

61:04-1/163-6

МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ

им. М.В.ЛОМОНОСОВА

Государственный Астрономический институт им. П.К.Штернберга

На правах рукописи

КРЫЛОВ АЛЕКСАНДР ВИКТОРОВИЧ

УДК 524.386:358

**ВЫСОКОТОЧНАЯ ЭЛЕКТРОФОТОМЕТРИЯ ЗАТМЕННЫХ
ДВОЙНЫХ СИСТЕМ С ЭЛЛИПТИЧЕСКИМИ ОРБИТАМИ
RR РЫСИ И AR КАССИОПЕИ**

Специальность 01.03.02 астрофизика, радиоастрономия

Диссертация на соискание
ученой степени кандидата
физико-математических наук

Научный руководитель
доктор физ.-мат. наук
Х.Ф.ХАЛИУЛЛИН

МОСКВА – 2003

СОДЕРЖАНИЕ

ВВЕДЕНИЕ	5
ГЛАВА I. ИССЛЕДОВАНИЕ ВОЗМОЖНОСТИ И ТОЧНОСТИ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ФИЗИЧЕСКИХ И ГЕОМЕТРИ- ЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ ЗАТМЕННЫХ СИСТЕМ С ЭЛЛИПТИЧЕСКИМИ ОРБИТАМИ НА ПРИМЕРЕ АНАЛИЗА КРИВОЙ БЛЕСКА RR Рыси.....	13
§ 1.1. Основные теоретические соотношения, определя- ющие скорость вращения эллиптической орбиты из- за приливной и вращательной деформации компонент и эффектов общей теории относительности	13
§ 1.2. Краткое описание итерационного метода дифференциальных поправок для решения кривых блеска систем с эксцентричными орбитами	21
§ 1.3. Оценка доверительных интервалов для фотометрических элементов, определенных из анализа фотоэлектрических кривых блеска RR Рыси.....	28
ГЛАВА II. РАЗРАБОТКА ЧЕТЫРЕХКАНАЛЬНОГО ЗВЕЗД- НОГО WBVR- ЭЛЕКТРОФОТОМЕТРА	39
§ 2.1. Обоснование конструкции фотометра и постановка задачи	39
§ 2.2. Основные узлы и принцип работы четырехканального фотометра на основе полупрозрачных алюминиевых слоев:	
а). Светоделительный блок	41
б). Оптическая схема	44
в). Электрическая схема	47

	г). Фотометрическая система.....	48
§2.3.	Четырехканальный WBVR-электрофотометр с дихроичными светоделителями:	52
	а). Основные свойства дихроичных покрытий и светоделительный блок фотометра.....	53
	б). Оптическая схема на основе дихроичных светоделителей.....	60
	в). Спектральные кривые чувствительности каналов.....	63
	г). Оценка поляризационных эффектов.....	65
§ 2.4.	Эффективность работы четырехканального электрофотометра как при индивидуальных, так и массовых, каталожных, измерениях звезд	67
ГЛАВА III. ВЫСОКОТОЧНАЯ WBVR - ЭЛЕКТРОФОТО-		
МЕТРИЯ ЗАТМЕННОЙ ДВОЙНОЙ СИСТЕМЫ		
	RR Рыси.....	73
§ 3.1.	Краткая история исследований системы и постановка задачи	73
§ 3.2.	Многоцветные фотоэлектрические наблюдения RR Лун в фотометрической системе WBVR.....	75
§ 3.3.	Определение фотометрических элементов системы итерационным методом дифференциальных поправок.....	80
§ 3.4.	Абсолютные параметры и эволюционный статус компонент	84
§ 3.5.	Эффекты бланкетирования и оценка "металличности" компонент	90
§ 3.6.	Основные результаты исследования системы RR Рыси	92

ГЛАВА IV.	МНОГОЦВЕТНАЯ ФОТОМЕТРИЯ ЗАТМЕННОЙ ДВОЙНОЙ ЗВЕЗДЫ AR КАССИОПЕИ В ФОТО- МЕТРИЧЕСКОЙ СИСТЕМЕ WBVR.....	95
§ 4.1.	Библиографический обзор фотометрических и спектроскопических исследований AR Cas	95
§ 4.2.	Абсолютная и дифференциальная фотометрия AR Кассиопеи в Тянь-Шаньской обсерватории ГАИШ МГУ с четырехканальным WBVR-электрофотометром	97
§ 4.3.	Решение кривых блеска и определение фото- метрических элементов системы	99
§ 4.4.	Оценка возраста системы и исследование природы ультрафиолетового избытка главной компоненты	110
§ 4.5.	Исследование вращения эллиптической орбиты AR Кассиопеи и определение апсидального параметра главной компоненты.....	115
§ 4.6.	Основные выводы по результатам исследования AR Cas	118
	ЗАКЛЮЧЕНИЕ	120
	СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ.....	123
	ПРИЛОЖЕНИЕ	133

ВВЕДЕНИЕ

Трудно представить развитие современной астрофизики без открытия затменных двойных систем. Эти системы являются основным источником информации о количественных характеристиках звезд, составляющих звездную пару: массах, радиусах, светимостях, температурах и других данных, без которых невозможно построить цельную картину жизни звезд: их образование, развитие и конечные стадии эволюции. А без теории эволюции звезд нельзя судить об эволюции галактик, да и всей Вселенной в целом, поскольку звезды являются основными кирпичиками, их составляющими.

Хотя история переменных звезд, в том числе и затменных систем, уходит в далекие древние века (например, еще в IX – X веках арабы знали о переменности яркой звезды β Персея и присвоили ей сохранившееся до сих пор название Алголь), история исследования затменных систем началась, по видимому, в конце XVIII века и это начало связывают с именами двух англичан – Эдварта Пиготта (1750-1807) и Джона Гудрайка (1764-1786), которые на основе систематических визуальных наблюдений β Персея открыли периодичность в изменениях блеска этой звезды и впервые выдвинули гипотезу о ее двойственности и затменной природе изменений ее блеска. Уже в конце XIX века предлагались первые алгоритмы и формулы, позволяющие получить размеры компонент систем типа Алголя с помощью анализа их кривых блеска, (Пикеринг, 1880). Однако общую теорию затменных переменных разработал, в основном, Рессел (1912 а, б). Эта теория, служившая в течение более полувека для практических работ по решению кривых блеска, модифицировалась и уточнялась во многих работах (Фетлаар, 1923; Пиотровский, 1937, 1948; Копал 1946, 1950, 1959; Ирвин, 1947, 1962; Рессел и Мерилл 1952; Серковский, 1961). В нашей стране

изучение затменных систем имеет глубокие корни благодаря, в основном, многолетней и плодотворной деятельности в этой области выдающихся советских астрофизиков: В.П.Цесевича, С.М.Блажко, В.А.Крата, Д.Я.Мартынова, А.М. Черепашука. Ими были основаны школы исследователей затменных звезд в Одесской астрономической обсерватории (ОАО), в Астрономической обсерватории им. В.П. Энгельгардта (АОЭ), Государственном астрономическом институте им. П.К.Штернберга (ГАИШ), успешно работающие до настоящего времени. Итоги работы этих школ изложены в фундаментальных статьях и монографиях (Зверев и др., 1947; Мартынов, 1939, 1948, 1981; Цесевич, 1971; Шульберг, 1971; Гончарский, Черепашук и Ягола, 1978, 1985; Халиуллин, 1997 и др.).

В 60-х годах использование ЭВМ привело к коренной ломке старых классических методов анализа кривых блеска двойных звезд, основанных на вычислениях фотометрических фаз затмения с помощью предварительно вычисленных обширных таблиц. Первые попытки применения ЭВМ были тесно связаны с традиционными схемами вычисления, то есть это были те же алгоритмы, но введенные в вычислительную машину (Табачник и Шульберг, 1966; Табачник, 1971). С появлением более мощных вычислительных средств исследователи все дальше отходили от классических методов (Горак, 1968; Лавров, 1978). Для затменных систем с сильно деформированными компонентами методика вычисления фотометрических элементов в модели трехосного эллипсоида была предложена Вудом (1971), а в модели Роша – Хиллом и Хатчингсоном (1970); Вилсоном и Девинеем (1971); Бочкаревым, Карицкой и Шакурой (1975, 1979); Балог, Гончарским и Черепашуком (1981а,б). Для систем с протяженными атмосферами принципиально новый метод с использованием мощных ЭВМ впервые разработан Черепашуком (1974). Для решения кривых блеска затменных систем с эксцентричными орбитами Халиуллиной и Халиуллиным (1984) был разработан

итерационный метод дифференциальных поправок – именно этот метод был использован в нашей работе и поэтому более подробно описан в § 1.2 диссертации.

В настоящее время известно более 4000 затменных переменных (Холопов и др., 1990, ОКПЗ) и число их постоянно растет. Следует отметить тот факт, что они представляют единственный широкий класс объектов среди двойных звезд, которые могут быть открыты на больших расстояниях не только в нашей Галактике, но и в других галактиках. В то же время, например, спектрально-двойные звезды трудно обнаружить на расстояниях больше $1 \div 2$ кпс от Солнца, а для визуально-двойных этот предел составляет всего 100 пс (Копал, 1950). В качестве компонент затменных двойных систем выступают звезды, по-существу, всех известных типов: от звезд главной последовательности различных спектральных классов до пекулярных объектов, находящихся на конечной стадии своей эволюции (гиганты и сверхгиганты, нейтронные звезды и белые карлики, звезды типа Вольфа–Райе и кандидаты в “черные дыры” и т. д.). Поэтому любой астрофизик, интересующийся проблемой того или другого класса объектов, может, как правило, найти затменную систему, содержащую такой объект, и досконально исследовать ее, используя преимущества, предоставляемые затменным характером звезды.

Почему же в нашей диссертации были выбраны две системы RR Рыси и AR Кассиопеи из многих других?

Дело в том, что кроме многих физических параметров, перечисленных (а еще больше не перечисленных) выше, единственно затменные двойные звезды позволяют как бы “заглянуть” в недра звезды и оценить распределение ее плотности $\rho(r)$ по радиусу. Это связано с тем, что из-за приливной и вращательной деформации компонент эллиптическая орбита системы (большая полуось, или линия апсид) вращается в пространстве с

угловой скоростью ω , зависящей от $\rho(r)$. Поэтому измеряя ω , мы можем оценить $\rho(r)$. Правда, оцениваются на сегодняшний день только квадрупольные моменты от этого распределения, называемые апсидальными параметрами второго порядка k_2 . Кроме того, вращение линии апсид происходит также за счет эффектов общей теории относительности (Леви-Сивита, 1937; Руджобинг, 1959), динамического влияния третьего тела (Мартынов, 1948) и других. При определении апсидального параметра k_2 все эти эффекты необходимо учитывать.

Теория вращения линии апсид была развита в работах Рессела (1928), Чандрасекхара (1933), Коулинга (1938), Стерна (1939), Мартынова (1948), Копала (1978) и в современных обозначениях популярно изложена в работе Халиуллина (1997 а). Основные формулы, используемые в нашей работе, приведены в параграфе 1.1.

