наклона между вектором положения и картинной плоскостью. Методом ПВД определяются две равновероятные орбиты, соответствующие положительному и отрицательному значению угла β:

$$\beta = \pm \arccos \frac{\rho_0}{R\pi_l} \,. \tag{6}$$

Из этих данных методом ПВД вычисляется шесть основных элементов орбиты ($a, P, e, i, \omega, \Omega$) [10], где a - большая полуось орбиты, P - период обращения, e - эксцентриситет, i - наклонение орбиты, ω - аргумент перицентра, Ω - долгота восходящего узла.

Область применения метода ПВД ограничена только близкими яркими звездами, так как для определения орбиты необходимо знать тригонометрический параллакс и относительную лучевую скорость.

4. Вычисление параметров видимого движения. Для моментов наблюдений и соответствующих относительных положений была составлена система условных уравнений:

$$\rho_i(t_i) = \rho_0 + \rho(t_i - T_0). \tag{7.1}$$

$$\theta_{I}(t_{I}) = \theta_{0} + \theta(t_{I} - T_{0}), \qquad (7.2).$$

где T_0 - средний момент наблюдений. Таким образом, среднее относительное положение (ρ_0 , θ_0) на момент T_0 и первые производные координат ρ , θ , где ρ_0 - относительное расстояние между компонентами, а θ_0 - позиционный угол спутника В относительно главной звезды А на средний момент наблюдения T_0 . Ошибки вычислений (ρ_0 , θ_0) были оценены по

формуле [11]:



где ε_i - невязки уравнений, а N - количество точек ряда среднегодовых положений.

Погрешности определения величин ро и во следующие:

$$\sigma_{0} = 0^{*}.004, \quad \sigma_{\theta} = 0^{\circ}.02$$
.

Дуга наблюденной орбиты оказалась недостаточна для вычисления радиуса кривизны, поэтому для оценки истинного расстояния использовалось неравенство (5). Для применения метода ПВД также необходимы лучевые скорости компонент, суммарная масса системы и тригонометрический параллакс главной звезды. Из всех определений лучевых скоростей было выбрано наиболее надежное значение относительной лучевой скорости, найденное по спектральным наблюдениям [6]: -0.05 км/с. Для определения семейства орбит было использовано значение суммарной массы системы 5.21 M_{\odot} [6]. Необходимый для вычисления орбиты методом ПВД тригонометрический параллакс был взят из каталога HIPPARCOS [12]:

$$\pi_{t} = 0^{*}.01884 [0.00181].$$

По приведенному выше неравенству (5) был определен интервал допустимых значений истинного расстояния между компонентами *R*. Для значений *R* из полученного диапазона от 1007 до 1270 а.е. были вычислены предварительные орбиты. В результате анализа полученных разностей "Observed - Calculated" ("O-C"), исходя из условия их минимальности, максимально допустимое значение *R* было уменьшено до 1250 а.е.

Таблица 2

	Параметры видимого движения	Поправки
ΔΤ, годы	1970-2006	
ρο	18.974 [0.004]	-0.001
θο	231.592 [0.02]	+0.008
<i>Т</i> ₀ , годы	1988.751	
μ, "/год	0.010773 [0.0003]	-0.000073
ψ*	29 [6]	+1
π_{i}^{*}	0.01884 [0.00181]	1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1
δV_{r} , KM/C	- 0.05	
M_{AB}/M_{\odot}	5.21	Carl Street
<i>R</i> , a.e.	1007.2 - 1250 (Удовлетворяет минимальности "О-С")	in the second

ПАРАМЕТРЫ ВИДИМОГО ДВИЖЕНИЯ И ИХ ПОПРАВКИ

266

(8)

Определение семейства орбит производилось для R из уточненного интервала значений с варьированием параметров видимого движения Ψ, μ , θ_0, ρ_0 , в пределах их погрешностей с целью минимизации разностей "О-С". Ниже приведены полученные параметры видимого движения и их поправки, которые находятся за пределами точности наблюдений (табл.2).

Параметры видимого движения, полученные по ряду положений до 2006г., отличаются от использованных для вычисления семейства орбит в 1996г. [4] (табл.3).

Таблица 3

ПВД	1996	2010
∆ <i>Т</i> , годы	1970 - 1992	1970 - 2006
Количество пластинок	42	80
Количество пластинок ρ_0^{\prime} θ_0^{\prime} $T_0, голы$ $\mu, "/гол$ ψ° π_t^{\prime}	42 19.05 [0.1] 231.46 [0.3] 1985.0 0.0107 [0.0009] 19 [10] 0.021 [0.004] 0.42 [0.21]	80 18.973 [0.004] 231.60 [0.02] 1988.75] 0.0107 [0.0003] 30[6] 0.01884 [0.00181] - 0.05
M_{AB} / M_{\odot}	5.0	5.21
R, a.e.	907 - 1476	1007.2 - 1250

СРАВНЕНИЕ ПВД

Для самой первой оценки орбиты [4] использовался ряд относительных положений длиной 22 года (42 пластинки), измеренный на полуавтоматическом измерительном приборе "Аскорекорд" с визуальным наведением, точность визуального наведения ±1 ÷ 2 мкм. Точность измерений оцифрованных пластинок в 1.5 раза лучше [7].

Увеличение длины наблюдательного ряда и более совершенный метод измерения дает увеличение точности параметров видимого движения, особенно угла ψ . На конечный результат также влияет использование разных тригонометрических параллаксов. В 1996г. при вычислении орбиты использовалось значение параллакса равное 0".021, полученное в Пулково. Так же сейчас для вычислений использовались более точные значения массы системы и лучевых скоростей, полученных с учетом движения спектроскопических компонент [6]. Благодаря уточнению ПВД по сравнению с работой 1996г. диапазон допустимых значений истинного расстояния между компонентами R был сужен в 2 раза.

5. Семейство орбит широкой пары. Результатом работы является однопараметрическое семейство орбит. Параметр - истинное расстояние между компонентами *R*. В табл.4 приведены пять вариантов орбитальных решений: для минимального, максимального и среднего *R*.

Таблица 4

R, a.c.	β	a, a.c.	Р, годы	e	ω	ī*	Ω*	Τ,
1250	36	32016	2509769	0.98	142	117	209	4058
1145	28	5619	184544	0.94	152	125	209	3802
1007.2	0	2399	51460	0.95	262	179	115	3299
1145	-28	5619	184544	0.94	328	123	31	3772
1250	-36	32016	2509769	0.98	318	116	31	4045

ОРБИТАЛЬНЫЕ ЭЛЕМЕНТЫ

На рис.3 представлены проекции решений из табл.4 на картинную плоскость. Наблюденная дуга настолько мала, что для данного периода наблюдений (1970-2006 гг.) орбиты не различимы даже с учетом наблюдений



Рис.3. Проекции орбит на картинную плоскость.

В.Я.Струве (1832, 1851 гг.). На рис.4 показаны участки орбит, соответствующие периоду наблюдений. Предварительный анализ показал, что для того чтобы различить данные орбиты, наблюдения системы должны продолжаться с той же точностью еще около трехсот лет.

В табл.5 для сравнения приведены варианты орбит, определенных в 1996г. Истинное расстояние между компонентами *R* было ограничено сверху значением 1476 а.е. по неравенству (5), при котором эллиптическое движение уже невозможно [4]. Новые данные и более точные измерения позволили оценить истинное расстояние между компонентами более узким интервалом (табл.4).

Таблица 5

β	<i>R</i> , a.e.	a, a.e.	Р, годы	e	ω	ľ	Ω'	Τ,
-52	1476	00	ao	1.0	321	115	16	4647
-38	1155	2658	61000	0.84	347	130	12	4036
.0	907	1178	18000	0.84	138	162	233	3381
38	1155	2658	61000	0.72	128	120	206	4154
52	1476	00	00	1.0	102	111	204	3929

СЕМЕЙСТВО ОРБИТ ШИРОКОЙ ПАРЫ, ОПРЕДЕЛЕННОЕ В 1996г.



Рис.4. Дуга орбиты, соответствующая периоду наблюдений 1831-2006гг.

6. Возможный невидимый спутник. Токовинин в своей работе по изучению спектрально-двойных компонент ADS 11061 [5] указал на возможность существования пятой неустойчивой компоненты D, которая обращается вокруг компоненты B (40 Dra) с периодом приблизительно 8 лет. Также, по данным рентгеновских наблюдений, вблизи 40 Dra на расстоянии менее 2 arcsec находится источник рентгеновского излучения. Возможно, он гравитационно связан с системой. Поэтому ряды относительных координат исследовались на периодичность, с целью обнаружить возмущения от возможного невидимого компонента.



Рис.5. Периодические возмущения в относительных положениях.

А.А.АФАНАСЬЕВА, Е.А.ГРОШЕВА

Применение алгоритма спектрального анализа CLEAN [13] к ряду относительных положений широкой пары выявило периодические возмушения для угловых расстояний (период 10.7 лет и амплитуда 0.008 arcsec) с вероятностью 95% (рис.5). Для ряда позиционных углов с вероятностью 80% выявлена гармоника с периодом 10 лет. Такие периодические возмущения можно объяснить наличием невидимого спутника у компоненты В.

7. Выводы. Оцифрован и измерен весь фотографический ряд 40/41 Dra, полученный в Пулково. Уточнены параметры видимого движения по сравнению с предыдушим определением орбиты и в два раза сужен интервал допустимых значений истинного расстояния между компонентами. Получено семейство орбит, удовлетворяющее условию минимальности разностей "О-С". Полученное семейство орбит хорошо согласуется с наблюдательными данными, не использованными в определении параметров видимого движения. Проведен анализ разностей "О-С" на периодичность и подтверждено наличие периодических возмущений в относительном движении. Результаты измерений размещены в базе данных "Pulkovo Database of Observations of Visual Double Stars".

ГАО РАН, e-mail: shapan@inbox.ru

THE IMPROVEMENT OF ORBIT OF THE VISUAL DOUBLE STAR 40/41 Dra

star-fox@yandex.ru

A.A.AFANASYEVA, E.A.GROSHEVA

It is presented the results of determination of family orbits for visual binary 40/41 Dra (ADS 11061). ADS 11061 - visual double star ($\alpha_{J2000} = 18^{h}00^{m}$; $\delta_{J2000} = +80^{\circ}00'$) of north polar area, a wide pair of solar neighborhood ($\pi_{t} = 19 \text{ mas}$). Both components are spectroscopic binaries and belong to the late spectral classes K2V and F7. Determination has been made on the base of photographic observations from 1970 till 2006 with 26-inch refractor at Pulkovo. We used the recent spectroscopic data of the radial velocities and masses of the components. Family of orbits 40/41 Dra was determined by the Apparent Motion Parameters (AMP), developed by A.A.Kiselev. The photographic plates were digitized and automatically measured for the first time. The apparent motion parameters were improved and the range of acceptable values of the true distance between components was narrowed. The family of orbits was obtained with taking into account the condition of the minimum of "O-

C" differences. The comparison with the previously calculated family of orbits was carried out. Results of this measurement were added to the "Pulkovo Database of Observations of Visual Double Stars".

Key words: double star:radial velocities:stellar orbit - individual: ADS 11061, 40/41 Dra

ЛИТЕРАТУРА

- 1. R.H.Miller, Astrophys. J., 148, 865, 1967.
- 2. L.M.Close, H.B.Richer, D.R.Crabtree, Astron. J., 100, №6, 1968, 1990.
- 3. A.A.Kiselev, L.G.Romanenko, Astronomy Reports, v.40, No6, 795.
- 4. D. Pourbaix, A.A. Tokovinin, A.H. Batten, F.C. Fekel et al., Astron. Astrophys. 424, 727, 2004.
- 5. А. Tokovinin, Письма в Астрон. ж., 21, №2, 286, 1995.
- 6. A. Tokovinin, Y.Y. Balega, E.A. Pluzhnik et al., Astron. Astrophys., 409, 245, 2003.
- 7. И.С.Измайлов, Изв. ГАО., 214, 533, 2000.
- 8. P. Van de Kamp, the book "Stellar paths" in Astrophys. Space SciLibrary, 85, 155, 1981.
- 9. А.А.Киселев, О.В.Кияева, Астрон. ж., 57, 1227, 1980.
- 10. E.A. Grosheva, Astrophysics, 49, №3, 397, 2006.
- 11. А.А.Киселев, М., Наука, 1989.
- 12. M.A.C.Perryman, L.Lindegren, J.Kovalevsky et al., Astron. Astrophys., 323, L49-L52, 1997.
- 13. В.В.Витязев, Анализ неравномерных временных рядов, 2001.

АСТРОФИЗИКА

МАЙ, 2012

TOM 55

выпуск 2

ГРАВИТАЦИОННОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ ОТ ОСЦИЛЛИРУЮЩИХ НЕЙТРОННЫХ ЗВЕЗД

М.В.АЙРАПЕТЯН Поступила 26 марта 2012 Принята к печати 4 апреля 2012

Рассмотрено гравитационное излучение двух классов нейтронных звезд - магнетаров и радиопульсаров. Предполагается, что наблюдаемые у -вспышки магнетаров и скачки угловой скорости радиопульсаров могут возбуждать осцилляции звезды, при которых эти объекты будут излучать гравитационные волны. Обсуждается возможность детектирования гравитационных волн от магнетара SGR 1806-20 и пульсара PSR J0833-45.

Ключевые слова: гравитационное излучение:нейтронные звезды

1. Введение. Известно, что слабые изменения метрики пространствавремени могут порождать гравитационные волны двух линейных поляризаций h_{\star} и h_{\star} , детектирование которых станет еще одной прямой проверкой ОТО [1]. Современные детекторы гравитационных волн LIGO, TAMA, GEO 600 нацелены на детектирование гравитационных волн, излучающихся от компактных объектов: одиночных, коллапсирующих и сталкивающихся черных дыр, нейтронных звезд и белых карликов. Для более достоверного детектирования гравитационных волн целесообразно рассмотреть источники гравитационного излучения, связанные с периодическими или квазипериодическими процессами, происходящими в компактных объектах.

Среди объектов, излучающих гравитационные волны, особенно выделяются одиночные нейтронные звезды, в которых существуют несколько возможных источников, энергия которых может преобразоваться в энергию гравитационного излучения. В частности, источником гравитационных волн может служить энергия вращения нейтронной звезды в форме трехосного эллипсоида [2]. Такую форму звезда может принять из-за неоднородного охлаждения, сверхсильного магнитного поля [3], упругих свойств кристаллической кварковой сердцевины [4], фрагментизации [5] и других факторов. Кроме того, гравитационные волны может излучать прецессирующая нейтронная звезда [6,7], а также звезда в форме двухосного эллипсоида, если в ней возбуждены различные моды осцилляций вещества [8-12].

Осцилляции вещества в нейтронных звездах могут возникать из-за нерегулярных изменений, накладываемых на вековое изменение угловой скорости вращения. Например, известно, что угловая скорость пульсара Vela PSR J0833-45 испытывает большие скачки порядка $\Delta\Omega/\Omega \sim 10^{-6}$. Гравитационные волны от квазирадиальных осцилляций нейтронных звезд, источником которых служит энергия скачка, были рассмотрены в работе [9]. В дальнейшем (см. раздел 3) будут рассмотрены гравитационные волны при нерадиальных осцилляциях, также снабжаемых энергией скачка, передаваемых из внутренних слоев коре звезды.

Среди нейтронных звезд отдельную группу составляют аномальные рентгеновские пульсары (AXP) и источники мягкого γ -излучения (SGR). Эти объекты характеризуются значениями периода порядка $p \sim 1$ с и производной периода порядка $\dot{p} \sim 10^{-11}$, что на несколько порядков выше, чем у обычных радиопульсаров. Если считать, что замедление звезды обусловлено магнитодипольным излучением, то для объяснения столь быстрого замедления необходимо наличие магнитного поля порядка 10^{14} - 10^{15} Гс на поверхности звезды, поэтому их называют магнетарами [13]. Заметим, что у радиопульсаров магнитное поле на два-три порядка меньше, чем у магнетаров.