К настоящему времени исследовано около 50 затменных систем с эллиптическими орбитами на предмет измерения скорости апсидального вращения их орбит и определения параметра k_2 их компонент (Кларет и Гименез, 1993; Халиуллин, 1997 а, б; Петрова и Орлов, 1999). Сделаны важные астрофизические выводы на этой основе о соответствии наблюдаемых параметров k_2 современным теоретическим моделям для большинства типов звезд. Однако есть ряд систем, для которых наблюдаются значительные несоответствия между теорией и наблюдениями. Особое место в этом ряду занимают AR Cas и RR Рыси, которым посвящено много работ, как фотометрических, так и спектроскопических, и обе были открыты как двойные системы еще в начале XX века. Однако, несмотря на почти столетний ряд исследований этих двух ярких звезд Северного неба ($V = 4^m.89$ и $5^m.54$ для AR Cas и RR Lyn, соответственно), окончательные модели этих систем не были построены и данные разных авторов часто значительно противоречат друг другу. Поэтому затменные двойные системы с

эксцентричными орбитами AR Cas и RR Рыси были включены в тему моей работы и стали основными объектами исследования диссертации.

С целью выяснения основных причин несоответствия выводов и результатов работ разных авторов, исследовавших эти двойные системы, мы в Главе I провели анализ кривой блеска RR Рыси с целью оценки доверительных интервалов для фотометрических элементов, определенных из решения фотоэлектрических кривых блеска этой системы. Этот анализ показал, что точности фотоэлектрических наблюдений с $\sigma_{\text{obs}} \approx 0^{\text{m}}.010$ не достаточно для определения основных фотометрических элементов (r_1 ; r_2 ; ω ; e ; L_1 и L_2). Вариации этих элементов даже в пределах $\pm 20\%$ (!) удовлетворяют кривой блеска с точностью $\pm 0^{\text{m}}.005$! Усреднение и накопление разнообразных данных для повышения точности сводной кривой блеска плохо решают задачу как из-за большого и очень "неудобного" орбитального периода ($P=9^{\text{d}}.95$), так и заметных ошибок редукции ($\approx 0^{\text{m}}.005$) разных данных, полученных в разных фотометрических системах в разные периоды времени. Проблема повышения точности наблюдений для второй выбранной нами звезды, AR Cas, стоит не менее остро, поскольку глубины минимумов для этой системы составляют лишь $0^{\text{m}}.10$ и $0^{\text{m}}.03$ для MinI и MinII, соответственно. Поэтому для решения задачи построения непротиворечивой системы физических и геометрических характеристик системы AR Cas и RR Рыси, поставленной перед автором диссертации, необходимо было повысить точность фотоэлектрических измерений до $\sigma_{\text{obs}} \leq 0^{\text{m}}.003 \div 0^{\text{m}}.004$.

Проблема повышения точности измерений была решена в диссертации, во-первых, за счет наблюдения в лучшие астроклиматические ночи, в основном, в условиях Высокогорной Тяньшаньской обсерватории ГАИШ МГУ и, во-вторых, за счет использования для фотоэлектрических измерений четырехканального звездного электрофотометра, разработанного и

изготовленного автором диссертации совместно с В.Г. Корниловым. Поэтому в Главе II диссертации приведены конструктивные особенности основных узлов этого фотометра. Именно, благодаря наблюдениям в лучшие астроклиматические ночи и использованию четырехканального фотометра и эффективного итерационного метода анализа кривых блеска нам удалось решить основную задачу и впервые построить непротиворечивую модель систем AR Cas и RR Lyn.

На защиту выносятся следующие основные результаты :

1. Разработка конструкции и исследование четырехканального звездного WBVR-электрофотометра, изготовленного как на основе светоделителей с полупрозрачными алюминиевыми слоями, так и на базе дихроичных светоделителей.

С участием автора диссертации коллективом сотрудников ГАИШ на этом фотометре проведены абсолютные фотометрические измерения всех звезд Северного неба (до $\delta = -16^\circ$) ярче $7.^m2$ и опубликован Каталог WBVR величин 13 586 звезд и кратных систем. Точность этого каталога для абсолютных наземных измерений уникальна и в полосе V составляет примерно $0.^m005$.

2. Высокоточные многоцветные фотоэлектрические измерения ($\sigma_{\text{obs}} \leq 0.^m004$) затменных двойных систем RR Рыси и AR Кассиопеи в фотометрической системе WBVR.

3. Фотометрические и абсолютные параметры систем RR Рыси и AR Кассиопеи, найденные итерационным методом дифференциальных поправок из решения полученных автором кривых блеска.

Из-за высокой точности фотометрических измерений впервые удалось построить непротиворечивую систему геометрических и физических характеристик этих систем и установить их эволюционный статус: $t = (1.08 \pm 0.15) \cdot 10^9$ лет для RR Рыси, и $t = (60 \pm 3) \cdot 10^6$ лет для AR Кассиопеи.

4. Заключение, что химический состав атмосфер обеих компонент системы RR Рыси пекулярен: главная компонента показывает избыток тяжелых элементов ($[Fe/H]_I = 0.31 \pm 0.08$), а вторичная – их дефицит ($[Fe/H]_{II} = -0.24 \pm 0.06$).

Это заключение следует из анализа эффектов бланкетирования в полосах WBVR и находится в качественном и количественном согласии с результатами спектроскопических исследований этой системы. Анализ полученных в диссертации физических характеристик RR Рыси свидетельствует, что эффекты металличности связаны, по-видимому, лишь с поверхностными слоями звезд-компонент, а их ядра имеют нормальный химсостав.

5. Существенное уточнение периода вращения линии апсид эллиптической орбиты AR Кассиопеи ($U_{obs} = 1100 \pm 160$) лет и первое определение апсидального параметра ее главной компоненты: $\lg k_{2,1}^{obs} = -2.41 \pm 0.08$, который оказался в близком соответствии с современными эволюционными моделями звезд.

Перечисленные пункты определяют также научную новизну результатов, полученных в диссертации.

По теме диссертации опубликовано пять работ. Общий вклад авторов в совместных работах мы считаем равным, однако естественно, что конкретные виды работ (постановка задачи, разработка аппаратуры, наблюдения, обработка данных, анализ результатов и их интерпретация, публикации и др.), как правило, выполняются авторами не в равной степени. В список результатов, вынесенных на защиту, включены те результаты и выводы, в которых вклад автора диссертации был основным или, по крайней мере, равным вкладу других соавторов.

Личный вклад автора диссертации в совместных работах можно охарактеризовать следующим образом:

Общее направление работ было задано моим научным руководителем, доктором физико-математических наук Х.Ф. Халиуллиным. Во всех совместных с ним исследованиях ему принадлежит постановка задачи и общее руководство работой, а во всем остальном - вклад равный со всеми соавторами.

В совместных работах с В.Г.Корниловым по конструкции и изготовлению четырехканального звездного электрофотометра также считаю общий вклад равным, хотя я, в основном, работал по оптической и механической части фотометра, а В.Г.Корнилов – по электронной.

ГЛАВА I.
ИССЛЕДОВАНИЕ ВОЗМОЖНОСТИ И ТОЧНОСТИ ОПРЕДЕЛЕНИЯ
ФИЗИЧЕСКИХ И ГЕОМЕТРИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ ЗАТМЕННЫХ
СИСТЕМ С ЭЛЛИПТИЧЕСКИМИ ОРБИТАМИ НА ПРИМЕРЕ
АНАЛИЗА КРИВОЙ БЛЕСКА RR РЫСИ

§ 1.1. Основные теоретические соотношения,
определяющие скорость вращения эллиптической орбиты
из-за приливной и вращательной деформации компонент и
эффектов общей теории относительности

Если представить изолированную от других тел двойную систему в виде двух материальных точек, двигающихся по эллиптической орбите, то в классической механике Ньютона орбита будет неподвижна в пространстве, а согласно общей теории относительности (ОТО) большая полуось орбиты (линия апсид) будет вращаться с равномерной угловой скоростью $\dot{\omega}_{rel}$, определяемой формулой (Леви-Сивита, 1937):

$$\dot{\omega}_{rel} = \frac{d\omega}{dt} = \frac{2\pi}{P} \frac{3G(M_1 + M_2)}{c^2 a(1 - e^2)}, \quad (1.1.1)$$

или в более удобном виде:

$$U_{rel} [\text{Год}] = 1.81 \cdot 10^3 \cdot \frac{P^{5/3}(1 - e^2)}{(M_1 + M_2)^{2/3}}, \quad (1.1.2)$$

где ω – долгота периастра орбиты, M_1 и M_2 – массы компонент в M_{\odot} , a – большая полуось относительной орбиты в астрономических единицах, U_{rel} – период релятивистского вращения орбиты в годах, e – эксцентриситет орбиты, P – орбитальный период двойной системы в сутках.

Сферические массы сводимы к материальным точкам, и поэтому орбита двойной системы, состоящей из сферических компонент, также

должна вращаться согласно ОТО в соответствии с формулой (1.1.2). Однако из-за приливной и вращательной деформации компонент фигуры звезд деформируются и возникают дополнительные силы, приводящие к вращению орбиты. В соответствии с теорией этого вопроса, развитой в работах Рессела (1928), Чандрасекхара (1933), Каулинга (1938), Стерна (1939) и других, скорость этого вращения в современных обозначениях определяется простым соотношением (Халиуллин, 1997 а):

$$\frac{P}{U_{cl}} = C_1 \cdot k_{2,1} + C_2 \cdot k_{2,2}, \quad (1.1.3)$$

Здесь U_{cl} – период вращения линии апсид за счет приливной и вращательной деформации компонент (классический член), $k_{2,1}$ и $k_{2,2}$ – параметры апсидального вращения компонент. Индексы у постоянных C_i и вторые индексы у параметра $k_{2,i}$ обозначают принадлежность к главной ($i = 1$) или вторичной ($i = 2$) компонентам. Постоянные C_1 и C_2 зависят от наблюдаемых геометрических и физических характеристик двойной системы:

$$C_i = \left(\frac{R_i}{a}\right)^5 \left\{ \frac{M_{3-i}}{M_i} 15f(e) + \left(\frac{\omega_{r,i}}{\omega_k}\right)^2 \left(1 + \frac{M_{3-i}}{M_i}\right) g(e) \right\}, \quad (1.1.4)$$

где

$$f(e) = \left(1 + \frac{3}{2}e^2 + \frac{1}{8}e^4\right) \frac{1}{(1-e^2)^5}, \quad (1.1.5)$$

$$g(e) = (1 - e^2)^{-2} \quad (1.1.6)$$

Здесь R_i , и $\omega_{r,i}$ – радиус и угловая скорость осевого вращения i -й компоненты, соответственно, ω_k – средняя угловая скорость орбитального вращения. Обычно принимается $i = 1$ и название "главная" для более массивной компоненты, хотя возможны отклонения: в затменных звездах, например, главной считается компонента с большей поверхностной яркостью. Предполагается, что векторы осевого и орбитального вращения параллельны. Случаи отклонения от этого условия и возникающие при этом

эффекты рассмотрены Копалом (1978), Баркером и О'Коннеллом (1978) и Шакурой (1985).

Апсидальные параметры k_2 , входящие в формулу 1.1.3, вводятся посредством соотношения:

$$k_j = \frac{j+1 - \eta_j(R)}{2(j + \eta_j(R))}, \quad (1.1.7)$$

где функции $\eta_j(r)$ равны нулю в центре звезды ($r = 0$) и определяются через следующее дифференциальное уравнение первого порядка:

$$r \frac{d\eta_j}{dr} + 6 \frac{\rho(r)}{\bar{\rho}(r)} (\eta_j + 1) + \eta_j (\eta_j - 1) = j(j+1) \quad (1.1.8)$$

Здесь индекс j определяет порядок параметра, r – расстояние от центра звезды до данного слоя, $\rho(r)$ – локальное значение плотности, $\bar{\rho}(r)$ – средняя плотность внутри сферы радиуса r , R – радиус всей конфигурации (звезды) и, следовательно, $\eta_j(R)$ – значение функции η_j на поверхности звезды. Уравнение (1.1.8), которое часто называют "уравнением Радо", обычно решается методом Рунге-Кутты для распределения плотности $\rho(r)$, получаемого на основе модельных расчетов внутренней структуры звезды. Для приближенных вычислений можно воспользоваться простой формулой:

$$k_j = \frac{3(j+2)}{2j+1} \frac{1}{R^{2j+1}} \int_0^R \frac{\rho(r)}{\bar{\rho}(r)} r^{2j} dr, \quad (1.1.9)$$

справедливой при $\rho(r) / \bar{\rho}(r) \ll 1$. Соотношение (1.1.9), хотя и весьма приближенное, дает наиболее наглядную характеристику (физический смысл) популярных и широко используемых параметров k_j . В связи с тесной связью с $\rho(r)$, величины k_j называются также параметрами внутренней структуры звезды. На сегодняшний день практическую ценность с точки зрения рассматриваемой проблемы имеют лишь величины k_2 – апсидальные параметры второго порядка ($j = 2$). Параметры других порядков дают пренебрежимо малый вклад в апсидальное движение.

Измерив все величины, входящие в (1.1.3) и (1.1.4), можно найти "наблюдаемое" значение k_2^{obs} , а из модельных расчетов $\rho(r)$ и последующего решения уравнения Радо (1.1.8) – k_2^{th} . Сравнение k_2^{obs} и k_2^{th} и является наблюдательным тестом для задействованных здесь теорий. Однако, как видно из соотношения (1.1.3), мы не можем определить из наблюдений параметры $k_{2,1}$ и $k_{2,2}$ по отдельности. Определяется лишь их средневзвешенное значение:

$$\bar{k}_2^{obs} = \frac{1}{C_1 + C_2} \frac{P}{U_{cl}}, \quad (1.1.10)$$

где весами являются величины C_i , введенные выше соотношением (1.1.4). Очевидно, для возможности сравнения и теоретические значения величин k_2^{th} должны быть усреднены с теми же весами C_i :

$$\bar{k}_2^{th} = \frac{C_1 k_{2,1}^{th} + C_2 k_{2,2}^{th}}{C_1 + C_2} \quad (1.1.11)$$

Отметим, что из-за причин, связанных с наблюдательной селекцией, физические характеристики компонент ТДС, пригодных для подобных сравнений, обычно различаются мало. Поэтому такое усреднение, как правило, не очень сильно "замывает" картины сравнения типа: $(\bar{k}_2^{obs} - \bar{k}_2^{th}) = f(\bar{M})$

Следует остановиться еще на одном моменте. В связи со сложностью определения из наблюдений угловой скорости осевого вращения $\omega_{r,i}$, величины $(\omega_{r,i}/\omega_k)^2$, входящие в (1.1.4), для большинства двойных систем неизвестны. Теоретические оценки показывают, что приливное трение должно приводить к быстрой синхронизации орбитального и осевого вращения в ТДС (Копал, 1978). Однако в эллиптической орбите орбитальная угловая скорость $\omega_k(u)$ зависит от истинной аномалии u и сильно меняется по орбите. Таким образом не совсем ясно, при каком значении $\omega_k(u)$ должно это происходить. Специально поставленные статистические исследования

(Свингс, 1936) свидетельствуют, что синхронизация наступает при значении $\omega_k(u)$ для периастра. Поэтому при неизвестных $\omega_{r,i}$ обычно принимается:

$$\left(\frac{\omega_{r,1}}{\omega_k}\right)^2 = \left(\frac{\omega_{r,2}}{\omega_k}\right)^2 = \frac{1+e}{(1-e)^3} \quad (1.1.12)$$

Этот вывод подтверждается и более современными данными (Кларет и Гименез, 1993).

Классическое движение линии апсид происходит в том же направлении, что и релятивистское, и оба движения совпадают по направлению с орбитальным движением компонент двойной. Если обозначить через U_{obs} наблюдаемый (общий) период апсидального движения и, кроме того:

$$\dot{\omega}_{obs} = 2\pi \frac{P}{U_{obs}}; \quad \dot{\omega}_{rel} = 2\pi \frac{P}{U_{rel}}; \quad \dot{\omega}_{cl} = 2\pi \frac{P}{U_{cl}}, \quad (1.1.13)$$

то

$$\dot{\omega}_{cl} = \dot{\omega}_{obs} - \dot{\omega}_{rel}; \quad U_{cl} = P \frac{2\pi}{\dot{\omega}_{cl}} \quad (1.1.14)$$

Очевидно, что все угловые скорости вращения линии апсид $\dot{\omega}$ в приведенных соотношениях выражены в радианах за орбитальный период [рад./цикл]. Как видим, учет релятивистского члена сводится к простому вычитанию $\dot{\omega}_{rel}$ из общей наблюдаемой $\dot{\omega}_{obs}$. В то же время, например, гравитационное воздействие третьего тела может привести как к прямому, так и к обратному апсидальному движению в зависимости от взаимной ориентации орбит (Мартынов, 1971).

Возвращаясь к соотношениям (1.1.2); (1.1.3) и (1.1.4), видим, что для определения апсидальных параметров k_2 и построения полной физической и геометрической модели двойной системы с эллиптической орбитой необходимо найти наблюдаемый период вращения линии апсид U_{obs} , а также радиусы компонент R_i , их массы M_i , долготу периастра ω и эксцентриситет

орбиты e . Поскольку $C_i \propto (R_i/a)^5$, мы должны знать относительные радиусы с высокой точностью ($\sim 1\%$), что возможно только в случае, если система является затменной, как в случае выбранных нами звезд AR Cas и RR Lyn. Относительные радиусы и светимости компонент, а также эксцентриситет и долгота периастра орбиты определяются из решения кривой блеска затменной системы, о чем пойдет речь в следующем параграфе. Здесь мы еще остановимся кратко на определении периода апсидального вращения U_{obs} .

На рис 1.1.1 показана схема относительной орбиты главной компоненты ТДС. Здесь и далее: $\Omega\tilde{U}$ – линия узлов, А и П – положения апоастро и периастро, соответственно, АП – линия апсид, ω – долгота периастро, ν – истинная аномалия, i – наклонность орбиты. Когда мы видим орбиту с ребра ($i \approx 90^\circ$), то при орбитальном движении компоненты периодически затмевают друг друга, и в итоге может быть построена кривая блеска ТДС, показанная ниже на этом же рисунке. Видно, что из-за эллиптичности орбиты вторичный минимум (Min II – затмение вторичной компоненты главной) обычно расположен не посередине между двумя последовательными главными минимумами, и его относительное положение определяется значениями e и ω . Поэтому в случае поворота линии апсид (изменения ω) Min II будет циклически смещаться относительно фазы $0.5P$ в ту или другую сторону с периодом U_{obs} , равным времени полного оборота орбиты в пространстве. При этом, очевидно, будут меняться формы обоих минимумов. Подробное рассмотрение вопроса приводит к следующим соотношениям для моментов главного T_1 и вторичного T_2 минимумов:

$$\text{Min I} \equiv T_1 = T_{\pi/2} + P \cdot E + \pi_1(\omega), \quad (1.1.15)$$

$$\text{Min II} \equiv T_2 = T_{\pi/2} + P/2 + P \cdot E + \pi_2(\omega), \quad (1.1.16)$$

где
$$\omega = \pi/2 + \dot{\omega}_{obs} \cdot E, \quad (1.1.17)$$

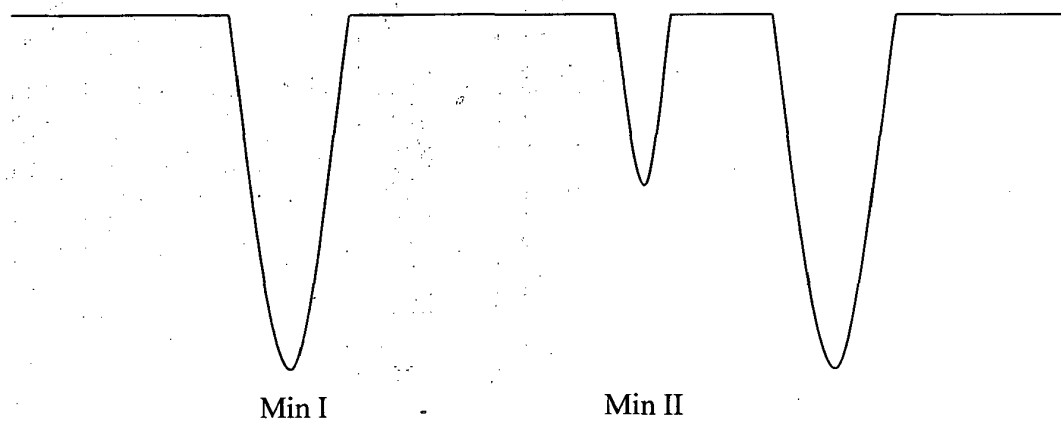
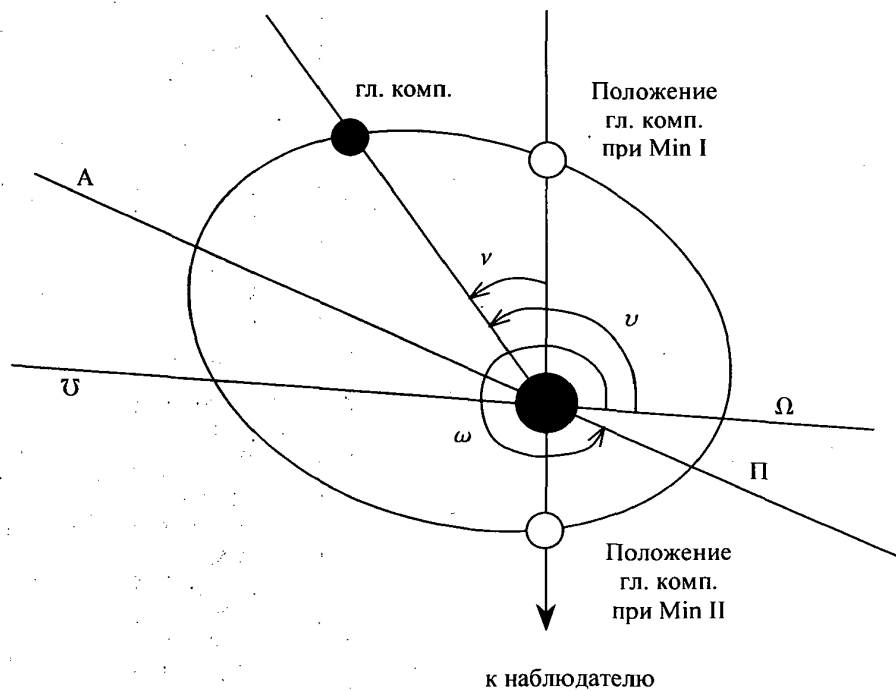


Рис. 1.1.1. Схема относительной орбиты главной компоненты ТДС

а периодические члены, зависящие от ω , определяются следующим выражением:

$$\pi_{1,2} = \mp 2 \frac{P}{2\pi} e \cos \omega + \frac{P}{2\pi} e^2 \frac{1+2\sqrt{1-e^2}}{(1+\sqrt{1-e^2})^2} \sin 2\omega \pm \frac{2}{3} \cdot \frac{P}{2\pi} e^3 \frac{1+3\sqrt{1-e^2}}{(1+\sqrt{1-e^2})^3} \cos 3\omega \quad (1.1.18)$$

и поэтому:

$$T_2 - T_1 = \frac{P}{2} + \frac{2P}{\pi} e \cos \omega - \frac{2P}{3e} e^3 \frac{1+3\sqrt{1-e^2}}{(1+\sqrt{1-e^2})^3} \cos 3\omega \quad (1.1.19)$$

Обозначим через P_I и P_{II} периоды следования Min I и Min II, соответственно. При вращении эллиптической орбиты эти периоды также будут меняться во времени и, как правило, различаться между собой. Дифференцируя по E соотношения (1.1.15) и (1.1.16), получим (Халиуллин, 1977 а:

$$\frac{P_I - P_{II}}{P} = 4 \cdot e \frac{P}{U} (\sin \omega - e^2 \frac{1+3\sqrt{1-e^2}}{(1+\sqrt{1-e^2})^3} \sin 3\omega) \quad (1.1.20)$$

В приведенных соотношениях величина $T_{\pi/2}$ – момент главного минимума в эпоху $E = 0$, а эпоха наблюдения $E = [(JD - JD_{\pi/2})/P]$. При этом $JD_{\pi/2}$ – юлианский день наблюдения, когда $\omega = \pi/2$. Вторичный минимум при $JD_{\pi/2}$ расположен посередине между главными и имеет максимальную скорость смещения. Поэтому момент $JD_{\pi/2}$ определяется из наблюдений с наибольшей точностью. Все соотношения приведены здесь для наклонности орбиты $i = 90^\circ$. При $i < 90^\circ$ появляются небольшие поправки, подробно расписанные Мартыновым (1948, 1971).