У нескольких магнетаров наблюдались сверхмощные у -вспышки, при которых выделяется энергия, большая чем кинетическая энергия врашения звезды. Так, у объекта SGR 1806-20 мощность излучения составляла ~10⁴⁶ эрг/с. После у-вспышки наблюдались также квазипериодические осцилляции звезды с частотами 10-100 Гц [14]. Предполагается, что при у-вспышках энергия выделяется за счет перестройки силовых линий магнитного поля, которые жестко заморожены в коре звезды. При таких изменениях может произойти разлом коры с выбросом вещества и с последующим возбуждением различных мод осцилляций вещества звезды. Как показали наблюдения, периоды квазипериодических осцилляций магнетаров, наблюдавшихся после сверхсильных у -вспышек, согласуются с теоретическими значениями периодов нерадиальных осцилляций нейтронных звезд с малым угловым числом /= 2, 3 [15-17]. По сути, квазирадиальные осцилляции указывают на глобальный характер осцилляций вещества кристаллической коры звезды [18]. При у-вспышках могут возбуждаться также квазирадиальные осцилляции вещества звезды. В обоих случаях квадрупольный момент звезды зависит от времени и звезда будет излучать гравитационные волны за счет энергии магнитного поля, преобразовавшейся в энергию осцилляций.

Цель данной работы - рассмотреть гравитационное излучение магнетаров и пульсаров типа Vela при нерадиальных осцилляциях звезды. При этом источником энергии гравитационного излучения принимается энергия, выделяемая, соответственно, при сверхсильных у -вспышках и больших скачках угловой скорости вращения. Далее в разд.2 вычислены интенсивность гравитационного излучения и амплитуда гравитационных волн для наблюдателя на Земле при "подобных" осцилляциях нейтронной звезды - магнетара, деформированная сильным внутренним магнитным полем. В следующем разд.3 вычислены интенсивность гравитационного излучения при нерадиальных осцилляциях звезды с угловым числом *l*=2 и обсуждается возможность детектирования гравитационных волн от магнетаров и пульсаров детекторами нового поколения.

2. Гравитационное излучение магнетаров при "подобных" осцилляциях. При квазирадиальных "подобных" осцилляциях с частотой о координата х меняется со временем t по закону

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

где η << 1 - относительная амплитуда осцилляций, нейтронная звезда становится источником гравитационного излучения, интенсивность которого определяется как

$$J = -\frac{G}{45c^5} \left| \ddot{D}_{\alpha\beta} \right|^3.$$
⁽²⁾

Здесь

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

компоненты тензора квадрупольного момента масс звезды, G - гравитационная постоянная, c - скорость света. Среднее значение интенсивности гравитационного излучения равно [8,9]

$$J_0 = \frac{G}{15c^5} \eta^2 \omega^6 \left| D_{zz}^0 \right|^2, \qquad (4)$$

где D_{α}^{0} - квадрупольный момент звезды относительно оси вращения без осцилляций. Амплитуда плоской гравитационной волны на расстоянии R_{0} от источника связана с средней интенсивностью излучения следующим выражением:

$$h_0 = \frac{G}{3c^4 R_0} \left| D_{zz}^0 \right| \omega^2 \eta = \frac{1}{R_0} \sqrt{\frac{5J_0 G}{3c^3 \omega^2}} \,. \tag{5}$$

Если осцилляции звезды не будут поддерживаться каким-либо внутренним источником, то они будут затухающими. Выражение для характерного времени затухания т, имеет вид [8]

$$\tau_g = \frac{15c^5}{G} \frac{I_0}{\omega^4 |D_{zz}^0|^2},$$
 (6)

где I₀ - момент инерции звезды относительно центра.

Как видно из формул (4) и (5), для вычисления интенсивности гравитационного излучения и амплитуды гравитационных волн необходимо знать значение квадрупольного момента звезды D^0_{a} . Для оценки значений D^0_{ar} учтем, что в магнетарах могут существовать тороидальные магнитные
М.В.АЙРАПЕТЯН

поля вплоть до значений порядка 10¹⁶ Гс. Наличие таких полей, как показывают расчеты [19], могут привести к таким деформациям, при которых звезда сплющивается к плоскости меридианального сечения, т.е. полярный радиус больше, чем экваториальный радиус. Эллиптичность є звезды, определенная как

$$\varepsilon = \frac{2(R_p - R_e)}{R_p + R_e},$$

можно оценить как отношение магнитной и гравитационной энергий звезды:

$$\varepsilon \approx \frac{W_m}{W_g} \approx 10^{-4} B_{16}^2 R_6^4 \left(\frac{M_{\Theta}}{M}\right)^2 \sim 10^{-4}$$
 (7)

при $B_{14} = 0.5$. Тогда D_{12}^0 можно оценить как

$$\left| D_{zz}^{0} \right| \sim I_{0} \varepsilon \sim 10^{41} \, \mathrm{r} \, \mathrm{cm}^{2} \, ,$$
 (8)

где мы приняли $I_0 \approx 10^{45} \, \mathrm{r \, cm}^2$.

Теперь предположим, что часть энергии *W*, выделенной во время γ вспышки, преобразуется в энергию осцилляций. Тогда среднюю интенсивность гравитационного излучения можно оценить как

$$J_0 \approx \frac{\gamma W}{\tau_g}.$$
 (9)

Сравнивая выражения (4) и (9) для интенсивности гравитационного излучения, и используя (6), получим следующее выражение для амплитуды "подобных" колебаний

$$\eta = \frac{1}{\omega} \sqrt{\frac{\gamma W}{I_0}} \,. \tag{10}$$

Перейдем к оценкам основных характеристик гравитационных волн от магнетаров. Если предположить, что сильные магнитные поля внутри магнетаров мало влияют на значения частот квазирадиальных "подобных" осцилляций, то для магнетаров можно принять модель нейтронной звезды с следующими характеристиками: $M \approx M_{\Theta}$, $R \approx 10$ км, $I_0 \approx 10^{45}$ г см², $\omega \approx 10^4$ Гц [20,21]. Подставляя эти значения в (6), и используя (8), для времени затухания квазирадиальных "подобных" осцилляций получим значение $\tau_g \sim 5.4 \cdot 10^7$ с. Тогда, принимая, что $\gamma = 10^{-2}$ часть энергии вспышки порядка $W \approx 10^{47}$ эрг преобразуется в энергию осцилляций, средняя интенсивность гравиатционного излучения от магнетара SGR 1806-20 будет порядка $J_0 \approx 2 \cdot 10^{37}$ эрг/с, а относительная амплитуда осцилляций порядка $\eta \approx 10^{-4}$. Этого значения интенсивности излучения недостаточно для детектирования гравитационных волн от магнетара SGR 1806-20, так как при расстоянии $R_0 = 44.7$ кпк амплитуда гравитационных волн по формуле (5) получается $h_0 \approx 2 \cdot 10^{-28}$. Таким образом, несмотря на огромное значение энергии,

ОСЦИЛЛИРУЮЩИЕ НЕЙТРОННЫЕ ЗВЕЗДЫ

выделенной во время у -вспышки магнетара, "подобные" осцилляции звезды не могут генерировать достаточно сильные гравитационные волны, чтобы обнаружить их даже планируемым детектором Advanced LIGO.

3. Гравитационное излучение магнетаров и пульсаров при нерадиальных осцилляциях. Как отмечалось выше, наблюдаемые квазипериодические осцилляции магнетаров интерпретируются как нерадиальные осцилляции звезды с малым значением углового числа *l*. При таких осцилляциях плотность вещества меняется по закону

$$\rho(\mathbf{r},t) = \rho_0(\mathbf{r}) + \rho'(\mathbf{r})e^{i\mathbf{m}\cdot\mathbf{\varphi}}P_l(\mu)\cos\omega t , \qquad (11)$$

где $\mu = \cos\theta$, $\rho_0(r)$ - плотность вещества при отсутствии осцилляций, $P_l(\mu)$ - полином Лежандра. Для упрошения вычислений рассмотрим квазирадиальный случай - l=2, m=0 (при других значениях *m* средняя интенсивность имеет одинаковое значение). Тогда

$$\rho(r, t) = \rho_0(r) + \rho'(r) P_2(\mu) \cos \omega t .$$
(12)

Подставляя выражение для плотности (12) в (3), квадрупольный момент звезды можно представить в следующем виде:

$$D_{\alpha\beta} = D^0_{\alpha\beta} + D'_{\alpha\beta} \cos t , \qquad (13)$$

где $D_{\alpha\beta}^0$ - невозмущенное значение квадрупольного момента, а

$$D'_{\alpha\beta} = \int_0^{R_0} r^2 \rho'(r) dr \int_0^{2\pi} d\phi \int_{-1}^1 P_2(\mu) (3 x_{\alpha} x_{\beta} - r^2 \delta_{\alpha\beta}) d\mu.$$
(14)

Подставляя (13) в выражение (2) и учитывая, что $D'_{xx} = D'_{yy} = -D'_{zz}/2$, а смешанные компоненты равны нулю, для среднего значения интенсивности гравитационного излучения и амплитуды волн получим:

$$J = \frac{G\omega^{6}}{60c^{5}} \left| D'_{zz} \right|^{2}, \qquad (15a)$$

$$h_0 = \frac{G\omega^2}{3c^4 r_0} \left| D'_{zz} \right|,$$
(15b)

где

$$D'_{zz} = \frac{8\pi}{5} \int r^4 \, \rho'(r) dr \,. \tag{16}$$

Для окончательной оценки интенсивности гравитационного излучения от магнетаров необходимо знать зависимость $\rho'(r)$ внутри звезды.

Уравнение для определения р'(r) можно получить в ньютоновском приближении из уравнения Пуассона для гравитационного потенциала

$$\Delta \phi = 4\pi G \rho \tag{17}$$

и уравнения равновесия вращающейся звезды

$$\nabla P = -\rho \nabla \phi + \rho \Omega^2 \, \vec{r} \tag{18}$$

при заданном уравнении состояния P = P(p). Для упрощения задачи будем использовать уравнение политропы n = 1:

$$P = k \rho^2 . \tag{19}$$

Заметим, что вследствие медленного вращения магнетаров (Ω ≈ 1 рад/с) вторым слагаемым в правой части уравнения (18) можно пренебречь. Если подставить выражение для плотности (12) в систему уравнений (17)-(19) и перейти к безразмерным величинам

$$x = r \sqrt{\frac{2\pi G}{k}}, \quad \psi = \frac{\phi}{2 k \rho_c}, \quad q = \frac{\rho}{\rho_c}, \quad (20)$$

где ρ_c - центральная плотность звезды, то для безразмерных возмущений плотности вещества $q' = \rho'/\rho_c$ и гравитационного потенциала $\psi' = \phi'/2 k \rho_c$ можно получить следующую систему уревнений:

$$\frac{1}{x^2} \frac{\partial}{\partial x} \left(x^2 \frac{\partial \psi'(x) P_2(\mu)}{\partial x} \right) + \frac{1}{x^2} \frac{\partial}{\partial \mu} \left(\left(1 - \mu^2 \right) \frac{\partial \psi'(x) P_2(\mu)}{\partial \mu} \right) = q'(x) P_2(\mu), \quad (21)$$
$$q'(x) = -\psi'(x). \quad (22)$$

Структура решений системы уравнений (21), (22) хорошо изучена, и следуя работе [22], находим решение для q'(x):

$$q' = c' \left(\frac{\sin x}{x} + \frac{3\cos x}{x^2} - \frac{3\sin x}{x^3} \right),$$
 (23)

где x принимает значения от 0 в центре до $x_0 = \pi$ на поверхности звезды. В выражении (23) c' постоянная, которую можно определить, задав относительное изменение плотности вещества на поверхности звезды. Мы приняли, что c' мала и равна c' = 10⁻⁴ [11]. Используя (20) и (23), можно получить выражение для D'_{zz} :

$$D'_{zz} = \frac{8\pi}{5} \left(\frac{k}{2\pi G}\right)^{5/2} \rho_c \int x^4 q'(x) dx .$$
 (24)

Если нерадиальные осцилляции испытывает вся звезда, то в (24) интегрирование по x проводится от 0 до π , что приводит к следующему результату:

$$D'_{zz} \approx 2.5 \cdot 10^{42} R_6^5 \rho_{c15} \ \Gamma \ cm^2$$
, (25)

где R_6 - радиус звезды в единицах 10^6 см, а ρ_{c15} - центральная плотность в единицах 10^{15} г см⁻³. Теперь можно оценить интенсивность гравитационного излучения и амплитуду гравитационных волн от магнетаров. Подставляя выражение для D'_{zz} (25) в (15а) и (15b), получим:

$$\overline{J} \approx 3 \cdot 10^{35} \omega_2^6 R_6^{10} \rho_{c15}^2$$
, (26a)

$$h_0 \approx 2.5 \cdot 10^{-25} \frac{\omega_2^2 R_6^5 \rho_{c15}}{r_{0 \, kas}},$$
 (26b)

где ω_2 - частота осцилляций в единицах $10^2 \Gamma_{\rm L}$. Для типичных моделей нейтронных звезд с центральной плотностью $\rho_{c15} = 2$ можно принять $R_6 = 1.3$ [23-25], и следуя наблюдениям квазипериодических осцилляций, принять также $\omega_2 = 1$ [14]. В этом случае из (26a) и (26b) имеем $\overline{J} \approx 1.5 \cdot 10^{37}$ эрг/с, $h_0 \approx 0.6 \cdot 10^{-25}$, где учтено, что для объекта SGR 1806-20 $r_{0kps} = 44.7$. Значение h_0 ниже порога чувствительности современных детекторов гравитационных волн [26], однако наличие более близких объектов повысило бы возможность детектирования гравитационных волн детекторами нового поколения.

Нерадиальные осцилляции малой амплитуды могут испытать также такие пульсары, как VELA PSR J0833-45, утловая скорость вращения которых претерпевает большие скачки. Например, у пульсара VELA величина самого большого скачка порядка $\Delta\Omega/\Omega \sim 3 \cdot 10^{-6}$ [27]. Энергия, выделенная во время скачка, порядка $W \approx I \Omega^2 (\Delta\Omega/\Omega)$. Если считать, что часть этой энергии может преобразоваться в энергию осцилляций, можно оценить также интенсивность гравитационного излучения и амплитуду гравитационных волн во время скачков угловой скорости вращения. Учитывая, что расстояние до пульсара PSR J0833-45 равно $r_{0Aps} = 0.5$, и используя вышепринятые параметры нейтронных звезд, для пульсара Vela из формулы (26b) получим $h_0 \approx 3.5 \cdot 10^{-24}$, что существенно больше, чем у магнетаров. Это значение h_0 лежит вблизи порога чувствительности детектора Advanced LIGO. Важно также знать среднее время затухания нерадиальных осцилляций из-за излучения гравитационных волн. Эту величину можно оценить как

$$\sigma_g \sim \frac{\gamma W}{\overline{J}} \,. \tag{27}$$

Если принять для пульсара Vela $I \approx 10^{45}$ г см², $\Omega \approx 70$ рад/с, $\gamma = 10^{-2}$, и используя найденное выше значение средней интенсивности гравиатационного излучения, получим $\tau_g \approx 10^4$ с. Отметим, что пульсар Vela находится под постоянным наблюдением телескопов разных обсерваторий. Скачки угловой скорости этого пульсара регистрируются достаточно точно во времени. Это позволит быстро реагировать на скачок угловой скорости и задействовать детектор гравитационных волн. Последний обзор детектора LIGO в течение нескольких десятков тысяч секунд по обнаружению гравитационных волн от пульсара Vela проводился на частоте 1000 Гц, и позволил обнаружить гравитационные волны с амплитудой порядка 10^{-21} [28]. Но проводимый выше расчет показывает, что возможное гравитационное излучение от пульсара Vela можно детектировать лишь планируемым и более чувствительным детектором Advanced LIGO.

Автор выражает благодарность академику НАН Армении Д.М.Седракяну за обсуждение результатов и профессору А.Седракяну (университет Франкфурта им. В.Гете) за замечания при подготовке статьи. Работа выполнена

М.В.АЙРАПЕТЯН

в рамках темы 11-1с107 Государственного комитета по науке Армении и при поддержке гранта Volkswagen Stiftung Az: 85182.

Ереванский государственный университет, Армения, e-mail: mexhayr160871@gmail.com

GRAVITATIONAL RADIATION FROM OSCILLATING NEUTRON STARS

M.V.HAYRAPETYAN

We consider the gravitational radiation of two classes of neutron stars magnetars and radiopulsars. It is assumed that the observed γ -flares of magnetars and glitches of radiopulsars can excite oscillations of the stars under which these objects will emit gravitational waves. The possibility of detection of the gravitational waves from the magnetar SGR 1806-20 and the pulsar PSR J0833-45 is discussed.