Из сравнения наблюдаемых моментов минимумов с теоретическими определяется затем U_{obs} . Для систем, у которых апсидальный период мал, а интервал наблюдений покрывает более $0.5 U_{obs}$, из соотношений (1.1.15) и (1.1.16) можно определить одновременно U_{obs} , e и ω (величина P всегда считается известной). Такой метод использован для известных систем Y Cyg (Гименез и Гарсиа, 1960), HS Her (Халиуллин и Халиуллина, 1992), RU Mon (Халиуллина, Халиуллин и Мартынов, 1985), DR Vul (Халиуллина, 1987) и

других. Однако в большинстве случаев значения e и ω определяются из решения кривых блеска при определении фотометрических элементов, к чему мы и переходим.

§ 1.2. Краткое описание итерационного метода дифференциальных поправок для решения кривых блеска систем с эллиптическими орбитами

Методы анализа кривых блеска с помощью ЭВМ включают обычно три основных момента:

1. Выбор оптимальной модели двойной системы.
2. Поиск оптимальных параметров модели.
3. Оценка ошибок найденных параметров.

Опыт решения кривых блеска затменных двойных систем с эксцентричными орбитами показывает, что из-за малости относительных радиусов и разделенности системы искажения формы звезд-компонент настолько малы, что к ним с высокой точностью применима модель сферических звезд (Халиуллин, 1997 б). Что касается эффекта отражения, то теория этого явления хорошо разработана (Мартынов, 1971), часто применяется и мы не будем останавливаться здесь на этом вопросе. Тем более, что эффект отражения для рассматриваемых систем меньше 1% от светимости системы.

Чрезвычайно сложный и до сих пор нерешенный вопрос оценки ошибок найденных параметров мы рассмотрим в следующем параграфе. Здесь остановимся на поиске оптимальных элементов.

Во Введении мы коснулись кратко столетней истории этого вопроса. Появление мощных ЭВМ оставило в прошлом многотрудные и

фундаментальные теоретические работы первой половины XX века по методам решения кривых блеска, которые теперь представляют лишь исторический интерес. Для нашей модели затменной системы из двух сферических звезд, вращающихся на эллиптических орбитах, Халиуллина и Халиуллин (1984) разработали весьма эффективный итерационный метод дифференциальных поправок, с успехом применяющийся до настоящего времени.

Идея метода чрезвычайно проста и состоит в следующем. Пусть задана наблюдаемая кривая блеска в звездных величинах O_i для известных моментов времени JD_i . Для тех же моментов JD_i с использованием необходимого для принятой модели набора фотометрических элементов вычисляем теоретическую кривую блеска C_i и составляем функционал

$$\sigma_{O-C} = \frac{\sum (O - C)_i^2}{N - l},$$
 где N – число точек в кривой блеска, а l – число искомых параметров.

Оптимальным считается набор элементов, соответствующий минимуму σ_{O-C} , и задача заключается в минимизации этого функционала. В отличие от многих других способов минимизации σ_{O-C} , основанных обычно на градиентном спуске, метод дифференциальных поправок дает на каждой итерации правильное направление и соотношение шагов (поправок) для изменений всех искомых параметров. Однако из-за нелинейности задачи абсолютные величины поправок могут быть искажены настолько, что мы можем далеко "проскочить" оптимальные значения элементов. Если мы теперь начнем пропорционально уменьшать найденные этим методом поправки, то в конце концов придем к наименьшему значению σ_{O-C} при движении в данном направлении. Затем методом дифференциальных поправок ищется новое направление (вторая итерация) и вся процедура пропорционального уменьшения поправок повторяется. Опыт (в том числе и

наш) показывает, что мы очень быстро, за 5-7 итераций, находим оптимальный набор элементов.

Проиллюстрируем работу метода на примере анализа наиболее точной ($\sigma_{\text{obs}} \approx 0^m,011$) и полной ($N = 995$ точек) фотоэлектрической кривой блеска RR Рыси, опубликованной Боцула (1960) и приведенной на рис. 1.2.1. В табл. 1.2.1. даны фотометрические элементы этой системы, найденные описанным методом при разных закрепленных значениях коэффициентов потемнений. Здесь и ниже использованы следующие обозначения:

$r_{1,2}$ - радиусы компонент в долях большой полуоси относительной орбиты;

$L_{1,2,3}$ - светимости компонент и возможного третьего тела в долях светимости всей системы;

$u_{1,2}$ - линейные коэффициенты потемнения дисков;

i, e, ω - наклонность, эксцентриситет и долгота периастра орбиты главной компоненты, соответственно.

Кроме указанных 10 элементов, метод дает также поправку к начальной эпохе (JD_0) в формуле для вычисления эфемерид, а также поправку Δm к принятому значению внезатменного блеска m_0 .

Из таблицы 1.2.1 видно, что изменение как u_1 , так и u_2 от 0.0 до 1.0 практически не меняет величину функционала σ_{0-C} . Следовательно, можно сделать вывод, что коэффициенты потемнения компонент из кривой блеска, полученной Боцула, не определяются. Поэтому при следующих экспериментах они были закреплены в соответствии с их теоретическими значениями (для $\lambda_{\text{эф}} \approx 4500\text{\AA}$): $u_1 \approx u_2 = 0.65$ (Грыгар, 1965). В этой же таблице 1.2.1 даны также фотометрические элементы RR Рыси, полученные при разных, но закрепленных значениях r_1, r_2 и ω , соответственно. Опять видно, что в очень широких диапазонах изменения этих параметров функционал

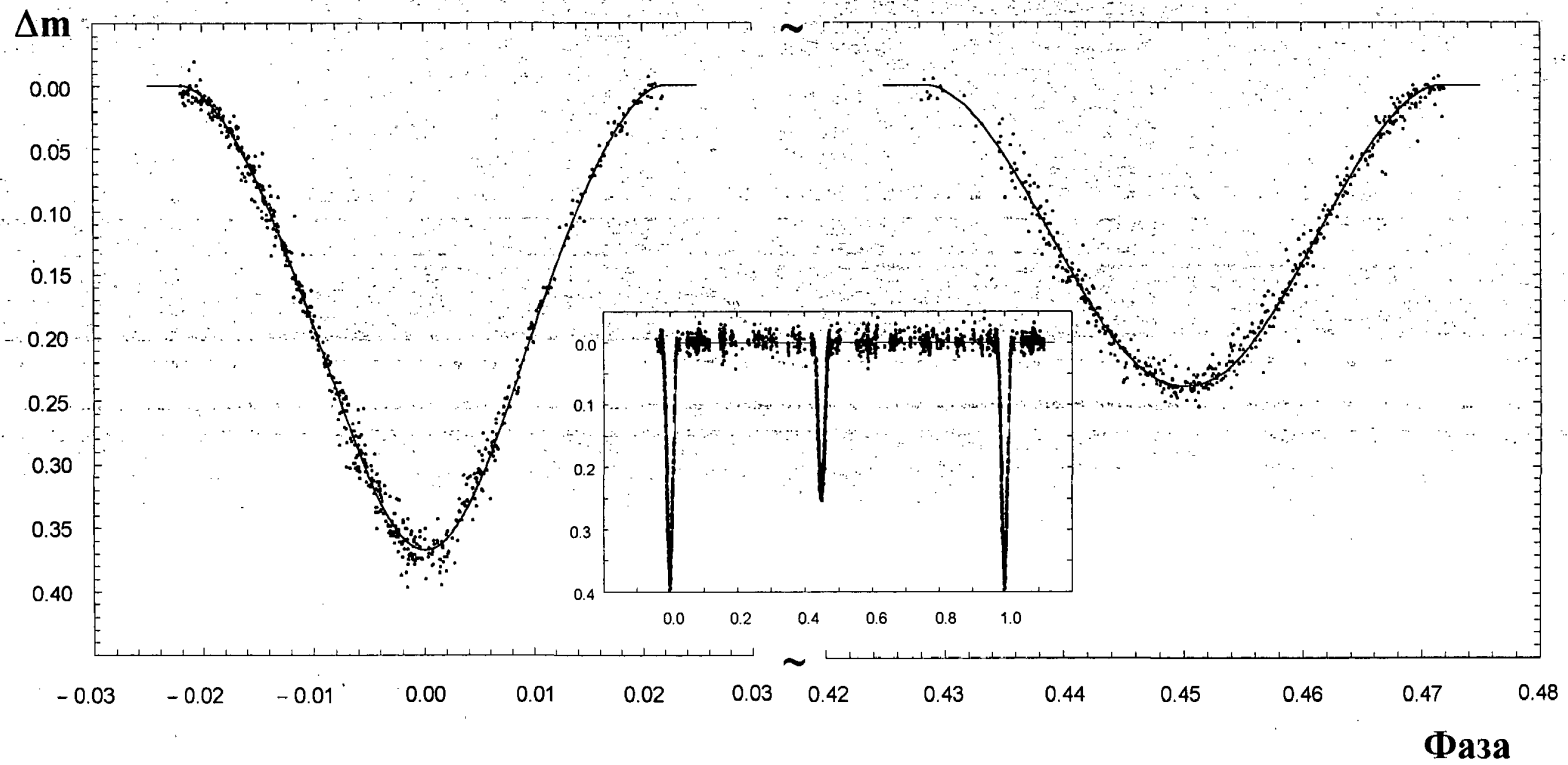


Рис. 1.2.1. Фотоэлектрическая кривая блеска RR Рыси, полученная Боцула (1960) ($N = 995$ точек, $\sigma_{\text{obs}} \sim 0^{\text{m}}.011$).
Непрерывной линией проведена оптимальная теоретическая кривая блеска

Таблица 1.2.1. Фотометрические элементы RR Лун для разных закрепленных значений параметров, найденные из решения фотоэлектрической кривой блеска, опубликованной Боцула (1960). Даны элементы для крайних значений закрепленных параметров (эти параметры выделены жирным шрифтом). Здесь σ_{0-c} – стандартное отклонение наблюдений от соответствующей теоретической кривой.

Фотометрические элементы	Оптимальные элементы	Прогон по r_1		Прогон по r_2		Прогон по ω		Прогон по u_1		Прогон по u_2	
		$r_1(\min)$	$r_1(\max)$	$r_2(\min)$	$r_2(\max)$	$\omega(\min)$	$\omega(\max)$	$u_1(\min)$	$u_1(\max)$	$u_2(\min)$	$u_2(\max)$
r_1	0.0915	0.056	0.0960	0.0887	0.0593	0.0706	0.0888	0.0853	0.0915	0.0919	0.0915
r_2	0.0588	0.0927	0.0584	0.050	0.092	0.0844	0.0522	0.0603	0.0588	0.0545	0.0615
i	86°.83	86°.49	86°.80	87°.68	86°.31	86°.01	87°.44	86°.80	86°.83	87°.20	86°.60
e	0.0832	0.0830	0.0790	0.0840	0.0832	0.0908	0.0900	0.0839	0.0832	0.0901	0.0796
ω	199°.7	160°.5	184°.1	201°.6	160°.4	150°.0	210°.0	159°.0	199°.7	209°.6	190°.1
L_1	0.776	0.326	0.793	0.810	0.353	0.470	0.802	0.739	0.776	0.793	0.764
L_2	0.224	0.674	0.207	0.190	0.647	0.530	0.198	0.261	0.224	0.207	0.236
u_1	1.0	0.65	0.65	0.65	0.65	0.65	0.65	0.00	1.00	1.00	1.0
u_2	0.7	0.65	0.65	0.65	0.65	0.65	0.65	0.70	0.70	0.00	1.0
σ_{0-c}	0.01062	0.01090	0.01085	0.01087	0.01084	0.01084	0.01085	0.01071	0.01062	0.01063	0.01062

σ_{0-c} меняется очень мало. Это также проиллюстрировано на рис. 1.2.2, где приведены зависимости σ_{0-c} от закрепленных значений u_1 , u_2 , γ_1 , γ_2 и ω для кривой блеска, полученной Боцула (1960).

Предложено несколько критериев для определения доверительных интервалов искоемых фотометрических элементов по изменению величины σ_{0-c} в окрестностях своего минимума. Однако использование всякого рода статистик типа χ^2 (Буддинг, 1974), или же распределения Фишера (Гончарский, Черепашук и Ягола, 1985) приводит к сильно различающимся результатам (иногда более, чем на порядок). При этом предполагается, что наблюдаемые точки независимы и подчиняются нормальному распределению. Также обычно имеется ввиду, что все искоемые параметры независимы. Ни одно из этих условий для астрономических наблюдений и искоемых параметров не выполняется. Во-первых, в наблюдениях всегда присутствуют коррелированные ошибки, связанные с систематическими ошибками измерений и физическими микрофруктуациями блеска звезд-компонент и стандартов. Во-вторых, известно, что сами искоемые параметры сильно коррелированы (Буддинг, 1974). Кроме того, оценка ошибок параметров сильно зависит от распределения наблюдений вдоль кривой блеска..

Тем не менее, из рассмотрения таблиц и рисунков этого параграфа можно сделать вывод, что точность даже наиболее точной ($\sigma_{0-c}^{\min} = 0^m.0106$) и полной ($N=995$ точек) кривой блеска RR Lyn, полученной до нашей работы, недостаточна для построения приемлемой модели этой системы. Искоемые параметры $\gamma_{1,2}$; $L_{1,2}$; e и ω , u_1 и u_2 в очень широком интервале значений ($\pm 20\%$) практически одинаково удовлетворяют наблюдаемой кривой блеска. Если для оптимальных фотометрических элементов минимальная величина $\sigma_{0-c}^{\min} = 0^m.0106$, то для граничных значений элементов в таблиц 1.2.1 величина этого функционала возрастает менее, чем на 3%: $\sigma_{0-c} < 0^m.0109$.

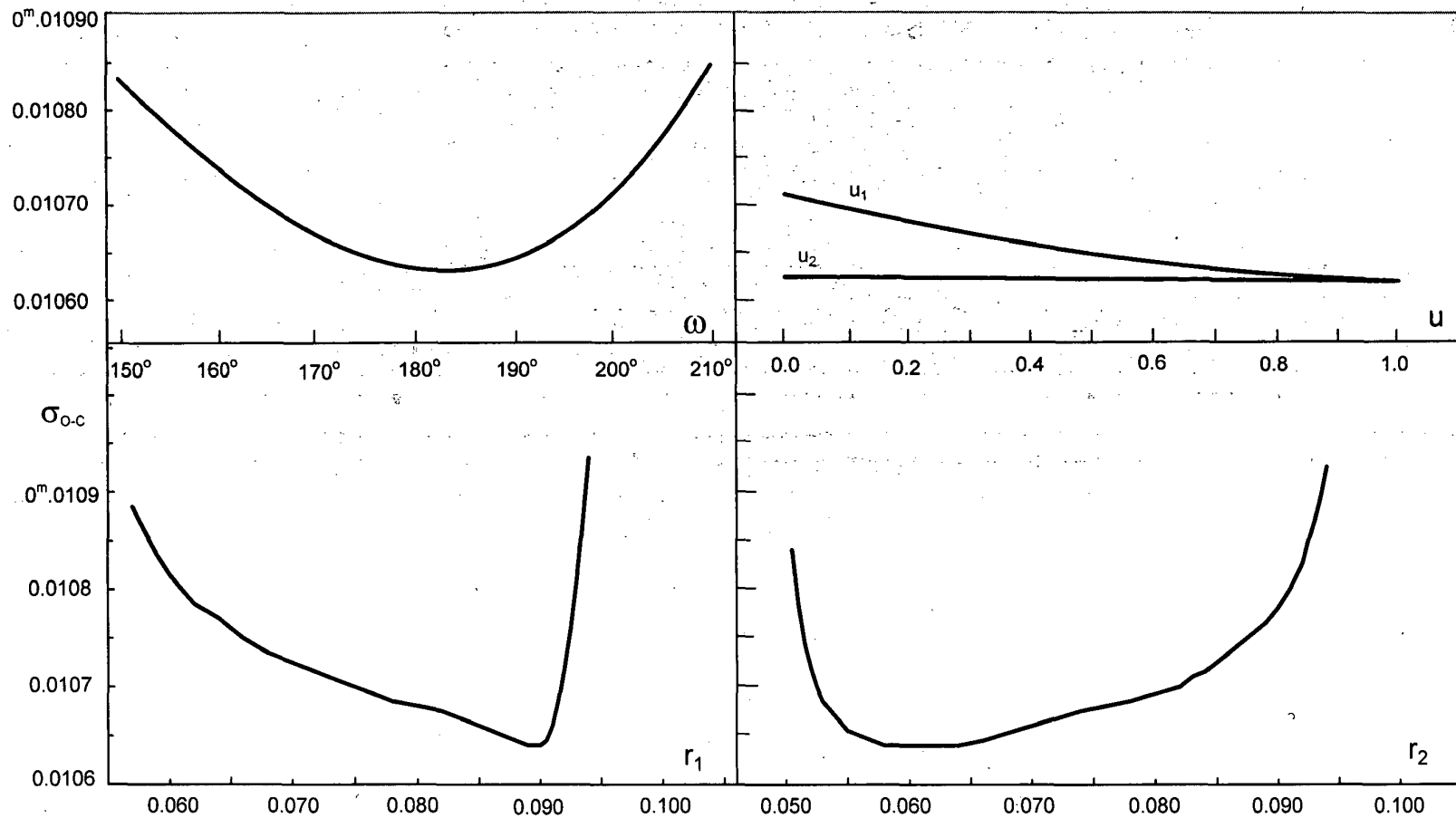


Рис. 1.2.2. Зависимость функционала σ_{O-C} от закрепленных значений соответствующих фотометрических элементов RR Рыси для кривой блеска, полученной Боцула (1960)

Учитывая вышесказанное, вряд ли такое возрастание этого функционала можно назвать критичным. Хотя при этом r_1 меняется от 0.056 до 0.096, r_2 – от 0.050 до 0.092, L_1 – от 0.326 до 0.810. То есть, изменение основных параметров до двух раз не приводит к заметному увеличению σ_{O-C} .

Возникает вопрос, с какой же точностью необходимо провести измерения блеска этой системы для получения приемлемых физических и геометрических характеристик? Из результатов анализа наблюдаемой кривой блеска, проведенного в этом параграфе, мы вообще говоря, не можем ответить на этот вопрос, кроме общего утверждения, что σ_{obs} должна быть существенно меньше $0^m.010$. В следующем параграфе мы постараемся ближе подойти к решению этого вопроса.

§ 1.3. Оценка доверительных интервалов для фотометрических элементов, определенных из анализа фотоэлектрических кривых блеска RR Рыси

Следуя классикам советской школы исследователей затменных двойных звезд (Шульберг 1971 а; Черепашук, 1968), введем понятие "полосы рассеяния", которая имеет в звездных величинах ширину $\Delta m = \pm 0.5 \sigma_{obs}$ и проходит симметрично относительно оптимальной теоретической кривой блеска затменной системы, для которой функционал σ_{O-C} достигает минимума. В отличие от классиков, учитывая характер отклонений разных кривых блеска и некоторые другие соображения, скорее опытного, чем логического порядка, мы несколько сузили полосу рассеяния. Все фотометрические элементы, для которых теоретическая кривая блеска проходит внутри этой полосы, будем считать приемлемыми. Хотя такая постановка вопроса далека от теории статистики, однако, как отмечалось уже

во Введении, из-за всякого рода систематических ошибок измерений и редуций, а также возможных и наблюдаемых микрофлуктуаций блеска звезд, теория статистики в чистом виде к проблеме определения доверительных интервалов фотометрических элементов неприменима. Поэтому введение понятия "полосы рассеяния" представляется нам разумным выходом из ситуации на сегодняшний день. Тем более, что такой подход позволяет еще до проведения наблюдений на основе предварительных данных о затменной системе и в зависимости от поставленной цели оценить необходимую точность измерений, интервалы фаз, особо "чувствительные" к тем или иным элементам, и, вообще, возможность решения поставленной задачи. На примере избранной системы RR Lyn мы проиллюстрируем возможности "полосы рассеяния", до сих пор слабо реализованные.

С целью рассмотрения вопроса, с какой точностью необходимо измерять кривую блеска RR Lyn для надежного определения тех или иных фотометрических элементов, мы поставили следующий численный эксперимент. Была взята модель затменной системы, насколько возможно, близкая к RR Lyn и определяемая элементами, представленными в таблице 1.3.1. С этими элементами построена модельная кривая блеска, содержащая в каждом минимуме по 200 точек, равномерно распределенных по орбитальным фазам. С этой кривой мы произвели все те операции, что и с действительно отнаблюденной фотоэлектрической кривой блеска в предыдущем параграфе.

Прежде всего, забыв про таблицу 1.3.1 и приняв наугад какой-то начальный набор элементов, итерационным методом дифференциальных поправок мы решили эту модельную кривую блеска (с поиском всех 10 элементов!) и пришли, как и ожидалось, к системе фотометрических элементов из таблицы 1.3.1 и к значению минимизируемого функционала σ_0 .

с ($r_{1,2}$; $L_{1,2,3}$; $U_{1,2}$; e , i , ω), равному нулю. Принимая разные начальные наборы элементов, мы неизменно и очень быстро (≈ 10 сек на Pentium-3) приходили к одному и тому же результату, что говорит об эффективности метода, а также об единственности глобального минимума и плавности функционала σ_{O-C} в области этого минимума.

Далее мы исследовали поведение этого функционала вдоль осей координат, коими являются фотометрические элементы, перечисленные выше. Это проделывалось следующим образом.