Key words: gravitational radiation:neutron stars

ЛИТЕРАТУРА

- 1. Л.Д.Ландау, И.М.Лифшиц, Теория поля., М., Наука, 1972.
- 2. M.Zimmerman, Phys. Rev. D, 21, 891, 1980.
- 3. C. Cutler, Phys. Rev. D, 66, 084025, 2002.
- 4. B.Knippel, A.Sedrakian, Phys. Rev. D, 79, 083007, 2009.
- 5. C.J. Horowitz, Phys. Rev. D, 81, 103001, 2010.
- 6. D.I.Jones, N.Andersson, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 324, 811, 2001.
- 7. A.Sedrakian, I.Wasserman, J.Cordes, Astrophys. J., 524, 341, 1999.
- 8. Ю.Л.Вартанян, Г.С.Аджян, Астрон. ж., 54, 1047, 1977.
- 9. Д.М.Седракян, М.Бенаквиста, К.М.Шахабасян, А.А.Садоян, М.В.Айрапетян, Астрофизика, 46, 545, 2003.
- M. Benacquista, D. M. Sedrakian, M. V. Hayrapetyan, K. M. Shahabasyan, A.A. Sadoyan, Astrophys. J., 596, L223-L226, 2003.
- 11. E. Garcia-Berro, P. Lorén-Aguilar, A.H. Corsico et al., Astron. Astrophys., 446, 259, 2006.
- 12. K.Kokkotas, N.Andersson, In Recent developments in general relativity. 14th

SIGRAV Conference on General Relativity and Gravitational Physics, Genova, Italy, September 18-22, 2000, edited by R.Cianci, R.Collina, M.Francaviglia, P.Fré: Springer, p.121-139, 2002.

- 13. R.Duncan, C.Thompson, High velocity neutron stars and gamma-ray bursts. AIP Conference Proceedings, 366, 111, 1996.
- 14. A.L. Watts, T.E.Strohmayer, Astrophys. Space Sci., 308, 625, 2007.
- 15. P.N.McDermott, H.M. van Horn, C.J.Hansen, Astrophys. J., 325, 725, 1988.
- 16. A. Colaiuda, H. Beyer, K. D. Kokkotas, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 396, 1441, 2009.
- 17. A.Colaiuda, K.D.Kokkotas, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 414, 3014, 2011. 18. T.E.Strohmayer, A.L.Watts, Astrophys. J., 613, 593, 2006.
- 19. K. Kiuchi, K. Kotake, S. Yoshida, Astrophys. J., 698, 541, 2009.
- 20. Г.Г.Арутюнян, Д.М.Седракян, Э.В.Чубарян, Астрон. ж., 49, 1216, 1972.
- 21. K.D.Kokkotas, J.Ruoff, Astron. Astrophys., 366, 565, 2001.
- 22. В.В.Папоян, Д.М.Седракян, Э.В.Чубарян, Астрофизика, 3, 41, 1967.
- 23. В.В.Папоян, Д.М.Седракян, Э.В.Чубарян, Астрофизика, 8, 405, 1972.
- 24. G.B.Cook, S.L.Shapiro, S.A.Teukolsky, Astrophys. J., 398, 203, 1992.
- 25. G.B.Cook, S.L.Shapiro, S.A.Teukolsky, Astrophys. J., 422, 227, 1994.
- 26. B.Zink, P.D.Lasky, K.D.Kokkotas, Phys. Rev. D, 85, 024030, 2012.
- 27. R.G.Dodson, P.M.McCulloch, D.R.Lewis, Astrophys. J., 564, L85-L88, 2002.
- 28. J.Abadie, B.P.Abbott, R.Abbott et al., Phys. Rev. D, 83, 042001, 2011.

АСТРОФИЗИКА

МАЙ, 2012

TOM 55

выпуск 2

RADIATION TRANSFER IN AN INHOMOGENEOUS MEDIUM. OPTICAL DEPTH DEPENDING ABSORPTION COEFFICIENT

G.ALECIAN, H.A.HARUTYUNIAN Received 28 February 2012

The Invariance principle is applied to obtain the equations for finding the radiation field intensity in an inhomogeneous atmosphere. Though the behaviour of the inhomogeneity is not specified definitely but the absorption coefficient is assumed to depend on the optical depth. Such kind of depth dependence is needed because this case encounters when the elemental diffusion is considered in the atmospheres of Ap stars. The corresponding equations are obtained to solve by numerical methods.

Key words: radiation transfer:inhomogeneous medium

1. Introduction. This work has been started to tackle a very specific problem concerning mainly Ap-Bp stars atmospheres, but it may have more general applications for studies, which need radiation transfer calculations in optically thin and inhomogeneous media.

Ap-Bp stars are main sequence stars with effective temperature between about 8000 K and 16000 K, and their main characteristic is that they present strong abundance anomalies: in a given star, some metals may be overabundant by a factor up to 10⁵ compared to the solar abundances, while some other elements may be underabundant (see for instance the review by Smith [1]). Presently, these anomalies are explained by atomic diffusion [2-3] which is very efficient in Ap-Bp stars because these stars are supposed to be very quiet regarding to superficial mixing processes such as turbulence, convection, etc. (see the seminal work of Michaud [4] and numerous following papers). Therefore, atomic diffusion cannot be neglected for such stars: elements are pushed upward when photons are absorbed through atomic transitions (radiative acceleration). According to the diffusion model, when for a given element the radiative acceleration is strong enough to counterbalance gravity, the element moves upward, otherwise it sinks. Elements accumulate at some places in the star according to their atomic properties and according to the way the particle flux varies.

The time-dependent stratification of elements due to the diffusion processes has been thoroughly studied in optically thick media by mean of heavy numerical calculations [5], but only recently and very approximately in

G.ALECIAN, H.A.HARUTYUNIAN

optically thin media such as Ap-Bp stars' atmosphere [6]. The reason of this situation is the following: the study of the stratification process needs to solve numerically the time-dependent continuity equation (for concentrations). This is heavy and very computer-time consuming. In optically thick case, radiative accelerations can be determined through local radiation flux. This makes such calculations possible, even with thousands of atomic transitions. Notice that, in these calculations for stellar interiors, atomic transitions are not considered individually: numerical codes use large opacity tables and computations are done with the technique of opacity sampling. This method is not possible to use in optically thin medium, because radiative acceleration is very sensitive to the line profile and line profiles are narrow in atmospheres. So, the opacity sampling would require too high frequency resolution in the atmosphere. On another hand, the continuity equation is coupled to the transfer one, and both of them depend on elements concentration in the whole medium (the problem being non-local in the optically thin case).

Alecian [7] speculated about a scenario with an unstable behavior of elements stratification in Ap-Bp star's atmosphere. Detailed numerical computations such as those made in optically thick case cannot be used to confirm this scenario, because of the difficulties we have just mentioned (see also the theoretical study by Alecian & Grappin [8]). We think that a simple model involving only a fictitious element, as done in numerical calculations by Alecian et. al (with ions having only few energy levels), can be a helpful approach, and could give interesting insight on the relevant physical mechanisms (namely to check the instability hypothesis) [6]. To prepare the ground for a better theoretical studies about the behavior of the abundance stratifications build-up, and because atomic diffusion is strongly dependent on the radiative acceleration, we need to study the problem of the radiation transfer in the case of strongly stratified abundances.

In this paper, we consider the equations of radiation transfer in the framework of the formalism of Ambartsumian's Invariance Principle, generalized for the case of inhomogeneous media [9] (see, also [10] for details). It is noteworthy that up to novadays mostly the medium inhomogeneity was described by the dependence on optical thickness of the photon's survival parameter or, so called, the single scattering albedo (see, [9-12] and references therein).

2. Green function formalism. It is known (see, [13]) that the probabilistic approach is rather fruitful for many problems in radiation transfer theory. We will use this approach to investigate the radiation transfer problem in a semiinfinite inhomogeneous atmosphere. Atmosphere is considered to be onedimensional; however the obtained results can be easily generalized for a threedimensional plane-parallel medium.

In the present paper, at first sight a little more generalized problem is

considered than could be of interest for our main purpose. We assume that the atmosphere consists in an undefined mixture with known absorbing/ scattering properties, plus a trace element (hereafter "A" type particles) with known physical characteristics (two-level ion).

To operate with the formalism adopted in the radiative transfer theory, we use the following variables: the optical depth τ and a dimensionless frequency x which is defined here as the distance from the center of the considered spectral line divided by the Doppler width.

The interaction between radiation and matter has been divided into two processes. The first one involves "A" type particles only and the second one the remaining matter. Interactions with "A" are described by an absorption coefficient $\sigma(\tau, x) \equiv q(\tau)\alpha(x)$ where $q(\tau)$ represents the spatial distribution of "A" and $\alpha(x)$ the absorption profile (Voigt function for instance). The probability that a photon survives after interaction with "A" and returns to the radiation field is denoted by $\lambda(\tau)$. Interactions with remaining matter are considered to represent true absorptions only described by the absorption coefficient $\beta(\tau, x)$.

Details of methods based on the *Invariance Principle* can be found in many monographs [13-15]. We would like, however, to emphasize that a generalization for inhomogeneous atmosphere was proposed by Sobolev (see [9-11] and references therein). The main idea is to consider, instead of a given atmosphere, a family of atmospheres for which an upper layer with optical thickness h has been removed (truncated atmosphere). To go further, it is useful to define a *Green function* for such a truncated source free atmosphere.

Let us denote by $G^{-}(h, \tau', x', \tau, x)d\tau dx$ [$G^{+}(h, \tau', x', \tau, x)d\tau dx$] the probability that a photon at the optical depth τ' moving in any direction and having initially the frequency x', will be (after a series of scattering's) in the domain ($\tau, \tau + d\tau$) moving upwards [inwards], in the frequency interval (x, x + dx). For farther consideration it is more appropriate to separate this *Green function* into two functions according to the direction of the initial photon (X for outward, Z for inward) and express it as a sum of these components:

$$G = X + Z . \tag{1}$$

Invariance Principle allows deriving the principal integro-differential equations for *Green functions'* components. If one adds a very thin layer $\Delta \tau$ to the boundary of truncated atmosphere and takes into account all processes at first order of $\Delta \tau$, the following equation is obtained:

$$\frac{\partial G^{\mp}}{\partial t'} + \frac{\partial G^{\mp}}{\partial \tau} - \frac{\partial G^{\mp}}{\partial h} = l(0) \int_{-\infty}^{+\infty} G^{-}(h, \tau', x', 0, x'') dx'' \int_{-\infty}^{+\infty} r(x', x') X^{\mp}(h, 0, x'', \tau, x) dx''', (2)$$

where

$$l(\tau) = \frac{\lambda(\tau+h)q(\tau+h)}{2}, \qquad (3)$$

G.ALECIAN, H.A.HARUTYUNIAN

r(x', x) is the so called *frequency redistribution function* (see [16-19] and references therein) which depends on the physical process of elementary scattering and describes the probability of photons reemission in a frequency domain (x, x+dx).

On the other hand, applying a common procedure of Invariance Principle approach, one can express the value of the *Green function* defined at a depth $\tau + \Delta \tau \ [\tau' + \Delta \tau']$ with respect to its value at $\tau \ [\tau']$. Then two more pairs of integro-differential equations can be obtained. One of them is given as follows:

$$\mp \frac{\partial G^{\mp}}{\partial \tau} = -v(x,\tau)G^{\mp}(h,\tau',x',\tau,x) + l(\tau) \int_{-\infty}^{\infty} G^{\mp}(h,\tau',x',\tau,x'')dx'', \qquad (4)$$

where $v(x, \tau) = \alpha(x)q(\tau + h) + \beta(\tau + h, x)$ is the total absorption coefficient and:

$$\mp \frac{\partial G^{\mp}}{\partial \tau'} = -\nu(x',\tau') \Big[Z^{\mp}(h,\tau',x',\tau,x) - X^{\mp}(h,\tau',x',\tau,x) \Big],$$
(5)

which can be written in a combined form as well:

$$\mp \frac{\partial G}{\partial \tau'} = -v(x',\tau')[Z(h,\tau',x',\tau,x) - X(h,\tau',x',\tau,x)].$$
(6)

In equation (6) the quantities without superscripts are the sums of corresponding "half-functions". It is worth mentioning that functions X and Z in their turn are the solutions of the following equations:

$$-\frac{\partial X}{\partial \tau'} = -\nu(x',\tau')X(h,\tau',x',\tau,x) + l(\tau')\int_{-\infty}^{\infty} r(x',x'')G(h,\tau',x'',\tau,x)dx''$$

$$\frac{\partial Z}{\partial \tau'} = -\nu(x',\tau')Z(h,\tau',x',\tau,x) + l(\tau')\int_{-\infty}^{\infty} r(x',x'')G(h,\tau',x'',\tau,x)dx''.$$
(7)

It should be kept in mind that the G^{\pm} functions from one side and functions X and Z from other side describe physical processes which are actually *reciprocal in relation to each other*. Mathematically such a reciprocity principle can be represented for these quantities in the following form:

$$G^{-}(h, \tau', x', \tau, x) = X(h, \tau, x, \tau', x')$$

$$G^{+}(h, \tau', x', \tau, x) = Z(h, \tau, x, \tau', x').$$
(8)

To conclude these developments, it is necessary to write the following combined equations

$$\frac{\partial G^{\mp}}{\partial \tau'} - \frac{\partial G^{\mp}}{\partial h} = \mp v(x,\tau) G^{\mp}(h,\tau',x',\tau,x) \pm l(\tau) \int_{-\infty}^{\infty} G^{\mp}(h,\tau',x',\tau,x'') dx'' + + l(0) \int_{-\infty}^{\infty} G^{\mp}(h,\tau',x',0,x'') dx'' \int_{-\infty}^{\infty} r(x'',x'') X^{\mp}(h,0,x''',\tau,x) dx'''.$$
⁽⁹⁾

The analogous equation (9) derived for a surface *Green function* was obtained by Harutyunian [12].

3. Reflection from semi-infinite atmosphere. Let us consider the particular case $\tau' = 0$ and the probabilities related to a photon falling on the boundary of a semi-infinite atmosphere, the so called reflection problem. Here, reflection problem is not to be understood in a sense that we deal only with the quantities describing the emerging from the boundary of the medium intensities. For the further analysis the probabilities of appearing the initial photon at any depth must be of an importance as well.

In that instance, only X functions are important. Thus, using the equations (2), (4) and (7), one can write down the equation:

$$[v(x',0) \pm v(x,\tau)] X^{\mp}(h,0,x',\tau,x) - \frac{\partial X^{+}}{\partial h} = l(0) \int_{-\infty}^{\infty} r(x',x') G^{\mp}(h,0,x'',\tau,x) dx'' \pm \\ \pm l(\tau) \int_{-\infty}^{\infty} X^{\mp}(h,0,x',\tau,x'') r(x'',x') dx'' + \\ + l(0) \int_{-\infty}^{\infty} X^{\mp}(h,0,x',0,x'') dx'' \int_{-\infty}^{\infty} r(x'',x'') X^{\mp}(h,0,x'',\tau,x) dx''' .$$
(10)

It is easy to notice that the system of two equations (10) comes to the much simpler equation for finding the reflection probability on the boundary of the medium when the final optical thickness is equal to zero - $\tau = 0$. Only X^- has a non-trivial physical meaning in this case and instead of two equations, one obtains:

$$[\nu(x',0) + \nu(x,0)]\rho(h,x',x) - \frac{\partial \rho}{\partial h} = l(0)r(x',x) + l(0)\int_{-\infty}^{\infty} r(x',x')\rho(h,x'',x)dx'' + l(0)\int_{-\infty}^{\infty} \rho(h,x',x'')r(x'',x)dx'' + l(0)\int_{-\infty}^{\infty} \rho(h,x',x'')r(x'',x)dx'' + l(0)\int_{-\infty}^{\infty} \rho(h,x',x'')\rho(h,x'',x)dx'' ,$$
(11)

where $\rho(h, x', x) = X^{-}(h, 0, x', 0, x)$. The equation (11) was derived taking into account the obvious identity:

$$Z^{-}(h, 0, x', 0, x) = \delta(x - x').$$
⁽¹²⁾

The equation (11) describes the simplest problem which is connected only with probabilities of photons reflection calculated on the surface of atmosphere. However, this concerns a rather wide series of problems.

One can write down the formal solution of (11) as follows:

$$p(t, x', x) = \int_{t}^{\infty} K(t, x', x) e^{-T(t, t')} dt', \qquad (13)$$

where

$$T(t, t') = \int_{t'}^{T} [v(x', t'') + v(x, t'')] dt''$$
(14)

and K(t, x', x) involves the right hand side expression in (11). So having all the necessary quantities given for the all relevant optical depths one can solve the equation (13) for chosen redistribution function. It can be done by a simple iteration method, for instance.

The second principal quantity very important for practical uses is the integral of X function:

$$R^{\mp}(h,\tau,x) = \int_{-\infty}^{\infty} X^{\mp}(h,0,x',\tau,x) dx' .$$
 (15)

Integrating the equation over the all frequencies x', one finds:

$$\pm v(x,\tau)R^{\mp}(h,\tau,x) - \frac{\partial R^{\mp}}{\partial h} = \int_{-\infty}^{\infty} v(x',0)X^{\mp}(h,0,x',\tau,x)dx' + \\ + l(0)\int_{-\infty}^{\infty} \alpha(x')G^{\mp}(h,0,x',\tau,x)dx' \pm l(\tau)\int_{-\infty}^{\infty} R^{\mp}(h,\tau,x)r(x',x)dx' + \\ + l(0)\int_{-\infty}^{\infty} R^{-}(h,0,x')dx'\int_{-\infty}^{\infty} r(x',x)X^{\mp}(h,0,x'',\tau,x)dx'',$$
(16)

where the normalization condition of the redistribution function is taken into account as well:

$$\alpha(x) = \int_{-\infty}^{\infty} r(x', x) dx'.$$
 (17)

The physical meaning of the quantities $R^{\mp}(h, \tau, x)$ is rather evident. It is easy to see that $R^{\mp}(h, \tau, x)d\tau dx$ is the probability that a photon will appear at the depth domain $\tau, \tau + \Delta \tau$, having a frequency in x, x + dx moving upwards or downwards if the semi-infinite atmosphere is illuminated by a radiation of intensity equals to 1 in all frequencies. At $\tau = 0$ one can find the value of the mentioned quantity on the boundary surface noting also that $R^{+}(h, 0, x) = 0$.

On the other hand the quantity $R^{\mp}(h, 0, x)$ could be interpreted in other way if the reciprocity principle for the ρ function is taken into account. Then, one may interpret the quantity $R^{\mp}(h, \tau, x)d\tau dx$ as a probability that a photon of frequency x incident on the boundary of semi-infinite atmosphere will be at the depth τ moving upwards (inwards). It is worth mentioning that the same principle of reciprocity for Green functions allows giving various physical explanations for quantities $R^{\mp}(h, \tau, x)d\tau dx$.

4. Intensities of the radiation field. Up to now, all our investigation concerned the probabilities of certain physical processes in a source-free medium. The quantities introduced had clearly probabilistic meaning and described only the properties of the medium. However, having all the necessary probabilities, one can describe the radiation field in an atmosphere for any distribution of primary energy sources.

Let us consider now the existence of energy sources in the atmosphere which are distributed according to some function $\varepsilon(h, \tau, x) [= \varepsilon(h+\tau, x)]$ with a time-independent behavior. Using the probabilistic meaning of Green function,

RADIATION TRANSFER

it might be seen that the expression for intensities of the radiation field at any depth τ in such an atmosphere will have the following form:

$$I^{\mp}(h,\tau,x) = \int_0^\infty d\tau' \int_{-\infty}^\infty \varepsilon(h+\tau',x') G^{\mp}(h,\tau',x',\tau,x) dx', \qquad (18)$$

where the superscript "-" and "+" again corresponds to the radiation fluxes which have outward and inward directions of motion.

Thus to obtain the equations for intensities one needs to multiply any of equations written for Green functions by $\varepsilon(h+\tau', x')d\tau'dx'$ and integrate those over all the depths and frequencies. So, various equations can be written down some combinations of which are most efficient for our purposes in further investigations. We will use here the equation (9) for obtaining the equations for intensities. As it is described above, for this purpose we are to multiply the both sides of the mentioned equation by $\varepsilon(h+\tau', x')d\tau'dx'$. Let us notice first before overall integration that the left hand side allows preliminary transformations while taking the integral over the optical depth:

$$\int_{0}^{\infty} \varepsilon(h+\tau', x') \left[\frac{\partial G^{\mp}}{\partial \tau'} - \frac{\partial G^{\mp}}{\partial h} \right] d\tau = -\varepsilon(h, x') G^{\mp}(h, 0, x', \tau, x) - \frac{\partial}{\partial \tau'} \int_{0}^{\infty} \varepsilon(h+\tau', x') G^{\mp}(h, \tau', x', \tau, x) d\tau'.$$
(19)

Here the first term in the left hand side is the integrated by parts and the obvious identity:

$$\frac{\partial \varepsilon (h + \tau', x')}{\partial h} \equiv \frac{\partial \varepsilon (h + \tau', x')}{\partial \tau'}$$
(20)

is taken into account. The overall integration of the equation (9) with the mentioned energy sources gives the following equations for the intensities:

$$\frac{\partial I^{\mp}(h,\tau,x)}{\partial h} = \pm \upsilon(x,\tau) I^{\mp}(h,\tau,x) - \int_{-\infty}^{\infty} \varepsilon(h,x') G^{\mp}(h,0,x',\tau,x) dx' \mp \\ \mp I(\tau) \int_{-\infty}^{\infty} I^{\mp}(h,\tau,x') r(x,x') dx' -$$
(21)
$$- I(0) \int_{-\infty}^{\infty} I^{-}(h,0,x') dx' \int_{-\infty}^{\infty} r(x',x'') X^{\mp}(h,0,x'',\tau,x) dx'',$$

which has a construction very similar to equation (16) written for the quantity $R^{\mp}(h, \tau, x)$. This means that the solutions of these two pairs of equations are closely related and can be expressed each by other. Moreover, in one particular case when energy sources are distributed according the law:

$$\varepsilon(\tau, x) = [1 - \lambda(\tau)]q(\tau)\alpha(x) - \beta(\tau, x), \qquad (22)$$

it can be shown that the quantities R^{\mp} and I^{\mp} are connected by a linear relation. We will not study this question in detail here and will give only the result for the surface values of the mentioned quantities:

$$I^{-}(h, 0, x) = 1 - R^{-}(h, 0, x).$$
⁽²³⁾

G.ALECIAN, H.A.HARUTYUNIAN

Generally speaking, all such properties show the same physical consequences for a photon born somewhere in the medium. In any case such a photon has only two possible ways: it will escape from its boundary or it will be "truly absorbed" transferring its energy to the medium.

Returning back to our problem, it must be mentioned that the purposes of the problem under discussion is the finding the net flux:

$$H(0, \tau, x) = I^{-}(0, \tau, x) - I^{+}(0, \tau, x).$$
(24)

So one can obtain instead of (21) a pair of equations in relation to the difference and sum of the quantities I^- and I^+ to write, for example, the formal solutions for them and find any method for numerical realization of it. The same could be done for equations (21) without any transformation.

5. Conclusion. Equations and relations obtained here generalize ones derived earlier for the homogeneous atmosphere and for comparatively simpler cases of inhomogeneous media. This research shows that the *Invariance principle* allows describing the multiple scattering of light in the media which show different types of inhomogeneity. The problem can be solved for both the general lows of the redistribution function and changing the form of inhomogeneity. A separate paper will be devoted to the numerical methods applicable for solution of this problem.

Acknowledgment. This research has been completed within the frame of the project "Abundance stratifications and stellar pulsations" funded jointly by CNRS (France) and SCS (Armenia).

ПЕРЕНОС ИЗЛУЧЕНИЯ В НЕОДНОРОДНОЙ СРЕДЕ. КОЭФФИЦИЕНТ ПОГЛОШЕНИЯ, ЗАВИСЯЩИЙ ОТ ОПТИЧЕСКОЙ ГЛУБИНЫ

Ж.АЛЕСИАН, Г.А.АРУТЮНЯН

Принцип инвариантности применен, чтобы получить уравнения для определения интенсивности поля излучения в неоднородной атмосфере. Несмотря на то, что поведение неоднородности не конкретизировано, но предполагается, что коэффициент поглошения зависит от оптической глубины. Такого типа зависимость нужна, поскольку она встречается в задаче, когда рассматривается диффузия химических элементов в атмосферах Ар-звезд. Получены соответствующие уравнения для численного решения.

Ключевые слова: перенос излучения:неоднородная среда

REFERENCES

- 1. K.S.Smith, Astrophys. Space Sci., 237, 77, 1996.
- 2. S. Chapman, T.G. Cowling, The Mathematical Theory of non-uniform Gases (3d ed.; Cambridge: Cambridge University Press), 1970.
- 3. L.H.Aller, S. Chapman, Astrophys. J., 132, 461, 1960.
- 4. G.Michaud, Astrophys. J., 160, 641, 1970.
- 5. S. Turcotte, J. Richer, G. Michaud, Astrophys. J., 504, 559, 1998.
- 6. G.Alecian, M.J.Stift, E.A.Dorfi, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 2011(in press).
- 7. G.Alecian, Contributions of the Astronomical Observatory Skalnate Pleso, 27, 290, 1998.
- 8. G.Alecian, R. Grappin, Astron. Astrophys., 140, 159, 1984.
- 9. V.V.Sobolev, E.G.Yanovitskij, in "Problems of Physics and Evolution of the Universe", ed. L.V.Mirzoyan, Yerevan, p.370, 1978.
- 10. E.G. Yanovitskij, Light Scattering in Inhomogeneous Atmospheres, Springer, 1997.
- 11. V.V.Sobolev, in "Principlle of Invariance and its Applications", eds. M.A.Mnatsakanian and H.V.Pickichian, Yerevan, p.53, 1989.
- 12. H.A. Harutyunian, Astrofizika, 23, 373, 1985.
- 13. V.V.Sobolev, Transfer of Radiative Energy in the Atmospheres of Stars and Planets, Moscow, 1956.
- 14. S. Chandrasekhar, Radiative Transfer, Clarendon Press, Oxford, 1950.
- 15. Principlle of Invariance and its Applications, eds. M.A.Mnatsakanian and H.V.Pickichian, Yerevan, 1989.
- 16. D. Hummer, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 125, 21, 1962.
- 17. D.Mihalas, Stellar Atmospheres, W.H.Freeman & Co, San Francisco, 1978. 18. H.A.Harutyunian, A.G.Nikoghossian, JQSRT, 19, 135, 1978.
- 18. H.A. Hurulyuniun, A. O. Nikognossiun, JQSK1, 19, 155, 1976.
- H.A.Harutyunian, Reports of the SU Academy of Sciences (DAN SSSR), 321, 285, 1991.

АСТРОФИЗИКА

МАЙ, 2012

TOM 55

выпуск 2

РЕШЕНИЕ ЛИНЕЙНЫХ ЗАДАЧ ПЕРЕНОСА ИЗЛУЧЕНИЯ В ПЛОСКОПАРАЛЛЕЛЬНОЙ АТМОСФЕРЕ. II

А.Г.НИКОГОСЯН Поступила 18 января 2012

В работе описывается новая возможность, позволяющая свести линейные задачи переноса излучения в плоскопараллельной неоднородной атмосфере к решению задач с начальными условиями. Показывается, что в общем случае для нахождения как внешнего, так и внутреннего поля излучения достаточно решить две такие задачи для дифференциальных уравнений. С этой целью применяется метод инвариантного погружения. Рассматриваются как одномерная, так и трехмерная задачи диффузного огражения и пропускания для семейства сред различных оптических толщин. Предлагаемый подход применяется также для получения решения задачи переноса излучения в трехмерных неоднородных атмосферах, содержащих источники энергии. Приводятся результаты численных расчетов.

Ключевые слова: перенос излучения:трехмерная среда:дифференциальные уравнения с начальными условиями

1. Введение. В первой части работы [1] (далее H1) был показан путь, позволяющий свести задачи переноса излучения в неоднородной атмосфере к решению более простых и удобных для вычислений задач с начальными условиями. Идея заключалась в том, что вначале находятся коэффициенты отражения и пропускания для семейства атмосфер с различными оптическими толщинами, после чего определяется поле излучения внутри среды. Важную роль в методе играло введение в рассмотрение функции $P(\tau_0)$ (или матрицы $P(\tau_0)$ - в случае некогерентного рассеяния), обратной коэффициенту прохождения. Для нее было получено и решено отдельное уравнение В матричном случае это позволяло избежать трудностей, связанных с многократным обращением матрицы $Q(\tau_0)$. Здесь более подробно остановимся на другой возможности, указанной в конце предыдущей части работы. При этом мы вновь начнем с рассмотрения задачи переноса излучения в неоднородной одномерной среде и только после этого покажем каким образом описываемый подход может быть применен в случае трехмерной среды.

2. Задача о некогерентном рассеянии в неоднородной одномерной атмосфере. Рассмотрим атмосферу конечной оптической толшины τ_0 , в которой рассеяние внутри линии происходит с полным перераспределением по частотам. Тогда уравнение (37Н1) для коэффициента отражения $r(x', x, \tau_0)$ (напомним, что такое обозначение относится к случаю, когда квант частоты х падает на среду со стороны границы то, как это показано на верхнем чертеже рис.1) перепишется в виде

$$\frac{dr}{d\tau_0} = -[\alpha(x) + \alpha(x')]r(x', x, \tau_0) + \frac{\widetilde{\lambda}(\tau_0)}{2}\varphi(x, \tau_0)\varphi(x', \tau_0)$$
(1)

гле

$$\varphi(x,\tau_0) = \alpha(x) + \int_{-\infty}^{\infty} r(x,x',\tau_0)\alpha(x')dx'$$
(2)

и $\tilde{\lambda}(\tau_0) = A \lambda(\tau_0)$. В данной работе в численных расчетах мы ограничимся рассмотрением доплеровского уширения линии, при котором профиль коэффициента поглошения $\alpha(x) = \exp(-x^2)$ и нормировочный множитель $A = 1/\sqrt{\pi}$. В качестве начального условия имеем r(x', x, 0) = 0. При





численном решении отмеченные в Н1 достоинства скалярного аналога уравнения (1) сохраняются и в данном более общем случае. Вычисления методом Рунге-Кутта четвертого порядка показывают достаточно высокую точность вплоть до толщин, при которых искомая функция достигает своего асимптотического значения.