1) Выбиралась ось, пусть это будет, для определенности, ось долготы периастра, ω . Значение ω из таблицы 1.3.1 обозначим ω_0 . В ту и другую сторону от ω_0 с определенным шагом создавалась сетка значений ω : ω_1 , ω_2 , ω_3 , ... ω_i , ... ω_n .

2) Для каждого значения ω из этой сетки итерационным методом дифференциальных поправок решалась модельная кривая блеска при

Таблица 1.3.1. Фотометрические элементы RR Lyr для построения модельной кривой блеска и оценки их доверительных интервалов, полученные из анализа этой модельной кривой для двух вариантов ошибок измерений: $\sigma_{obs} = 0^m.010$ и $0^m.003$

Фотометрические элементы	Модельная кривая блеска	Доверительные интервалы для $\sigma_{obs} = 0^m.010$	Доверительные интервалы для $\sigma_{obs} = 0^m.003$
r_1	0.0878	0.058 ÷ 0.090	0.0874 ÷ 0.0884
r_2	0.0541	0.052 ÷ 0.088	0.0530 ÷ 0.0555
i	87°.45	86°.3 ÷ 89°.0	87°.2 ÷ 87°.9
e	0.0782	0.078 ÷ 0.086	0.0779 ÷ 0.0788
ω	185°.0	155° ÷ 205°	180° ÷ 190°
L_1	0.7835	0.362 ÷ 0.795	0.692 ÷ 0.788
L_2	0.2165	0.201 ÷ 0.638	0.208 ÷ 0.226
L_3	0.00	0.00 ÷ 0.26	0.00 ÷ 0.10
u_1	0.65	0.0 ÷ 1.0	0.45 ÷ 0.85
u_2	0.65	0.0 ÷ 1.0	0.45 ÷ 0.85

закрепленной величине $\omega = \omega_i$. То есть, искомыми являлись все элементы, кроме ω . Ниже будем называть всю эту процедуру как "прогон по ω ". Правда после того, как мы убедились, что кривые блеска RR Lyn слабо чувствительны к коэффициентам потемнения u и третьему свету L_3 , для этих элементов были зафиксированы их модельные значения: $u = 0.65$ и $L_3 = 0$, и они не варьировались в дальнейшем при прогонах по другим элементам.

В результате такого прогона для каждого фиксированного значения ω мы получаем набор оптимальных фотометрических элементов, который назовем $\Phi(\omega)$. Соответствующую этому набору $\Phi(\omega)$ величину σ_{o-c} обозначим как $\sigma_{o-c}^{\min}(\omega)$.

3) На основе каждого найденного таким образом набора фотометрических элементов $\Phi(\omega)$ вычислялась теоретическая кривая блеска $S(\omega)$ для тех же фаз, что и фазы модельной кривой "М". Затем были составлены разности $(S - M)_\omega$.

Операции, подобные перечисленным в этих трех пунктах, выполнялись для каждого фотометрического элемента. Результаты такого прогона для избранных фотометрических элементов и избранных из обширной сетки их значений представлены ниже в таблицах и рисунках. Очевидно, что невозможно представить здесь все результаты этого большого объема вычислительных работ, да это, по-видимому, и не очень целесообразно, поскольку результаты прогона кривой блеска по всем элементам RR Lyn интересны лишь с точки зрения именно этой системы. А для других звезд подобные эксперименты могут привести несколько к другой картине. Отметим, что из-за близкого сходства компонент RR Lyn (A6IV + F0V) мы решили объединить в нашем эксперименте два фотометрических элемента u_1 и u_2 в один, считая: $u_1 = u_2$, и обозначив единый коэффициент потемнения через u .

Какие выводы можно сделать из анализа полученных результатов?

Прежде всего рассмотрим рис. 1.3.1 а,б, где приведены графики (С – М) в области главного (MinI) и вторичного (MinII) минимумов RR Lyn, соответственно, для разных закрепленных значений коэффициента потемнения дисков компонент в интервале u от 0.0 до 1.0. Напомним, что у нас было принято, что $u_1 = u_2 = u$. Из рисунка наглядно видно, что все отклонения от модельной кривой теоретических кривых для всего интервала возможных значений u лежат в пределах $\Delta m = \pm 0^m.005$. То есть в соответствии с понятием "полосы рассеяния", из кривых блеска RR Lyn, стандартные ошибки которых $\sigma_{obs} = 0^m.010$ и больше, коэффициенты потемнения не определяются. Однако при $\sigma_{obs} = 0^m.003$, что соответствует полосе рассеяния шириной $\Delta m = \pm 0^m.0015$, мы можем получить хотя и грубую, но приемлемую оценку: $u = 0.65 \pm 0.20$ и делаем вывод, что для определения коэффициентов потемнения дисков компонент к краю необходимо получить еще более точную кривую блеска RR Lyn.

На рисунках 1.3.2-1.3.5 в Приложении приведены подобные графики для фотометрических элементов L_3 , r_1 , r_2 и ω , соответственно. Все они таким же образом были проанализированы и найдены соответствующие доверительные интервалы для этих элементов как для кривой блеска с $\sigma_{obs} = 0^m.010$, так и для $\sigma_{obs} = 0^m.003$. Все эти доверительные интервалы фотометрических элементов, полученные таким образом, приведены в таблице 1.3.1, а в таблицах 1.3.2 и 1.3.3 даны фотометрические элементы, соответствующие границам этих доверительных интервалов, и стандартные отклонения, σ_{C-M} , теоретических кривых (С) для этих элементов от модельной кривой блеска (М).

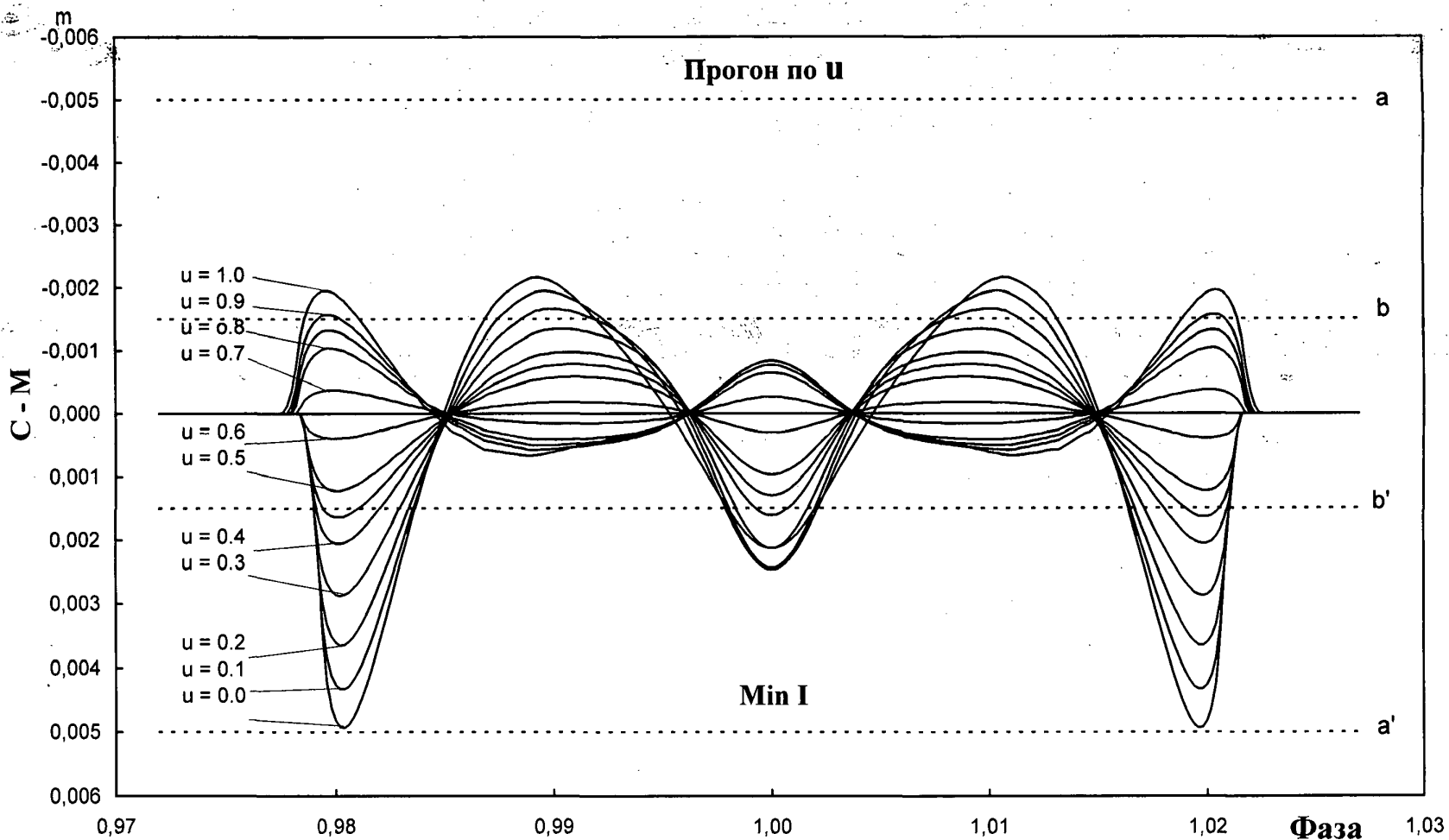


Рис. 1.3.1.а. Отклонение теоретических кривых блеска (С) от модельной кривой (М) в области главного минимума RR Lyr для разных закрепленных значений потемнения дисков u . Пунктирными линиями показаны полосы рассеяния для $\sigma_{\text{obs}} = 0^{\text{m}}.0010$ (aa') и для $\sigma_{\text{obs}} = 0^{\text{m}}.003$ (bb').