При нахождении коэффициента пропускания $q(x', x, \tau_0)$ выделим, как это обычно делается, его диффузную составляющую $\sigma(x', x, \tau_0)$ так, что

$$q(x', x, \tau_0) = \delta(x - x') \exp[-\alpha(x)\tau_0] + \sigma(x', x, \tau_0), \qquad (3)$$

где δ есть δ -функция Дирака. Описанная в Н1 процедура инвариантного погружения, связанная с вариацией оптической толщины то, позволяет написать

$$\frac{d\sigma}{d\tau_0} = -\alpha(x)\sigma(x', x, \tau_0) + \frac{\widetilde{\lambda}(\tau_0)}{2}\phi(x, \tau_0)\psi(x', \tau_0), \qquad (4)$$

гле

$$\psi(x',\tau_0) = \int_{-\infty}^{\infty} q(x',x'',\tau_0)\alpha(x'')dx'' = \exp[-\alpha(x)\tau_0] + \int_{-\infty}^{\infty} \sigma(x',x'',\tau_0)\alpha(x'')dx'', (5)$$

На данном этапе важно заметить, что после определения коэффициентов отражения и пропускания поле излучения внутри среды, вообще говоря, можно определить путем решения обычной системы уравнений переноса для функций U и V с заданными, однако теперь, начальными условиями. Выбранный нами подход более прост и позволяет обойтись без решения уравнения (4). Чтобы показать это, обратимся к вопросу о нахождении величины $U(x', \tau; x, \tau_0)$, представляющей собою вероятность пролета на глубине τ кванта с частотой, заключенной в интервале (x', x'+dx'). Как и в случае коэффициента пропускания, выделим ее диффузную составляющую $u(x', \tau; x, \tau_0)$ так, что

$$U(x', \tau; x, \tau_0) = \delta(x - x') \exp[-\alpha(x)(\tau_0 - \tau)] + u(x', \tau; x, \tau_0).$$
 (6)

Используемый нами подход инвариантного погружения приводит к следующему уравнению для функции $u(x', \tau; x, \tau_0)$,

$$\frac{du}{d\tau_0} = -\alpha(x)u(x',\tau;x,\tau_0) + \frac{\lambda(\tau_0)}{2}\varphi(x,\tau_0)\Psi(x',\tau,\tau_0),$$
(7)

причем

$$\Psi(x', \tau, \tau_0) = \int_{-\infty}^{\infty} U(x', \tau; x'', \tau_0) \alpha(x'') dx'' = \exp[-\alpha(x)(\tau_0 - \tau)] + \int_{-\infty}^{\infty} u(x', \tau; x'', \tau_0) \alpha(x'') dx''.$$
(8)

Уравнение (8) удовлетворяет начальному условию $u(x', \tau; x, \tau) = 0$. Исходя из физического смысла рассматриваемых величин легко заключить, что $u(x', 0; x, \tau_0) = \sigma(x', x, \tau_0)$, поэтому, решая уравнение (7), мы находим, в частности, и коэффициент пропускания среды $q(x', x, \tau_0)$. Ниже мы убелимся, что решение двух интегродифференциальных уравнений (1) и (7) достаточно для определения всех величин, описывающих диффузное отражение и пропускание плоскопараллельных неоднородных атмосфер различных оптических толщин. Здесь же пока заметим, что уравнение (7) позволяет найти интенсивность излучения на глубине с координатой τ для семейства сред с $\tau_0 \ge \tau$. Если же задаться целью найти интенсивность излучения на разных глубинах для атмосферы фиксированной толщины, то для этого, как было указано выше, достаточно обратиться к обычному уравнению переноса, которое записывается в виде

$$\frac{du}{d\tau} = \alpha(x')u(x',\tau;x,\tau_0) - \frac{\widetilde{\lambda}(\tau_0)}{2}\alpha(x')\int_{-\infty}^{\infty} \phi(x'',\tau)U(x'',\tau;x,\tau_0)dx'', \qquad (9)$$

однако с условием $u(x', 0; x, \tau_0) = \sigma(x', x, \tau_0).$

Знание величины U позволяет определить интенсивность излучения в обратном направлении по формуле

$$V(x', \tau; x, \tau_0) = \int_{-\infty}^{\infty} r(x', x'', \tau) U(x'', \tau; x, \tau_0) dx'', \qquad (10)$$

завершая тем самым решение задачи о нахождении поля излучения внутри среды.

До сих пор мы рассматривали случай, когда среда освещается со стороны границы $\tau = \tau_0$. Допустим теперь, что среда освещается с противоположной стороны и покажем, что найденные выше величины *r* и *u* полностью определяют оптические характеристики и поле излучения внутри среды и в этом случае (величины, относящиеся к данному случаю, сверху будут снабжаться чертой). Так, например, упомянутая выше процедура, связанная с вариацией толщины атмосферы, приводит к следующему уравнению для коэффициента отражения $\bar{r}(x', x, \tau_0)$ (см. нижний чертеж на рис.1)

$$\frac{d\bar{r}}{d\tau_0} = \frac{\bar{\lambda}(\tau_0)}{2} \psi(x,\tau_0) \psi(x',\tau_0)$$
(11)

с условием $\bar{r}(x', x, 0) = 0$. При выводе данного уравнения было учтено, что $\bar{q}(x', x, \tau_0) = q(x, x', \tau_0)$, выражающее свойство обратимости оптических явлений (см. также [2]). Мы видим, что поскольку коэффициент пропускания был определен выше, то правая часть уравнения (11) является известной и потому его решение равносильно вычислению обычного интеграла. Однако здесь также, как и выше при определении коэффициента пропускания, можно обойтись без обрашения к уравнению (11). Действительно, для функции $\overline{V}(x', \tau; x, \tau_0)$ нетрудно получить

$$\frac{dV}{d\tau_0} = \frac{\lambda(\tau_0)}{2} \Psi(x', \tau, \tau_0) \psi(x, \tau_0)$$
(12)

с начальным условием $\overline{V}(x', \tau; x, \tau) = 0$. Положение дел в данном случае аналогично тому, что имело место в случае уравнения (7). После определения коэффициента отражения и функции U вопрос о нахождении величины \overline{V} сводится к вычислению интеграла

$$\overline{\mathcal{V}}(x',\tau;x,\tau_0) = \frac{1}{2} \int_{\tau}^{\tau_0} \widetilde{\lambda}(t) \Psi(x',\tau,t) \psi(x,t) dt .$$
(13)

Более того, очевидно, что уравнение (11) является частным случаем уравнения (13), когда $\tau = 0$. Что касается величины \overline{U} , то ее диффузная составляющая $\overline{u}(x', \tau; x, \tau_0)$

$$\overline{U}(x',\tau;x,\tau_0) = \delta(x-x')\exp[-\alpha(x)\tau] + \overline{u}(x',\tau;x,\tau_0), \qquad (14)$$

связана с найденной выше величиной $V(x', \tau; x, \tau_0)$ простым соотношением

$$\overline{u}(x',\tau;x,\tau_0) = \psi(x,\tau) + \int_{-\infty}^{\infty} r(x',x'',\tau) \overline{V}(x'',\tau;x,\tau_0) dx'', \qquad (15)$$

обладающей очевидным физическим смыслом.

Таким образом мы нашли последнюю из величин, определяющих поле излучения в задаче о диффузном отражении и пропускании неоднородной атмосферой конечной толшины. Мы видим, что знание величин, описываюших диффузию излучения в среде при ее освещении с одной стороны является достаточным для определения тех же величин при ее освещении с обратной стороны. Далее, мы убедились, что все интересующие нас величины легко могут быть вычислены, если только решены уравнения (1) для одного из коэффициентов отражения и (7) - для функции и. В обоих случаях мы имеем дело с задачами с начальными условиями (задачи Коши). Все остальные величины задаются в явном виде соотношениями (10), (13) и (15) и легко вычисляются.

Для иллюстрации полученных результатов на рис.2 приводятся профили коэффициентов отражения и пропускания для семейства неоднородных атмосфер различных толщин, если на них падает излучение в непрерывном



Рис.2. Профили коэффициентов отражения и пропускания для неоднородных атмосфер различных оптических толшин при освещении их излучением в непрерывном спектре единичной интенсивности. Предполагается, что диффузия излучения происходит с полным перераспределением по частотам. Значения оптических толщин приводятся на рис.2а.

спектре единичной интенсивности. Расчеты относятся к случаю, когда коэффициент рассеяния меняется с глубиной по закону $\lambda(\tau) = [1 + \exp(-\tau)]^{-1}$. Такой выбор обусловлен большей наглядностью при иллюстрации поведения исследуемых величин. Рис.2а, b позволяют проследить, в какой мере эффект неоднородности проявляется для атмосфер различных оптических толшин. На рис.3, 4 показана эволюция профилей величин, описывающих поле излучения внутри неоднородной атмосферы толшины $\tau_0 = 3$ в двух разобранных нами случаях, соответствующих освещению той или иной границы сред. Новых обозначений для всех профилей на рис.2-4 мы не вводим: за ними сохраняются обозначения интегрируемых величин, но с меньшим количеством аргументов, что не должно привести к недоразумениям.

А.Г.НИКОГОСЯН



Все расчеты проведены для полного перераспределения по частотам.

Рис.3. Профили величин, описывающих поле излучения внутри неоднородной атмосферы толшины $\tau_0 = 3$, когда граница $\tau = \tau_0$ освещается излучением в непрерывном спектре единичной интенсивности.



Рис.4. То же самое, что на рис.3. при освещении границы 0.

3. Трехмерная неоднородная атмосфера. Подход, описанный в предыдущем разделе, естественным образом обобщается на случай трехмерной атмосферы. Рассмотрим задачу о диффузном отражении и пропускании монохроматического излучения для плоскопараллельной конечной атмосферы. Для простоты допустим, что рассеяние является изотропным. Как и выше, начнем с определения глобальных величин, характеризующих оптические свойства среды при освещении со стороны границы $\tau = \tau_0$ (см. рис.5). Для коэффициента отражения от границы $\tau = \tau_0$ введем обозначение $\rho(\eta, \xi, \tau_0)$, где ξ - определяет угол падения, а η - угол отражения (углы



Рис.5. Схематическое изображение переноса излучения в трехмерной атмосфере при ее освещении со стороны границы τ_0 .

отсчитываются от направления внешней нормали к границе $\tau = \tau_0$). Он вводится таким образом, что вероятностным смыслом обладает величина $\rho(\eta, \xi, \tau_0)/\xi$. Как известно [3,4], функция ρ удовлетворяет уравнению

$$\frac{d\rho}{d\tau_0} = -\left(\frac{1}{\eta} + \frac{1}{\xi}\right)\rho(\eta, \xi, \tau_0) + \frac{\lambda(\tau_0)}{2}\phi(\eta, \tau_0)\phi(\xi, \tau_0), \qquad (16)$$

где

$$p(\eta, \tau_0) = 1 + \int_{-\infty}^{\infty} \rho(\eta, \eta', \tau_0) \frac{d\eta'}{\eta'}$$
(17)

и $\rho(\eta, \xi, 0) = 0$.

Перейдя к коэффициенту пропускания $q(\eta, \xi, \tau)$, введем для его диффузной составляющей обозначение $\sigma(\eta, \xi, \tau)$ так, что

$$q(\eta, \xi, \tau_0) = \xi \delta(\eta - \xi) \exp[-\tau_0/\xi] + \sigma(\eta, \xi, \tau_0).$$
(18)

Известно [3,4], что функция о удовлетворяет уравнению

$$\frac{d\sigma}{d\tau_0} = -\frac{1}{\xi}\sigma(\eta,\xi,\tau_0) + \frac{\lambda(\tau_0)}{2}\psi(\eta,\tau_0)\phi(\xi,\tau_0), \qquad (19)$$

где

$$\psi(\eta, \tau_0) = \int_0^1 q(\eta, \eta', \tau_0) \frac{d\eta'}{\eta'} = \exp\left(-\frac{\tau_0}{\eta}\right) + \int_0^1 \sigma(\eta, \eta', \tau_0) \frac{d\eta'}{\eta'}$$
(20)

и в качестве начального условия имеем $\sigma(\eta, \xi, 0) = 0$.

Оба уравнения, (16) и (18), получаются той же процедурой инвариантного погружения прибавлением к границе бесконечно тонкого слоя с дальнейшим переходом к пределу, когда его толщина стремится к нулю. Аналогичным образом выводятся уравнения для величин, описывающих поле излучения внутри среды. Если для диффузной составляющей величины $U(\eta, \tau; \xi, \tau_0)$ (рис.5) ввести обозначение $u(\eta, \tau; \xi, \tau_0)$ так, что

А.Г.НИКОГОСЯН

$$U(\eta, \tau; \xi, \tau_0) = \xi \delta(\eta - \xi) \exp\left[-\frac{\tau_0 - \tau}{\xi}\right] + u(\eta, \tau; \xi, \tau_0), \qquad (21)$$

то можно написать

$$\frac{du}{d\tau_0} = -\frac{1}{\xi} u(\eta, \tau; \xi, \tau_0) + \frac{\lambda(\tau_0)}{2} \Psi(\eta, \tau, \tau_0) \varphi(\xi, \tau_0), \qquad (22)$$

где

$$\Psi(\eta, \tau, \tau_0) = \int_0^1 U(\eta, \tau; \eta', \tau_0) \frac{d\eta'}{\eta'} = \exp\left(-\frac{\tau_0 - \tau}{\eta}\right) + \int_0^1 u(\eta, \tau; \eta', \tau_0) \frac{d\eta'}{\eta'}, \quad (23)$$

и начальное условие $u(\eta, \tau; \xi, \tau) = \delta(\eta - \xi)$. Очевидно, что $u(\eta, 0; \xi, \tau_0) = \sigma(\eta, \xi, \tau_0)$ и $\Psi(\eta, 0, \tau_0) = \psi(\eta, \tau_0)$. Первое из этих соотношений указывает на то, что для достижения поставленной нами цели нет необходимости решения уравнения (19), поскольку, как и в рассмотренной выше задаче, знание функций $\rho(\eta, \xi, \tau_0)$ и $u(\eta, \tau; \xi, \tau_0)$ достаточно для определения всех остальных представляющих интерес величин. И только в случае, если необходимо определить функцию $u(\eta, \tau; \xi, \tau_0)$ для различных глубин в атмосфере наперед заданной оптической толщины (а не для семейства атмосфер), другими словами, при решении обычных уравнений переноса, знание коэффициента пропускания позволит свести вопрос об определении указанной величины к задаче с начальными условиями. Как легко видеть, аналогия с рассмотренной выше задачей полная.

После определения $u(\eta, \tau; \xi, \tau_0)$, на основе простых физических рассуждений находим

$$V(\eta, \tau; \xi, \tau_0) = \rho(\eta, \xi, \tau) \exp\left[-\frac{\tau_0 - \tau}{\xi}\right] + \int_0^1 \rho(\eta, \eta', \tau) u(\eta', \tau; \xi, \tau_0) \frac{d'\eta'}{\eta'}.$$
 (24)

Наконец перейдем к случаю, когда среда освещается со стороны границы $\tau = 0$. Как и выше, соответствующие величины сверху будут снабжаться чертой. Рассуждения, на основе которых получаются уравнения для этих величин идентичны тем, проведенным при изложении одномерной задачи, поэтому, опуская их, приведем лишь окончательные результаты. Коэффициент отражения $\overline{\rho}(\eta, \xi, \tau_0)$ удовлетворяет уравнению

$$\frac{d\,\overline{\rho}}{d\,\tau_0} = \frac{\lambda(\tau_0)}{2}\psi(\eta,\tau_0)\phi(\xi,\tau_0), \qquad (25)$$

с очевидным начальным условием $\overline{\rho}(\eta, \xi, 0) = 0$. Что касается коэффициента пропускания, то $\overline{q}(\eta, \xi, \tau_0) = q(\xi, \eta, \tau_0)$. Величины, описывающие поле излучения внутри среды, определяются решением уравнения

$$\frac{dV}{d\tau_0} = \frac{\lambda(\tau_0)}{2} \Psi(\eta, \tau, \tau_0) \Psi(\xi, \tau_0)$$
(26)

с начальным условием $\overline{V}(\eta, \tau; \xi, \tau) = 0$, после чего находим $\overline{U}(\eta, \tau; \xi, \tau_0)$ из соотношения

$$\overline{U}(\eta, \tau; \xi, \tau_0) = \psi(\xi, \tau) + \int_0^{\tau} \rho(\eta, \eta', \tau) \overline{V}(\eta', \tau; \xi, \tau_0) \frac{d\eta'}{\eta'}.$$
 (27)

В качестве иллюстрации приведем некоторые результаты численных расчетов, даюшие представление о специфике переноса излучения в неоднородной атмосфере. Рассмотрим, например, случай, когда среда освешается изотропным излучением единичной интенсивности. Нас интересует угловое распределение интенсивности как выходяшего излучения, так и излучения внутри атмосферы. Оно может быть найдено простым интегрированием соответствующей величины по углу падения и делением на η . Например, для углового распределения интенсивности излучения, отраженного от границы τ_0 , имеем

$$I(\tau_{0}, \eta, \tau_{0}) = \int_{0}^{1} \rho(\eta, \xi, \tau_{0}) \frac{d\xi}{\eta}, \quad I(0, \eta, \tau_{0}) = \int_{0}^{1} q(\eta, \xi, \tau_{0}) \frac{d\xi}{\eta}.$$
 (28)

Аналогичным образом определяется угловое распределение остальных величин. На рис.6 изображены такие распределения для отраженного и пропушенного излучения для атмосфер различных оптических толщин при $\lambda(\tau) = [1 + \exp(-\tau)]^{-1}$. Левый рисунок относится к случаю, когда освещается граница $\tau = 0$ среды, а правый - если среда освещается с противоположной стороны. Поэтому коэффициенты отражения изображены соответственно: слева - на левом рисунке и справа - на правом рисунке. В противоположных половинах рисунков показаны коэффициенты пропускания. Горизонтальная ось выбрана по направлению нормалей к границам среды. Бросается в глаза различие между величинами и угловыми



Рис.6. Угловое распределение излучения, отраженного и пропушенного неоднородными атмосферами различных оптических толщин при освещении их изотропным излучением единичной интенсивности. Сплошные линии соответствуют значению оптической толщины, равному 0.5, кружочками снабжены кривые для $\tau_0 = 1$, треугольниками - $\tau_0 = 2$, крестиками - $\tau_n = 3$.