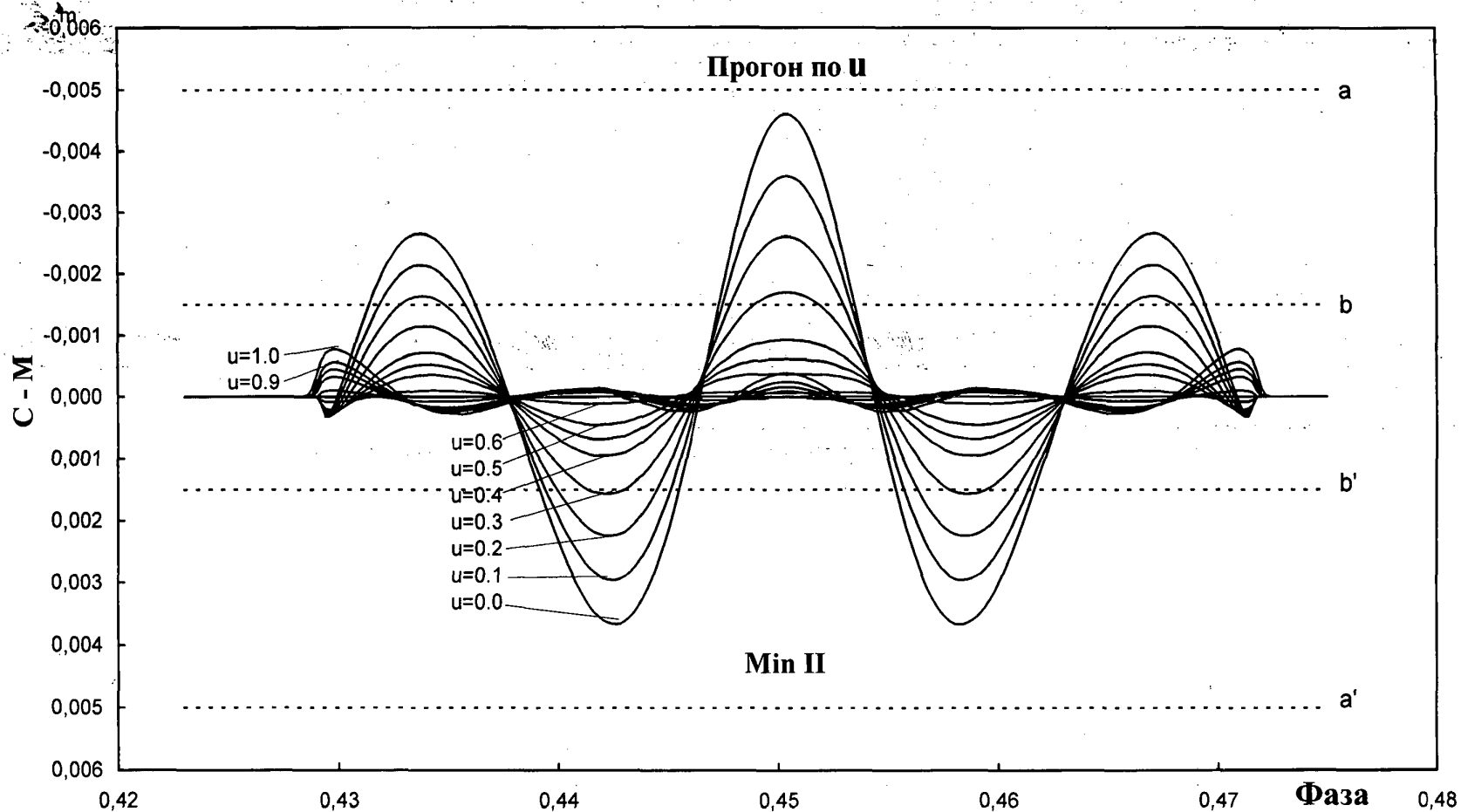


Рис. 1.3.1.6. Отклонение теоретических кривых блеска (С) от модельной кривой (М) в области вторичного минимума RR Лун для разных закрепленных значений потемнения дисков u . Пунктирными линиями показаны полосы рассеяния для $\sigma_{\text{obs}} = 0^{\text{m}}.0010$ (aa') и для $\sigma_{\text{obs}} = 0^{\text{m}}.003$ (bb').

Таблица 1.3.2. Фотометрические элементы RR Lyr для границ их доверительных интервалов, полученные из анализа модельной кривой блеска для случая $\sigma_{\text{obs}} = 0.^m010$. Границы интервалов выделены жирным шрифтом.

Фотометрические элементы	Модельная кривая блеска	Прогон по r_1		Прогон по r_2		Прогон по ω		Прогон по L_3		Прогон по u	
		$r_1(\text{min})$	$r_1(\text{max})$	$r_2(\text{min})$	$r_2(\text{max})$	$\omega(\text{min})$	$\omega(\text{max})$	$L_3(\text{min})$	$L_3(\text{max})$	$u(\text{min})$	$u(\text{max})$
r_1	0.0878	0.0580	0.0905	0.0878	0.0594	0.0653	0.0872	0.0878	0.0825	0.0837	0.090
r_2	0.0541	0.0883	0.0541	0.0520	0.0880	0.0840	0.0514	0.0541	0.0574	0.0534	0.0585
i	87°.45	86°.64	87°.47	87°.67	86°.57	86°.39	87°.74	87°.45	88°.78	87°.63	87°.00
e	0.0782	0.0832	0.0779	0.0788	0.08332	0.0858	0.0859	0.0782	0.0793	0.0793	0.0793
ω	185°.0	159°.28	179°.63	188°.7	159°.3	155°.0	205°.0	185°.0	190°.5	169°.2	190°.8
L_1	0.7835	0.3616	0.7927	0.7942	0.3741	0.4394	0.7950	0.7835	0.5385	0.7721	0.7703
L_2	0.2165	0.6384	0.2073	0.2058	0.6259	0.5606	0.2050	0.2165	0.2015	0.2279	0.2297
L_3	0.00	0.00	0.00	0.00	0.00	0.00	0.00	0.00	0.26	0.00	0.00
u_1	0.65	0.65	0.65	0.65	0.65	0.65	0.65	0.65	0.65	0.00	1.0
u_2	0.65	0.65	0.65	0.65	0.65	0.65	0.65	0.65	0.65	0.00	1.0
σ_{M-C}	0 ^m .0000	0 ^m .0030	0 ^m .0036	0 ^m .0010	0 ^m .0028	0 ^m .0027	0 ^m .0033	0 ^m .0000	0 ^m .0028	0 ^m .0021	0 ^m .0006

Таблица 1.3.3. Фотометрические элементы RR Lyn для границ их доверительных интервалов, полученные из анализа модельной кривой блеска для случая $\sigma_{\text{obs}} = 0.^{\text{m}}003$. Границы интервалов выделены жирным шрифтом.

Фотометрические элементы	Модельная кривая блеска	Прогон по r_1		Прогон по r_2		Прогон по ω		Прогон по L_3		Прогон по u	
		$r_1(\text{min})$	$r_1(\text{max})$	$r_2(\text{min})$	$r_2(\text{max})$	$\omega(\text{min})$	$\omega(\text{max})$	$L_3(\text{min})$	$L_3(\text{max})$	$u(\text{min})$	$u(\text{max})$
r_1	0.0878	0.0874	0.0884	0.0879	0.0875	0.0876	0.0878	0.0878	0.0860	0.0865	0.089
r_2	0.0541	0.0550	0.0537	0.0530	0.0555	0.0556	0.0531	0.0541	0.0546	0.0528	0.0564
i	87°.45	87°.37	87°.49	87°.56	87°.32	87°.31	87°.55	87°.45	87°.90	87°.62	87°.20
e	0.0782	0.0781	0.0781	0.0785	0.0780	0.0779	0.0791	0.0782	0.0786	0.0779	0.0788
ω	185°.0	184°.1	184°.4	186°.8	182°.9	180°	190°	185°.0	187°.4	180°.1	188°.6
L_1	0.7835	0.7773	0.7875	0.7895	0.7746	0.7744	0.7885	0.7835	0.6922	0.7859	0.7767
L_2	0.2165	0.2227	0.2125	0.2105	0.2254	0.2256	0.2115	0.2165	0.2078	0.2141	0.2233
L_3	0.00	0.00	0.00	0.00	0.00	0.00	0.0	0.00	0.10	0.00	0.00
u_1	0.65	0.65	0.65	0.65	0.65	0.65	0.65	0.65	0.65	0.45	0.85
u_2	0.65	0.65	0.65	0.65	0.65	0.65	0.65	0.65	0.65	0.45	0.85
σ_{M-C}	0 ^m .00000	0 ^m .00041	0 ^m .00075	0 ^m .00046	0 ^m .00046	0 ^m .00067	0 ^m .00073	0 ^m .00000	0 ^m .00068	0 ^m .00062	0 ^m .00041

Из анализа результатов проведенного нами численного эксперимента можно сделать следующие выводы.

1. **Невозможно определить фотометрические элементы с приемлемой точностью из решения кривой блеска RR Рыси, полученной с $\sigma_{\text{obs}} \geq 0.^m010$.** Хотя такая величина σ_{obs} при фотоэлектрических измерениях считается нормальной. В пределах своей точности (полосы рассеяния с $\Delta m = \pm 0.^m005$) кривая блеска допускает изменения r_1 и r_2 более, чем в полтора раза, а изменение L_1 даже более, чем в два раза. Допускается третий свет до 26%, долгота периастра ω определяется лишь с точностью $\pm 25^\circ$, а коэффициенты потемнения дисков компонент не определяются вообще. Этот вывод полностью согласуется с полученными в предыдущем параграфе результатами решения фотоэлектрической кривой блеска RR Рыси, имеющей $\sigma_{0-c} \approx 0.^m011$.

Становится понятной причина противоречий данных разных авторов (Хаффер, 1931; Магалашвили и Кумсишвили, 1959; Линел, 1966; Боцула, 1967; Буддинг, 1974; Лавров, 1971) относительно фотометрических элементов и споров относительно наличия или отсутствия третьего света в системе, апсидального вращения (изменения ω) и эволюционного статуса компонент RR Lyn: точности полученных кривых блеска ($\sigma_{\text{obs}} \approx 0.^m010$) не хватало для построения однозначной модели этой двойной. К сожалению, многие авторы не отдавали себе отчет в этом.

2. **Для определения фотометрических и геометрических параметров RR Lyn и построения однозначной модели этой уникальной двойной системы необходимо получить ее кривую блеска с $\sigma_{\text{obs}} \leq 0.^m003$.**

Из рассмотрения таблиц 1.3.1.-1.3.3 видно, что повышение точности измерения в три раза (с $\sigma_{\text{obs}} = 0.^m010$ до $0.^m003$) уменьшает доверительный интервал для ω в пять раз, для r_2 — в пятнадцать раз, а для r_1 — даже в тридцать раз! Большой и "неудобный" орбитальный период RR Lyn ($P=9^d.94$)

делает практически невозможным повышение точности ее кривой блеска за счет многократного повторения измерений на одних и тех же фазах. Поэтому единственной возможностью решения проблемы RR Lyr было именно **повышение точности измерения до $\sigma_{\text{obs}} = 0^{\text{m}}.003$.**

Такой же численный эксперимент с другой нашей звездой AR Cas, у которой очень мелкие минимумы ($\text{MinI} = 0^{\text{m}}.10$, $\text{MinII} = 0^{\text{m}}.03$), также подвел нас к выводу, что все имеющиеся проблемы с этой системой можно решить лишь за счет **повышения точности измерений.**

Кроме наблюдений в условиях хорошего астроклимата, точность фотоэлектрических измерений можно повышать, как известно (Джонсон, 1967), за счет одновременного измерения потока излучения от звезды в разных полосах. Поэтому было принято решение сконструировать и изготовить для проведения фотометрических работ четырехканальный звездный электрофотометр, описанию которого посвящена следующая глава диссертации.

ГЛАВА II.

РАЗРАБОТКА ЧЕТЫРЕХКАНАЛЬНОГО ЗВЕЗДНОГО WBVR-ЭЛЕКТРОФОТОМЕТРА

§ 2.1. Обоснование конструкции фотометра и постановка задачи

Несмотря на появление новых типов фотоэлектрических приемников (ПЗС, многоанодные системы и т. д.), классическая фотоэлектрическая фотометрия с использованием фотоэлектронного умножителя (ФЭУ) не собирается сдавать свои позиции. Обусловлено это простотой реализации приемной и измерительной аппаратуры фотоэлектрического фотометра и высокой, пока не достижимой с другими приемниками, точностью измерения (до $0^m.001$) в очень большом диапазоне (свыше 10^m) блеска измеряемых звезд. В то же время использование многоцветной фотоэлектрической фотометрии позволяет получить основные характеристики излучения исследуемых объектов.

Многоцветная фотометрия требует измерения блеска звезды в нескольких участках спектра, что можно осуществить или последовательно, по очереди меняя необходимые светофильтры в оптическом тракте фотометра, или одновременно, разделив исследуемый поток света на несколько пучков и направив каждый в свой измерительный канал.

Большинство используемых в настоящее время звездных фотоэлектрических фотометров реализует первый, последовательный, способ измерений, поскольку он требует минимума аппаратных затрат: один фотоумножитель, один усилитель, одно регистрирующее устройство, и обладает изумительной гибкостью в применении к конкретной наблюдательной задаче.