А.Г.НИКОГОСЯН

распределениями излучения, отраженного от двух границ среды. Как и следовало ожидать, величина отраженного излучения больше для границы τ_0 , на которой значение коэффициента рассеяния ближе к единице. С другой стороны, несмотря на то, что на обоих границах интенсивность отраженного излучения возрастает с увеличением угла по отношению к нормали, однако поведение указанных распределений различается: в случае границы $\tau = 0$ оно слабее зависит от оптической толшины среды. Важно также отметить, что большая часть излучения, пропущенного средой, наоборот, сосредоточена на углах, близких к нормали.

На рис.7, 8 изображены угловые распределения поля излучения в атмосфере оптической толщины т₀ = 3 при освещении каждой из двух ее границ

$$I^{+}(\eta, \tau, \tau_{0}) = \int_{0}^{1} U(\eta, \tau; \xi, \tau_{0}) \frac{d\xi}{\eta}, \quad I^{-}(\eta, \tau, \tau_{0}) = \int_{0}^{1} V(\eta, \tau; \xi, \tau_{0}) \frac{d\xi}{\eta}.$$
 (29)

Одноименные величины при освещении границы $\tau = 0$, как и выше,



Рис.7. Изменение с глубиной углового распределения излучения внутри неоднородной атмосферы с толшиной $\tau_0 = 3$ при освещении се границы $\tau = \tau_0$ изотропным излучением единичной интенсивности. В правом верхнем углу даются значения оптических глубин.



Рис.8. То же самое, что на рис.7, когда освешается граница т = 0 среды.

снабжаются сверху чертой.

Следует отметить, что если учесть принцип обратимости оптических явлений, то рассмотренным распределениям можно приписать также другой физический смысл, Например, $I(\tau_0, \eta, \tau_0)$ можно интерпретировать как вероятность того, что квант, падающий на среду под углом η , отразится от нее. Подобным образом, величина $I^+(\eta, \tau, \tau_0)$ равна вероятности выхода кванта, летящего на глубине τ в направлении η , через границу τ_0 среды.

4. Внутренние источники энергии. В настоящем разделе мы покажем, что после решения задачи диффузного отражения и пропускания. сушественным образом упрошается решение другой стандартной и весьма важной для астрофизики задачи о свечении атмосферы, которая содержит первичные источники энергии. В реальности, как правило, приходится сталкиваться с необходимостью учитывать неоднородности в распределении различных физических величин, способных повлиять на наблюдаемые спектры. К числу таких величин относится мощность излучения внутренних источников энергии, которая задается величиной тех или иных термодинамических параметров и, вообще говоря, распределена в среде неравномерно. Поэтому, учитывая изменения в среде коэффициента излучения, естественным образом возникает задача о выявлении эффектов неоднородного распределения внутренних источников энергии. Здесь мы ограничимся рассмотрением случая, когда мощность указанных источников зависит лишь от оптической глубины, хотя интересующемуся читателю будет нетрудно в нижеприводимых уравнениях внести незначительные изменения с тем, чтобы учесть также и зависимость от угла.

Итак, пусть имеется трехмерная атмосфера, в которой источники энергии распределены по закону $B(\tau)$. Обозначим через $I_1(\tau_b \tau_0)$ и $I_2(\tau_b \tau_0)$ интенсивности излучения, выходяшего из среды соответственно через границы $\tau = 0$ и $\tau = \tau_0$. Подход, применяемый в работе, позволяет свести вопрос о нахождении $I_1(\tau_b, \tau_0)$ к решению следующего уравнения

$$\frac{dI_1}{d\tau_0} = -\frac{1}{\eta} I_1(\eta, \tau_0) + \varphi(\eta, \tau_0) \left[B(\tau_0) + \frac{\lambda(\tau_0)}{2} \int_0^1 I_1(\eta', \tau_0) d\eta' \right]$$
(30)

с начальным условием $I_1(\eta, 0) = 0$. Поскольку функцию $\varphi(\eta, \tau_0)$ можно считать известной, то при заданном $B(\tau)$ искомая интенсивность легко вычисляется одним из известных методов. После определения $I_1(\eta, \tau_0)$ интенсивность излучения, выходящего из границы $\tau = 0$, находится из

$$\frac{dI_2}{d\tau_0} = B(\tau_0)\psi(\eta,\tau_0) + \frac{\lambda(\tau_0)}{2} \int_0^1 q(\eta,\eta',\tau_0) I_1(\eta',\tau_0) d\eta', \qquad (31)$$

причем $I_2(\eta, 0) = 0$ и поскольку правую часть (31) можно считать известной, то вопрос сводится к вычислению обычного интеграла.

А.Г.НИКОГОСЯН

Перейдем теперь к задаче об определении поля излучения внутри атмосферы. С этой целью введем обозначение $I^+(\eta, \tau, \tau_0)$ для интенсивности излучения на оптической глубине т в направлении границы τ_0 с углом, определяемым η и отсчитываемым по отношению к нормали к указанной границе. Аналогичную интенсивность в направлении границы $\tau = 0$ обозначим через $I^-(\eta, \tau, \tau_0)$, причем здесь η относится к углу, отсчитываемому от нормали к границе $\tau = 0$. Обычная процедура инвариантного погружения для определения этой величины дает

$$\frac{dI^{-}}{d\tau_{0}} = B(\tau_{0})\Psi(\eta, \tau, \tau_{0}) + \frac{\lambda(\tau_{0})}{2}\int_{0}^{1} U(\eta, \eta', \tau_{0})I_{1}(\eta', \tau_{0})d\eta'.$$
(32)

Уравнение (32) удовлетворяет начальному условию $I^-(\eta, \tau, \tau) = 0$. Снова можно заметить, что после решения задачи без источников и определения функции $I_1(\eta, \tau_0)$, правая часть (32) оказывается известной и потому на самом деле вопрос заключается в вычислении обычного интеграла. Следует также обратить внимание на тот факт, что уравнение (30) является частным случаем уравнения (32), когда $\tau = 0$. Знание $I^-(\eta, \tau, \tau_0)$ позволяет легко найти последнюю из интересующих нас величин, а именно - $I^+(\eta, \tau, \tau_0)$, ввиду того, что они связаны простым соотношением, имеющим очевидный физический смысл.

$$I^{+}(\eta, \tau, \tau_{0}) = \int_{0}^{1} \rho(\eta, \eta', \tau) I^{-}(\eta', \tau, \tau_{0}) d\eta' + I_{1}(\eta, \tau).$$
(33)

Таким образом, можно заключить, что решение рассмотренной в предыдушем разделе задачи о диффузном отражении и пропускании является существенным подспорьем для решения задачи о переносе излучения в атмосфере, содержашей источники энергии. По сути дела, вопрос сводится к решению нового уравнения (30). Напомним в заключение, что использованный нами подход дает решение задачи для семейства атмосфер с разными оптическими толшинами.

5. Заключительные замечания. В данной работе мы показали, каким образом могут быть преодолены трудности, связанные с расчетом поля излучения в неоднородных атмосферах с плоскопараллельной геометрией. Предполагалось, что неоднородность среды обусловлена зависимостью коэффициента рассеяния от оптической глубины. Однако нетрудно понять, что данный подход может быть применен в задачах при более общей постановке, когда принимается в расчет зависимость от глубины любых других параметров, определяющих элементарный процесс рассеяния и поглошения (профиль коэффициента поглощения, индикатриса рассеяния или закон перераспределения излучения по частотам, параметры, выражающие роль поглощения в непрерывном спектре, поляризацию излучения и т.д.). В классической теории переноса излучения чаще всего учитывается изменение

ЛИНЕЙНЫЕ ЗАДАЧИ ПЕРЕНОСА ИЗЛУЧЕНИЯ. II 305

с глубиной мошности первичных источников энергии, обусловленное изменением в среде значений характерных термодинамических величин. Вместе с тем те или иные из перечисленных выше параметров, в числе которых и вероятность переизлучения кванта при элементарном акте рассеяния, считаются обычно постоянными, в противоречии с реальной физической картиной. Так, например, наличие градиентов температуры и плотности в звездных атмосферах диктует необходимость учитывать весьма сложный характер изменения с глубиной некоторых из указанных величин [5].

Достоинство подхода, при котором предварительно определяются глобальные оптические характеристики поглощающей и рассеивающей атмосферы, проявляются особенно наглядно при рассмотрении скалярной задачи переноса излучения в одномерной среде. Как было показано в первой части работы, такая задача сводится к решению лишь одного легко разрешаемого обыкновенного дифференциального уравнения с начальными условиями для коэффициента отражения, после чего все остальные, представляющие интерес величины находятся явным образом. В более общем векторно-матричном случае или в трехмерной задаче вопрос сводится к решению уже двух интегродифференциальных уравнений, ((1),(7) и (16),(22), соответственно для функции отражения и функции и) с начальными условиями. Что касается остальных величин, то они определяются вычислением обычных интегралов.

Описанный в данной работе подход основывается на очевидных физических соображениях и потому нагляден и прост в применении. Этим он выгодно отличается, например, от подхода, основанного на физически немотивированном преобразовании Риккати, развитого в [6] (см. также [7]). В скалярном случае основное уравнение для коэффициента отражения обладает легко проверяемым свойством численной устойчивости. Сложнее обстоит дело в векторно-матричном случае, в особенности, когда рассматриваются трехмерные задачи [8]).

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

SOLUTION OF LINEAR RADIATION TRANSFER PROBLEMS IN PLANE-PARALLEL ATMOSPHERE. II

A.G.NIKOGHOSSIAN

The paper describes an alternative possibility of reducing the linear problems of the radiation transfer in plane-parallel atmospheres to solving the initial-

А.Г.НИКОГОСЯН

value problems. It is shown that solution of two this type of differential equations is sufficient to find the internal and external fields of radiation. To this end, the method of invariance imbedding is applied. Both the one- and three-dimensional problems of diffuse reflection and transmission are considered for a family of media with different optical thicknesses. The approach is used also in solving the problem of radiation transfer in three-dimensional inhomogeneous atomspheres which contain the energy sources. The results of numerical calculations are presented.

Key words: radiation transfer:three-dimensional medium:initial-value differential equations

ЛИТЕРАТУРА

- 1. А.Г.Никогосян, Астрофизика, 54, 617, 2011 (Н1).
- 2. A.G. Nikoghossian, Astron. Astrophys., 422, 1059, 2004.
- 3. С. Чандрасекар, Перенос лучистой энергии, М., ИЛ, 1953.
- 4. В.В.Соболев, Перенос излучения в атмосферах звезд и планет, М., Гостехиздат, 1956.
- 5. R.G.Athay, Radiation Transport in Spectral Lines, D. Reidel, Dordrecht, 1972.
- 6. G.B.Rybicki, P.D.Usher, Astrophys. J., 146, 371, 1966.
- 7. D.Mihalas, Stellar Atmospheres, Freeman, San-Francisco, 1978.
- 8. R. Bellman, Stability Theory of Differential Equations, McGraw-Hill Book Comp. NY, 1953.

АСТРОФИЗИКА

TOM 55

МАЙ, 2012

ВЫПУСК 2

ТОЧЕЧНЫЙ ИСТОЧНИК СВЕТА В ЦЕНТРЕ ОДНОРОДНОГО ШАРА И В БЕСКОНЕЧНОЙ СРЕДЕ

А.Г.БАРСЕГЯН, В.В.ТЕР-АВЕТИСЯН Поступила 19 декабря 2011 Принята к печати 4 апреля 2012

Излагается метод решения интегрального уравнения переноса в бесконечой среде и в однородном шаре, в центре которого находится точечный источник. Рассеяние считается изотропным и когерентным. Применяется функция Амбарцумяна для полубесконечной среды. Устраняется неинтегрируемая особенность функции первичного источника.

Ключевые слова: интегральное уравнение:факторизация:точечный источник света:изотропное и когерентное рассеяние: функция Амбариумяна:метод дискретных ординат

1. Введение. Задача многократного рассеяния излучения в однородном шаре, в центре которого находится точечный источник, относится к известным задачам теории переноса. Среди астрофизических применений этой задачи видное место занимает модельная задача свечения сферической туманности с центральной звездой (см. [1]).

В настоящей работе мы ограничимся рассмотрением случая изотропного и когерентного рассеяния. Тогда функция источника S зависит только от оптического расстояния т переменной точки от центра шара и имеет вид:

$$S(\tau)=\frac{\lambda A}{\tau}H(\tau),$$

где функция *H* удовлетворяет следующему интегральному уравнению свертки на конечном промежутке с суммарно-разностным ядром (см. [1]):

$$H(\tau) = g(\tau) + \frac{\lambda}{2} \int_0^R (E_1(|\tau - t|) - E_1(\tau + t)) H(t) dt, \tau > 0.$$
 (1)

Здесь $R < \infty$ - оптический радиус шара (туманности); $\lambda \in (0, 1]$ - вероятность выживания кванта при элементарном акте рассеяния, а E_1 - интегрально-показательная функция:

$$E_1(\tau) = \int_1^\infty \frac{e^{-\tau s}}{s} ds , \quad \tau > 0 .$$

Свободный член

$$g(\tau) = \frac{e^{-\tau}}{\tau} \tag{2}$$

обусловлен однократно рассеянным излучением от первичного δ -образного источника.

Уравнение (1) при $R = \infty$ соответствует задаче о точечном источнике в бесконечной среде.

Трудности, связанные с решением уравнения (1) при $R < \infty$, в основном обусловлены его следующими двумя особенностями:

а) Хорошо известно, что решение уравнения переноса на конечном промежутке существенно сложнее решения аналогичного уравнения для полупространства или пространства. К тому же, в (1), кроме разностного ядра, участвует второе (хоть и менее проблематичное) ганкелево ядро, зависящее от суммы аргументов.

6) Свободный член (2) уравнения (1) не является интегрируемой функцией в окрестности точки $\tau = 0$: $\int_0^R \frac{e^{-\tau}}{\tau} d\tau = \infty$ при произвольном R > 0. По этой причине прямое применение к (1) известных конструкций теории интегральных уравнений свертки невозможно из-за возникновения расходящихся интегралов. Заметим, что в случае конечного промежутка (0, *R*) класс (абсолютно) интегрируемых функций практически является наиболее широким классом, в котором рассматривается интегральный оператор K_R с ядром $E_1(\tau - t)$.

Одним из способов устранения отмеченной сингулярности свободного члена является выделение неинтегрируемой части функции *Н* путем ее представления в виде

$$H(\tau) = \frac{e^{-\tau}}{\tau} + f(\tau), \quad f \ge 0.$$
(3)

Формула (3) согласуется с формулой (32.38) из [1]. В работе [2] показано, что функция *f* интегрируема на (0, *R*) и определяется из уравнения вида (1) с интегрируемым свободным членом.

В настояшей работе приводится конструктивный способ решения уравнения (1), которое допускает полное математическое обоснование. Применяемый подход опирается на работу [3] по решению уравнения на конечном промежутке с суммарно-разностным ядром, в сочетании с результатом работы [2]. Отметим, что в [3] получены факторизационная трактовка и обобщение метода работы [4] решения уравнения переноса в плоском слое конечной толщины. В работах [3,4] ключевую роль играет функция Амбарцумяна (ФА) для полубесконечной среды.

В конце статьи на рис.1-4 и в табл.1 приведены результаты некоторых численных расчетов по решению уравнения (1) с $R \le \infty$.

2. О методе функции Амбарцумяна.

2.1. Операторная форма уравнения (1). Перепишем (1) в опера-

ТОЧЕЧНЫЙ ИСТОЧНИК СВЕТА

торной форме: $H = g + \left(\hat{K}_R - \hat{T}_R\right) H$, или:

$$H = g + \hat{W}_R H \, .$$

Здесь \hat{K}_R и \hat{T}_R следующие интегральные операторы:

$$\hat{K}_R f(\tau) = \frac{\lambda}{2} \int_0^R E_1(|\tau - t|) f(t) dt , \quad \hat{T}_R f(\tau) = \frac{\lambda}{2} \int_0^R E_1(\tau + t) f(t) dt ,$$

а $\hat{W}_R = \hat{K}_R - \hat{T}_R$ оператор на (0, R) с ядром

$$W(\tau, t) = \frac{\lambda}{2} (E_1(|\tau - t|) - E_1(\tau + t)) \ge 0.$$
(4)

Соответствующие операторы на полупрямой (т.е. когда $R = \infty$) обозначаются через \hat{K} , \hat{T} , \hat{W} .

Под нормой ||f|| функции f будем понимать ее интегральную норму на (0, R) (при фиксированном R):

$$\|f\| = \int_{0}^{R} |f(\tau)| d\tau.$$
⁽⁵⁾

Негативный эффект неинтегрируемости свободного члена (2) проявляется в том, что операторы \hat{K}_R , \hat{T}_R в отдельности не действуют на свободный член, поскольку соответствующие интегралы расходятся: $\int_0^R E_1(\tau - t) \frac{e^{-t}}{t} dt = +\infty$, $\int_0^R E_1(\tau + t) \frac{e^{-t}}{t} dt = +\infty$ (при любом $\tau > 0$). Так как искомая функция $H \ge g$, то операторы \hat{K}_R , \hat{T}_R не действуют также на H. Несмотря на это, интеграл $\int_0^R W(\tau, t) \frac{1}{t} e^{-t} dt$ существует благодаря тому, что ядро $W(\tau, t)$ является разностью двух положительных ядер и достаточно быстро стремится к 0 при $\tau \to 0$. Из сказанного следует, что в данном случае

$$(\hat{K}_R - \hat{T}_R)g \neq \hat{K}_Rg - \hat{T}_Rg$$

(правая часть этого неравенства просто не существует).

Пусть $F = \hat{W}_R f$, где f- функция с конечной нормой (5). Из неравенства (4) и неравенств $\int_0^R E_1(|x-t|) dx \le 2 \int_0^{\frac{R}{2}} E_1(y) dy \le 2$ следует, что при $R \le \infty$ и $\lambda \le 1$ имеет место следующая оценка:

$$||F|| \le q ||f||$$
, rge $q = \lambda \int_0^{\frac{R}{2}} E_1(\tau) d\tau \le 1$. (6)

Если $R < \infty$ или $\lambda < 1$, то q < 1. Если же одновременно $R = \infty$ и $\lambda = 1$, то q = 1.

2.2. Точечный источник в бесконечной среде. Решение уравнения

309

(1) начнем с рассмотрения случая бесконечной среды, т.е. когда $R = \infty$. Эта задача сводится к следующему уравнению на полупрямой относительно функции $U(\tau) = \int_{-\infty}^{\infty} S(t) t dt$ (см. [1], уравнение (32).(34)):

$$U(\tau) = \lambda A E_1(\tau) + \frac{\lambda}{2} \int_0^\infty [E_1(|\tau - t|) + E_1(\tau + t)] U(t) dt , \quad \tau > 0 .$$
 (7)

Переход к функции U позволил устранить неинтегрируемую особенность свободного члена.

Уравнение (7) решено в замкнутом виде. Имеет место следующая формула (см. [1], формулу (32).(36)):

$$S(\tau) = \frac{A}{\tau} \left\{ 4\lambda \int_{1}^{\infty} \frac{x^2 e^{-x\tau} dx}{(\lambda \pi)^2 + \left(2x + \lambda \ln \frac{x-1}{x+1}\right)^2} + \frac{2k^2(1-k^2)}{\lambda + k^2 - 1} e^{-k\tau} \right\},$$
 (8)

где к определяется из характеристического уравнения

$$\frac{\lambda}{2k}\ln\frac{1+k}{1-k} = 1.$$
(9)

Формула (8) обладает следующим явным преимуществом над формальной процедурой решения уравнения через преобразование Фурье: решение представляется через интегралы не от быстро осциллирующих функций, а от регулярно и экспоненциально убывающих в бесконечности функций. Благодаря этому формула (8) допускает эффективную численную реализацию. Казалось бы, с прикладной точки зрения остается лишь сосредоточить внимание на разработке эффективных способов вычисления интеграла в (8). Однако здесь возникает ряд вопросов, о которых речь пойдет чуть позже.

В следующем разделе мы вкратце изложим другой способ решения уравнения (7), основанный на применении метода ФА. Излагаемые результаты будут использованы в вопросе решения уравнения (1) при $R < \infty$. Некоторые аргументы в пользу решения (7) методом ФА (при наличии замкнутого решения (8) задачи) будут приведены в разделе 2.4.

2.3. Применение функции Амбарцумяна к (7). Начнем с изложения метода ФА решения основного интегрального уравнения переноса в однородной полубесконечной среде:

$$B(\tau) = B_0(\tau) + \frac{\lambda}{2} \int_0^\infty E_1(|\tau - t|) B(t) dt, \quad \tau > 0.$$
 (10)

В методе ФА фундаментальную роль играют следующие три функции: функция Амбарцумяна φ , функция *L* и резольвентная функция Ф. Они определяются следующим образом (см. [1], раздел 3).

Функция ф определяется из уравнения Амбарцумяна (и является его основным решением):

ТОЧЕЧНЫЙ ИСТОЧНИК СВЕТА 311

$$\varphi(s) = 1 + \frac{\lambda}{2} \varphi(s) \int_{1}^{\infty} \frac{1}{s+p} \varphi(p) \frac{dp}{p}.$$
(11)

Функция L определяется по формуле:

$$L(\tau) = \frac{\lambda}{2} \int_{1}^{\infty} e^{-\tau s} \varphi(s) \frac{ds}{s}.$$
 (12)

Резольвентная функция Ф определяется из уравнения типа Вольтерра

$$\Phi(\tau) = L(\tau) + \int_0^{\tau} L(\tau-t)\Phi(t)dt .$$

Она допускает представление в виде интеграла Стилтьеса:

$$\Phi(\tau) = \int_{0}^{\infty} e^{-\tau s} d\omega(s), \qquad (13)$$

Функция ω имеет скачок в точке $k \in [0, 1)$, определяемой из характеристического уравнения (9). Метод приближенного построения функции ω описан в [5].

Функции Φ может быть записана в форме $\Phi(x) = \int_{0}^{\infty} e^{-xs} G(s) ds$. Тогда в выражении функции G будет участвовать δ-функция Дирака, сосредоточенная в точке k.

Мы воспользуемся данной Н.Б.Енгибаряном факторизационной трактовкой метода ФА (см. [6]). Перепишем уравнение (10) в виде:

$$\left(I-\hat{K}\right)B=B_0, \qquad (14)$$

где I - единичный оператор. С помощью функции L строится следующее разложение (вольтерровая факторизация):

$$I - \hat{K} = \left(I - \hat{V}_{-}\right) \left(I - \hat{V}_{+}\right). \tag{15}$$

Здесь \hat{V}_{+} - вольтерровые операторы, определяемые по формулам:

$$\begin{pmatrix} \hat{V}_{+} f \end{pmatrix}(\tau) = \int_{0}^{\tau} L(\tau - \tau') f(\tau') d\tau', \quad \tau > 0,$$
$$\begin{pmatrix} \hat{V}_{-} f \end{pmatrix}(\tau) = \int_{\tau}^{\infty} L(\tau' - \tau) f(\tau') d\tau', \quad \tau > 0.$$

Операторы $(I - \hat{V_{\pm}})^{-1}$, обратные к $I - \hat{V_{\pm}}$, имеют вид: $(I - \hat{V_{\pm}})^{-1} = I + \hat{\Phi_{\pm}}$,

$$\hat{\Phi}_{\pm}^{-1} = I + \hat{\Phi}_{\pm} , \qquad (16)$$

где операторы $\hat{\Phi}_{\pm}$ строятся через резольвентную функцию Φ :

$$\begin{pmatrix} \hat{\Phi}_+ f \end{pmatrix}(\tau) = \int_0^\tau \Phi(\tau - t) f(t) dt , \quad \tau > 0,$$
$$\begin{pmatrix} \hat{\Phi}_- f \end{pmatrix}(\tau) = \int_\tau^\infty \Phi(t - \tau) f(t) dt , \quad \tau > 0.$$

Решение (14) дается формулой

$$B = \left(I + \hat{\Phi}_+\right) \left(I + \hat{\Phi}_-\right) B_0 \ .$$

Ниже мы опишем способ применения разложения (15) к уравнению (7) с суммарно-разностным ядром. Этот способ исходит из работы [7] и, в сочетании с уравнением Амбарцумяна, был применен к задачам переноса в полубесконечной среде с отражающей границей (см., напр., [8]).

Представим уравнение (7) в форме:

$$\left(I - \hat{K} - \hat{T}\right)U = \lambda A E_1, \qquad (17)$$

где \hat{K} и \hat{T} - суть операторы, введенные в разделе 2.1. Из (15) и (16) приходим к следующему разложению:

$$I - \hat{K} - \hat{T} = \left(I - \hat{V}_{-}\right) \left(I - \hat{Z}\right) \left(I - \hat{V}_{+}\right), \qquad (18)$$

где \hat{Z} - ганкелевый оператор:

$$\hat{Z}f(\tau) = \frac{\lambda}{2} \int_0^\infty Z(\tau+t)f(t)dt$$
(19)

с ядерной функцией

$$Z(\tau) = \frac{\lambda}{2} \int_{1}^{\infty} e^{-\tau s} \varphi^2(s) \frac{1}{s} ds .$$
 (20)

Разложение (18) сводит уравнение (17) к последовательному решению следующих трех уравнений:

$$\left(I - \hat{V}_{-}\right)F = \lambda A E_{1} , \qquad (21)$$

$$\left(I - \hat{Z}\right)P = F, \qquad (22)$$

$$\left(I - \hat{V}_{+}\right)U = P. \qquad (23)$$

Решение уравнения (21) записывается в явном виде:

$$F(\tau) = \lambda A \int_{1}^{\infty} e^{-\tau s} \phi(s) \frac{1}{s} ds .$$
 (24)

Уравнение (22), путем применения метода дискретных ординат, сводится

312

ТОЧЕЧНЫЙ ИСТОЧНИК СВЕТА

к простой линейной алгебраической системе. Наконец, решение уравнения (23) имеет вид (см. (16)):

$$U = \left(I + \hat{\Phi}_+\right)P.$$

2.4. Сравнение метода функции Амбарцумяна решения (7) с применением формулы (8). Приведем некоторые соображения в пользу применения ФА:

а) Метод ФА достаточно общий. Он допускает распространение на широкие классы задач переноса, описываемых скалярными и векторными интегральными уравнениями.

б) Появляется возможность взаимного контроля двух методов с точки зрения точности численных результатов (см. табл.1).

в) Численная реализация метода ФА выглядит менее трудоемкой по сравнению с вычислением по формуле (8). Следует учесть также то обстоятельство, что в литературе неизвестны критерии, которыми следует руководствоваться в вопросе дискретизации интеграла в (8) (зависящего от параметра т) при численных расчетах. Такие критерии в случае метода ФА имеются.

г) Построение функции S через U предполагает выполнение операции дифференцирования. Как хорошо известно, задача численного дифференцирования является некорректно поставленной задачей (см. [9]). Применение ФА не предполагает вычисления производных.

3. Случай шара конечного радиуса.

3.1. Усечение свободного члена уравнения (1). Уравнение вида (1) сравнительно просто решается в тех случаях, когда свободный член является суперпозицией экспонент. Нами будет применен редукционный способ решения (1), позволяющий свести (1) к новому уравнению, в котором свободный член интегрируемый и представляется через экспоненты.

Воспользуемся формулой:

$$g(\tau)=\frac{e^{-\tau}}{\tau}=\int_{1}^{\infty}e^{-\tau s}\,ds,\quad \tau>0$$

Представим функцию g в виде:

$$g = g_r + \delta_r , \quad g_r \ge 0 , \quad \delta_r \ge 0 , \tag{25}$$

The $r \ge 1$, $g_r(\tau) = \int_1^r e^{-\tau s} ds > 0$, $\delta_r(\tau) = \int_r^{\infty} e^{-\tau s} ds > 0$.

Функция g, интегрируема при каждом конечном r. Покажем, что функция $\rho_r = \hat{W} \delta_r \ge 0$ сушествует и интегрируема, а параметр редукции r может быть выбран настолько большим, чтобы функция ρ_r стала сколь угодно малой (по норме).

Можно показать, что интегральная норма функции $\rho_r = \hat{W_R} \delta_r$
удовлетворяет неравенству:

$$\|\rho_r\| \leq \lambda \left[\ln \left(1 + \frac{1}{r} \right) - E_1(rR) + E_1((r+1)R) + \int_0^R e^{-tr} E_1(t) dt \right].$$
(26)

Мы опустим доказательство этого неравенства. Отметим некоторые следствия из формулы (26):

а) Функция $\rho_1 = W_{RS}$ существует и интегрируема. При произвольном R > 0 имеет место оценка:

$$\|\rho_1\| \leq \lambda \Big[\ln 2 - E_1(R) + E_1(2R) + \int_0^R e^{-t} E_1(t) dt \Big] < +\infty.$$

6) Если $r \to \infty$, то $\|p_r\| \to 0$.

в) Формула (26) количественно описывает степень малости ||ρ_r|| при больших r. При больших значениях r норма ||ρ_r|| ведет себя как λ/r.

3.2. Структура решения уравнения (1). Усеченное уравнение. Представим искомое решение уравнения (1) в виде

$$H = f_r + \delta_r . \tag{27}$$

Подставляя (25) и (27) в (1) получаем следующее уравнение относительно f:

$$f_r = g_r + \rho_r + \hat{W}_R f_r .$$
⁽²⁸⁾

Свободным членом этого уравнения служит интегрируемая функция $g_r + \rho_r$. Из оценки (6) и принципа сжимающих отображений следует, что если $R < \infty$ или $\lambda < 1$, то (28) обладает единственным интегрируемым решением $f_r \ge 0$ (ради математической строгости отметим, что существование и интегрируемость решения а priori следует понимать в смысле интеграла Лебега).

Уравнение (28) приближенно заменим усеченным уравнением

$$F_r = g_r + \hat{W}_R F_r . (29)$$

Если число r достаточно велико, то, согласно (26), функция δ будет сколь угодно малой по норме, а решение F_r уравнения (29) - сколь угодно близким к f_r

В дальнейшем числа *г* и *R* мы будем считать фиксированными, зависимость решения от них отмечать не будем.

4. Решение усеченного уравнения (29).

4.1. Факторизация уравнения (29). Введем характеристические функции h_{+} и h_{-} интервалов [0, R] и (R, ∞) , соответственно. Например, $h_{+}(\tau) = 1$ при $\tau \in [0, R]$ и $h_{+}(\tau) = 0$ при $\tau \in (r, \infty)$. Имеет место равенство:

$$h_+(\tau)+h_-(\tau)=1, \quad \tau\in[0,\infty).$$

Рассмотрим следующее уравнение на полупрямой:

314

$$P(\tau) = g_{r}(\tau) + \frac{\lambda}{2} \int_{0}^{\infty} E_{1}(|\tau - \tau|)h_{+}(\tau')P(\tau')d\tau' - \frac{\lambda}{2} \int_{0}^{\infty} E_{1}(\tau + \tau')h_{+}(\tau')P(\tau')d\tau', \quad (30)$$

где д определяется согласно (25).

Очевидно, что если функция P удовлетворяет уравнению (30), то эта функция, рассмотренная на [0, R], является решением уравнения (29).

Пусть h_+ и h_- операторы умножения на функции h_+ и h_- , соответственно. Имеем: $h_+ + h_- = I$.

В операторной записи уравнение (30) принимает вид:

$$\left(I - \hat{K}\hat{h_{+}} + \hat{T}\hat{h_{+}}\right)P = g_{r}.$$
(31)

Факторизация (15) оператора $I = \hat{K}$ дает возможность построить разложение для уравнения (30). Используя (15) и (16), получаем:

$$I - \hat{K}\hat{h_{+}} + T\hat{h_{+}} = I - \hat{K} + \hat{K}\hat{h_{-}} + \hat{T}\hat{h_{+}} = \left(I - \hat{V_{-}}\right)\left[I - \hat{V_{+}} + \left(I + \hat{\Phi}_{-}\right)\hat{K}\hat{h_{-}} + \hat{Y}\hat{h_{+}}\right].$$
(32)

Здесь $\hat{Y} = (I + \hat{\Phi}_{-})\hat{T}$ является (ганкелевым) оператором на полупрямой с суммарным ядром $Y(\tau + t)$, где

$$Y(\tau) = \frac{\lambda}{2} E_1(\tau) + \frac{\lambda}{2} \int_0^{\infty} \Phi(t) E_1(\tau+t) dt .$$
(33)

Функция У с точностью до постоянного множителя совпадает с функцией *F*, заданной формулой (24):

$$Y(\tau) = \frac{\lambda}{2} \int_{1}^{\infty} e^{-\tau s} \varphi(s) \frac{1}{s} ds .$$
(34)

Из (15), (16) получаем следующие выражения для оператора $(I + \hat{\Phi}_{-})\hat{K}$:

$$(I + \hat{\Phi}_{-})\hat{K} = \hat{V}_{+} + \hat{\Phi}_{-},$$
 (35)

подставляя которое в (32) приходим к разложению:

$$I - \hat{K}\hat{h}_{+} + T\hat{h}_{+} = \left(I - \hat{V}_{-}\right) \left[I - \hat{V}_{+} + \left(\hat{V}_{+} + \hat{\Phi}_{-}\right)\hat{h}_{-} + \hat{Y}\hat{h}_{+}\right].$$
 (36)

Факторизация (36) сводит (31) к уравнению

$$\left(I - \hat{V_{+}} \hat{h_{+}} + \hat{\Phi}_{-} \hat{h_{-}} + \hat{Y} \hat{h_{+}}\right) P = q , \qquad (37)$$

где

$$q = \left(I + \hat{\Phi}_{-}\right) \dot{g}_{r} . \tag{38}$$

Используя (13) и (25), получаем

$$q(\tau) = g_r(\tau) + \int_{\tau} \Phi(t-\tau)g_r(t)dt = \int_{1}^{\tau} e^{-\tau s} \phi(s)ds.$$
(39)

Перепишем уравнение (37) в раскрытом виде

$$P(\tau) = q(\tau) + \int_{0}^{\tau} L(\tau - t) h_{+}(t) P(t) dt - \int_{\tau}^{\infty} \Phi(t - \tau) h_{-}(t) P(t) dt - \int_{0}^{\infty} Y(\tau + t) h_{+}(t) P(t) dt .$$
(40)

Введем обозначение $Q(\tau) = P(\tau), \tau > R$. Рассматривая равенство (40) при $\tau \le R$, будем иметь:

$$F(\tau) = q(\tau) + \int_{0}^{\tau} L(\tau - t) F(t) dt - \int_{R}^{\infty} \Phi(t - \tau) Q(t) dt - \int_{0}^{R} Y(\tau + t) F(t) dt .$$
(41)

К уравнению (41) присоединяем следующее соотношение, которое получается из (29) при $\tau > R$:

$$Q(\tau) = g_r(\tau) + \frac{\lambda}{2} \int_0^R (E_1(\tau - t) - E_1(\tau + t)) F(t) dt . \quad \tau > R$$
(42)

Мы пришли к системе (41), (42) для определения функций F и Q. Из результатов работы [3] следует, что при $\lambda < 1$ эта система имеет единственное решение. Случай $\lambda = 1$ нуждается в специальном исследовании.

Мы будем преобразовывать систему (41), (42) в систему интегральных уравнений относительно следующих функций α, β, γ:

$$\alpha(\eta) = \int_{0}^{R} e^{-(R-t)\eta} F(t) dt , \quad \beta(\eta) = \int_{R}^{\infty} e^{-(t-R)\eta} Q(t) dt \quad \bowtie \quad \gamma(\eta) = \int_{0}^{R} e^{-t\eta} F(t) dt .$$
(43)

С учетом представлений (13), (34) для функций Ф и Y, из системы (41), (42) получаем:

$$F(\tau) = q(\tau) + \int_{0}^{\tau} L(\tau - t) F(t) dt - \int_{0}^{\infty} e^{-(R-\tau)s} \beta(s) d\omega(s) - \frac{\lambda}{2} \int_{1}^{\infty} e^{-\tau s} \phi(s) \frac{\gamma(s)}{s} ds , \quad (44)$$
$$Q(\tau) = g_{r}(\tau) + \frac{\lambda}{2} \int_{0}^{\infty} e^{-(\tau - R)s} \frac{\alpha(s)}{s} ds - \frac{\lambda}{2} \int_{0}^{\infty} e^{-\tau s} \frac{\gamma(s)}{s} ds , \quad (45)$$

решив уравнение Вольтерра (44) относительно F с помощью резольвенты Ф, будем иметь:

$$F(\tau) = q_1(\tau) - \int_0^{\infty} U_1(\tau, s) \beta(s) d\omega(s) - \frac{\lambda}{2} \int_1^{\infty} U_2(\tau, s) \gamma(s) ds , \qquad (46)$$

где $q_1(\tau) = q(\tau) + \int_0^{\tau} \Phi(\tau - t)q(t)dt$,

$$U_{1}(\tau, s) = e^{-(R-\tau)s} \left[1 + \int_{0}^{\tau} \Phi(t)e^{-ts}dt \right], \quad U_{2}(\tau, s) = e^{-\tau s} \frac{\phi(s)}{s} \left[1 + \int_{0}^{\tau} \Phi(t)e^{ts}dt \right]. \quad (47)$$

Подставляя (45) и (46) в выражения (43) приходим к следующей линейной системе относительно функций α, β, γ:

ТОЧЕЧНЫЙ ИСТОЧНИК СВЕТА

$$\alpha(s) = G_1(s) - \int_0^{\infty} W_1(s, p) \beta(p) d \omega(p) - \frac{\lambda}{2} \int_1^{\infty} W_2(s, s') \gamma(s') ds',$$

$$\beta(p) = G(p) + \frac{\lambda}{2} \int_1^{\infty} \frac{\alpha(s)}{s(s+p)} ds - \frac{\lambda}{2} \int_1^{\infty} \frac{e^{-Rs'} \gamma(s')}{s'(s'+p)} ds',$$
(48)

$$\gamma(s) = G_2(s) - \int_0^{\infty} W_3(s, p) \beta(p) d \omega(p) - \frac{\lambda}{2} \int_1^{\infty} W_4(s, s') \gamma(s') ds',$$

где

W.

$$G(s) = \int_{R}^{\infty} e^{-(t-R)s} g_{r}(t) dt = \int_{1}^{r} \frac{e^{-Rs'}}{s+s'} ds',$$

$$G_{1}(s) = \int_{0}^{R} e^{-(R-t)s} q_{1}(t) dt = \int_{1}^{r} (B(s) - B(s')) \frac{\phi(s')}{s'-s} ds',$$

$$G_{2}(s) = \int_{0}^{R} e^{-ts} q_{1}(t) dt = \int_{1}^{r} (A(s) - e^{-Rs} B(s')) \frac{\phi(s')}{s'+s} ds'.$$

$$(s, p) = \frac{1}{s+p} [A(p) - e^{-Rp} B(s)], \quad W_{2}(s, p) = \frac{\phi(p)}{p(p-s)} [B(s) - B(p)].$$

$$(50)$$

 $W_3(s, p) = \frac{1}{p-s} \left[e^{-Rs} A(p) - e^{-Rp} A(s) \right], \quad W_4(s, p) = \frac{\varphi(p)}{p(p+s)} \left[A(s) - e^{-Rs} B(p) \right].$ (51)

Здесь сделаны обозначения:

$$A(p) = 1 + \int_{0}^{R} \Phi(t) e^{-tp} dt , \quad B(p) = e^{-Rp} \left(1 + \int_{0}^{R} \Phi(t) e^{tp} dt \right).$$
 (52)

4.2. Применение метода дискретных ординат. Нами были проведены численные расчеты с применением метода дискретных ординат по версии работы [5]. Ядерная функция E_1 и свободный член g, уравнения (29) заменяются конечными линейными комбинациями экспонент:

$$E_1(x) \approx \sum_{k=0}^N a_k \exp\left(-s_k x\right), \tag{53}$$

$$g_r(\tau) \approx \sum_{m=0}^{M} c_m \exp\left(-\xi_m \tau\right).$$
(54)

Метод [5] дает гарантированную точность аппроксимации при подходящем выборе N и M. В этой работе подробно разобран случай функции E_1 . Для аппроксимации (54) функции g_r рассмотрим некоторое разбиение интервала [1, r]: $1 = s_0 < s_1 < ... < s_{M+1} = r$. Тогда будем иметь $c_m = s_{m+1} - s_m$. Возьмем $\xi_m \in [s_m; s_{m+1}]$. Оптимальные значения (s_m) и (ξ_m) определяются путем решения следующей системы из 2N уравнений:

$$\xi_m = \frac{1}{2} (s_m + s_{m+1}), \quad m = \overline{0, M-1},$$
 (55)

А.Г.БАРСЕГЯН, В.В.ТЕР-АВЕТИСЯН

$$\frac{1}{s_{m+1}} = \frac{1}{2} \left(\frac{1}{\xi_m} + \frac{1}{\xi_{m+1}} \right), \quad m = \overline{0, M-1}.$$
 (56)

Обозначим $y_m = s_{m-1}/s_m$. Можно показать, что $y_m = \text{const}$, откуда, учитывая $s_0 = 1$ и $s_{M-1} = r$, получим $s_m = r^{m/M+1}$. Числа ξ_m вычисляются по (55).

4.3. Результаты численных расчетов. В табл.1 приведены значения отношения $S(\tau)/S_1(\tau)$, вычисленные двумя разными способами:

I) с помощью формулы (32).(36) (см. [1] табл.50),

II) методом настоящей работы.

Табл.1 свидетельствует о хорошем согласии результатов решения уравнения (7) двумя способами.

На рис.1-4 приведены графики функции источника $\frac{1}{\tau} H(\tau)$ и функции *F*, при различных значениях *R*, λ и *r*.

Таблица 1

значения в	ЕЛИЧИНЫ	$S(\tau)/S_1(\tau)$ B	СЛУЧАЕ
БЕ	СКОНЕЧНО	Й СРЕДЫ	

~	1-	0	0.1	0.2	0.4	0.6	0.8	1	1.5	2	2.5	3
0.3	I	1	1.07	1.12	1.22	1.31	1.4	1.47	1.65	1.8	1.95	2.08
	II	1	1.061	1.12	1.225	1.318	1.402	1.479	1.651	1.802	1.94	2.07
0.5	Ι	1	1.12	1.23	1.43	1.62	1.82	2	2.47	2.94	3.42	3.91
	П	1	1.108	1.217	1.427	1.63	1.826	2.017	2.483	2.942	3.404	3.876
0.7	I	1	1.17	1.35	1.7	2.08	2.49	2.92	4.11	5.5	7.11	8.98
	П	1	1.145	1.313	1.168	2.085	2.519	2.982	4.266	5.746	7.446	9.401
0.9	1	1	1.24	1.51	2.14	2.9	3.81	4.89	8.5	13.8	21.4	32.1
-	Π	I	1.206	1.461	2.084	2.858	3.792	4.903	8.601	13.985	21.671	32.502



Рис.1. Функция источника $H(\tau)/\tau$ при R = 2, $\lambda = 0.9$.

точечный источник света



Рис.2. Функции F_r при R = 2, $\lambda = 0.9$.







Рис.4. Функции F_r при R = 2, $\lambda = 0.99$.

Авторы выражают благодарность проф. Н.Б.Енгибаряну за постановку задачи и внимание к работе.

Институт математики, НАН Армении e-mail: anibarseghyan@mail.ru van88teravetisyan@gmail.com

A POINT SOURCE OF LIGHT IN THE CENTER OF HOMOGENOUS SPHERE AND IN AN INFINITE MEDIUM

A.G.BARSEGHYAN, V.V.TER-AVETISYAN

It is provided a method of solution of integral equation of transfer in infinite medium and in homogeneous sphere with a point source of light in the center. Scattering is considered to be isotropic and coherent. Ambartsumian function for half-space is used. Not integrable singularity of the primary source is eliminated.

Key words: integral equation:factorization:point source of light:isotropic and coherent scattering:Ambartsumian function:discrete ordinat method

ЛИТЕРАТУРА

- 1. В.В.Соболев, Курс теоретической астрофизики, М., Наука, 1985.
- В.В.Тер-Аветисян, Третье Российско-Армянское рабочее совещание по математической физике, комплексному анализу и смежным вопросам. Краткие сообщения, с.151-153, Ереван, 2010.
- 3. А.Г.Барсегян, Известия НАН РА, Математика, 40, №3, 22, Ер. 2005.
- 4. Н.Б.Енгибарян, М.А.Мнацаканян, Мат. Заметки, 19, №6, 927, 1976.
- 5. Н.Б.Енгибарян, Э.А.Мелконян, ДАН СССР, 292, №2, 322, 1985.
- 6. Л.Г.Арабаджян, Н.Б.Енгибарян, Итоги науки и техники, Математический анализ, М., ВИНИТИ АН СССР, 22, 175, 1984.
- 7. Н.Б.Енгибарян, Л.Г.Арабаджян, Дифф. Уравнения, 26, №8, 1442, 1990.
- 8. А.Н.Афян, А.Х.Хачатрян, ж. вычисл. матем. и матем. физ., 41, №8, 1217, 2001.
- 9. А.Н. Тихонов, В.Я. Арсенин, Методы решения некорректных задач, М., Наука, 1979.

CONTENTS

The unusual recurrent eclipses of the UX Ori type star WW Vul	
A.N.Rostopchina-Shakhovskaja, V.P.Grinin, D.N.Shakhovskoi	165
Young stars in gas-dust disks. II. Vega (α Lyr) and β Pic	
E.V.Ruban, A.A.Arkharov	175
Peculiarities of magnetic field distribution over the surfaces of CP stars. I. HD 37017, 37479, 75049, 125823, 200775, V380 Ori	
Yu. V. Glagolevskij	189
Three IIH objects, connected with ejections	
A.L. Gyulbudaghian	209
Results of UBV photoelectric observations of Cyg OB2 №5 (V729 Cyg)	
M.I.Kumsiashvili, K.B.Chargeishvili, E.B.Janiashvili	217
The companion C1 in the θ' Ori C system	
E.A. Vitrichenko, N.I. Bondar', L. Bychkova, V. Bychkov	225
Multicolour photometry of dwarf nova star HS 0218+3229	
P.Yu.Golysheva, S.V.Antipin, A.V.Zharova, N.A.Katysheva,	
D. Chochol, S. Yu. Shugarov	235
Two-year observations of blazar H1426+428 with the air Cherenkov telescope GT-48	
V.V.Fidelis	255
The improvement of orbit of the visual double star 40/41 Dra	
A.A.Afanasyeva, E.A.Grosheva	261
Gravitational radiation from oscillating neutron stars	
M.V. Hayrapetyan	273
Radiation transfer in an inhomogeneous medium. Optical depth depending absorption coefficient	
G.Alecian, H.A. Harutyunian	283
Solution of linear radiation transfer problems in plane-parallel atmosphere. II	
A.G. Nikoghossian	293
A point source of light in the center of homogenous sphere and in an infinite medium	
A.G.Barseghyan, V.V.Ter-Avetisyan	307

СОДЕРЖАНИЕ (продолжение)

ДВУХЛЕТНИЕ НАБЛЮДЕНИЯ БЛАЗАРА H1426+428 НА АТМОСФЕРНОМ ЧЕРЕНКОВСКОМ ТЕЛЕСКОПЕ ГТ-48

В.В.Фиделис 255

УТОЧНЕНИЕ ОРБИТЫ ВИЗУАЛЬНО-ДВОЙНОЙ ЗВЕЗДЫ 40/41 Dra

А.А.Афанасьева, Е.А.Грошева 261

ГРАВИТАЦИОННОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ ОТ ОСЦИЛЛИРУЮЩИХ НЕЙТРОННЫХ ЗВЕЗД

М.В.Айрапетян 273

ПЕРЕНОС ИЗЛУЧЕНИЯ В НЕОДНОРОДНОЙ СРЕДЕ. КОЭФФИ-ЦИЕНТ ПОГЛОШЕНИЯ, ЗАВИСЯЩИЙ ОТ ОПТИЧЕСКОЙ ГЛУБИНЫ

Ж.Алесиан, Г.А.Арутюнян 283 РЕШЕНИЕ ЛИНЕЙНЫХ ЗАДАЧ ПЕРЕНОСА ИЗЛУЧЕНИЯ В ПЛОСКОПАРАЛЛЕЛЬНОЙ АТМОСФЕРЕ. II

А.Г.Никогосян 293 ТОЧЕЧНЫЙ ИСТОЧНИК СВЕТА В ЦЕНТРЕ ОДНОРОДНОГО ШАРА И В БЕСКОНЕЧНОЙ СРЕДЕ

А.Г.Барсегян, В.В.Тер-Аветисян 307