Однако многоцветный фотометр с одновременным измерением исследуемого потока в нескольких спектральных полосах обладает рядом существенных преимуществ: как правило, уменьшаются затраты времени при наблюдениях, можно получать моментальные цвета быстропеременных объектов и надежные цвета звезд при не очень хороших атмосферных условиях (Серковский, 1970; Зданавичюс и др., 1978), можно применять оптимальные для каждого спектрального канала приемники, поэтому различными авторами неоднократно разрабатывались многоцветные многоканальные электрофотометры, в которых световой поток от измеряемого объекта делился между спектральными каналами при помощи дифракционных решеток, пр. изм (Барвип и др., 1987; Уокер и др., 1971; Андерсен, 1978) или дихроичных зеркал (Джиованнелли и др., 1980; Байрон и др., 1983). Понятие "многоканальный фотометр" в данной работе используется только в таком смысле.

Для фотоэлектрических наблюдений ярких звезд в фотометрической системе WBVR (Страйжис, 1973; Халиуллин и др., 1985) нами совместно с В.Г.Корниловым был разработан четырехцветный четырехканальный звездный электрофотометр, основной особенностью которого является то, что измеряемый поток света делится между каналами при помощи светоделителей как на основе полупрозрачных алюминиевых слоев, так и дихроичных фильтров. Этот фотометр работает с 1984 г. в Тянь-Шаньской высокогорной экспедиции ГАИШ на телескопе АЗТ-4. Наблюдения с ним показали его высокую эффективность при исследовании ярких звезд и решении ряда других астрономических задач. Глава II посвящена описанию конструктивных особенностей этого фотометра.

§ 2.2. Основные узлы и принцип работы четырехканального фотометра на основе полупрозрачных алюминиевых слоев

а). **Светоделительный блок.** Конструкция прибора позволяет сравнительно легко заменить используемый светоделительный блок на светоделительную систему на основе дихроичных многослойных диэлектрических покрытий, т. е., таких тонкопленочных структур, которые в некоторой спектральной области $\Delta\lambda$ отражают практически все излучение с длиной волны короче некоторой λ_0 (граница светоделения, или лучше сказать – цветоделения) и пропускают все остальное излучение. В этом случае в каждый канал проходит практически все излучение соответствующего спектрального диапазона, и прибор становится пригодным для одновременных многоцветных измерений слабых и предельно слабых астрономических объектов.

Разделение света между измерительными каналами в нашем четырехканальном электрофотометре осуществляется при помощи трех светоделительных слоев (см. рис. 2.2.1). Первый светоделительный слой расщепляет исходный поток света на два пучка, которые, в свою очередь, делятся следующими слоями на две части каждый.

Светоделительный слой представляет собой тонкий, частично отражающий и частично пропускающий свет, слой алюминия, напыленный в вакууме на прозрачную подложку. Для такого слоя отношение интенсивностей отраженного и прошедшего света ρ и доля поглощенного света определяются его толщиной. Эти величины не сильно зависят от длины волны, т. е. такой светоделитель является квазинейтральным. Нужно заметить, что для уменьшения потерь света на поглощение желательно использовать слои с $\rho < 1,0$. Величины ρ для применяемых в четырехканальном фотометре светоделительных слоев определяют

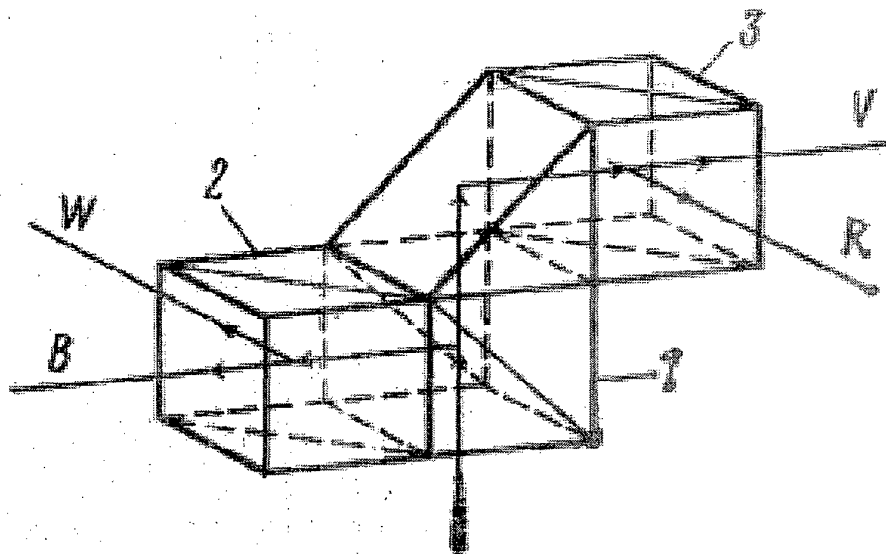


Рис. 2.2.1. Схематичное изображение светоделительного блока. Блок склеен из трех светоделительных кубиков (1, 2, 3); частично пропускающий и частично отражающий свет слой алюминия нанесен на диагональную плоскость одной из двух призм, составляющих кубик.

относительную долю светового потока, попадающего в каждый измерительный канал.

При наблюдениях с многоканальным фотометром время накопления будет определяться каналом, в котором требуемая точность достигается за большее время, как правило, из-за того, что в этом канале наименьший сигнал. В отличие от случая деления света спектральными элементами при использовании квазинейтральных светоделителей, время измерения можно уменьшить, увеличив долю света в канале с меньшим сигналом. Минимальное время измерения будет реализовано, когда потоки импульсов с фотоумножителей станут примерно равны. Поскольку спектральный состав излучения звезд различен, то, естественно, такое равенство может быть обеспечено только в вероятностном смысле, например, для F-звезд, близких к медиане распределения числа звезд по спектральным классам. Для этого мы выбрали толщины слоев (т. е. отношения ρ) такие, чтобы доли светового потока в каналах W, B, V и R были бы примерно 0.6, 0.1, 0.15 и 0.15, соответственно. В табл. 2.2.1 приведены соотношения реально регистрируемых сигналов n в W, B, V и R каналах для разных спектральных классов. Видно, что соотношения сигналов для большинства звезд, кроме красных, порядка единицы, хотя из-за неточностей при напылении светоделительных слоев в канале B сигнал примерно в 2 раза больше, чем предполагалось.

Таблица 2.2.1. Соотношения сигналов в каналах фотометра для звезд разных спектральных классов.

Спектральный класс	n_W/n_V	n_B/n_V	n_R/n_V	Спектральный класс	n_W/n_V	n_B/n_V	n_R/n_V
O9	5.3	3.8	0.35	G0-1	0.8	1.8	0.7
B1-2	3.7	3.5	0.4	K0-1	0.17	1.0	0.9
F0-1	1.4	3.2	0.4	M0	0.06	0.8	1.3

Основными недостатками используемого светоделителя являются: 1) собственная линейная поляризация, достигающая 10%, 2) заметное поглощение света алюминиевыми слоями, достигающее 20–30%, 3) заметная селективность в отражении и пропускании алюминиевых слоев. В разделе "г)" настоящей главы, посвященном инструментальной фотометрической системе фотометра, будет показано, что она не сильно отличается от применяемых WBVR - фотометрических систем, поэтому эффект селективности не существен. Второй недостаток – заметное поглощение света в слоях светоделителя – также не является принципиальным, хотя и уменьшает эффективность прибора. Собственная поляризация фотометра может привести к систематическим ошибкам в величинах звезд, обладающих заметной (>10%) линейной поляризацией. Кроме излучения пекулярных объектов, такой поляризацией может обладать свет звезд, имеющих значительное ($A_V > 5$) межзвездное поглощение (Хилтнер, 1956).

б). Оптическая схема фотометра. Оптическая схема четырехцветного четырехканального электрофотометра приведена на рис. 2.2.2. В фотометре предусмотрены восемь переключаемых вручную диафрагм 1 с угловыми размерами 2'5, 1'5, 1'0, 45", 30", 20", 15" и 10". Здесь и в дальнейшем все угловые размеры приведены для телескопа с фокусным расстоянием 7.5 м. Диафрагма подсвечивается светодиодами АЛ102 (красный свет) со стороны телескопа. Такая подсветка делает видимым наблюдателю только узкое, толщиной ~ 1", кольцо края диафрагмы. При этом удобно центрировать изображение звезды в диафрагме, а малое общее количество света и сильный цветовой контраст позволяют одновременно видеть и предельно слабую звезду, и диафрагму. Яркость подсветки регулируется, причем нелинейность экспоненциального типа в схеме регулировки обеспечивает малые изменения при слабой освещенности. Подсветка диафрагмы (и креста нитей подсмотра большого поля) включается введением призмы подсмотра в световой пучок.

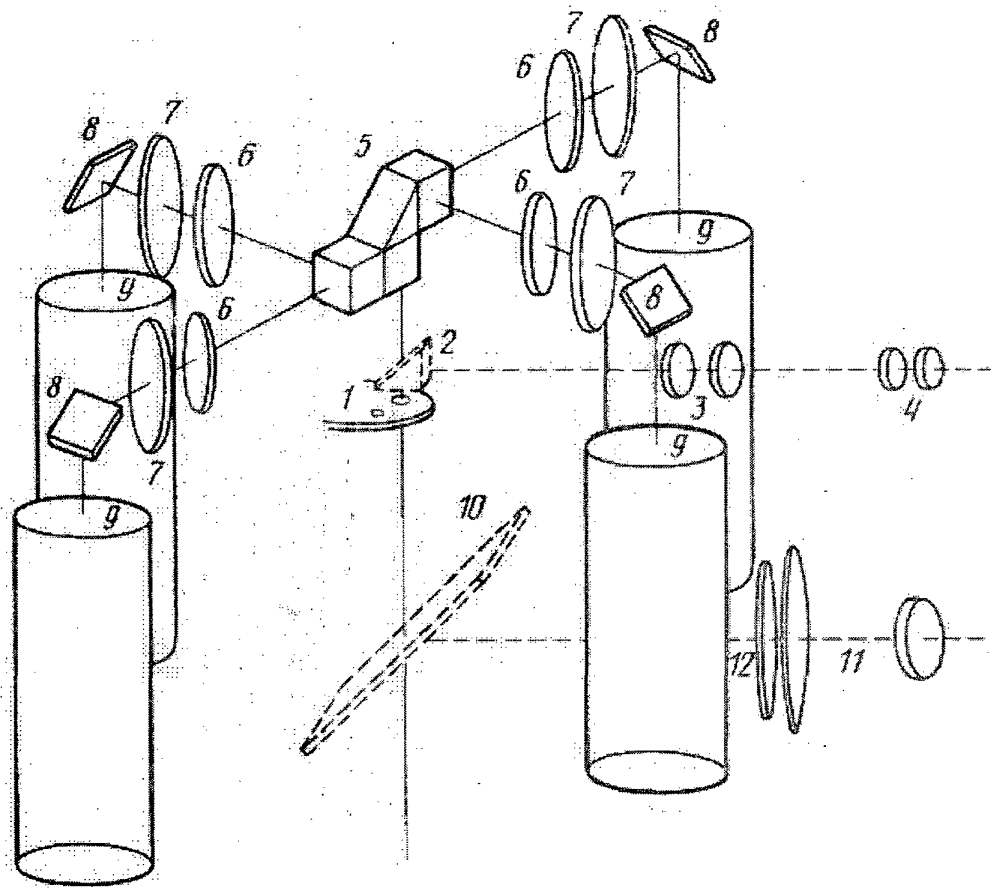


Рис. 2.2.2. Оптическая и компоновочная схема четырехканального фотометра. Штриховыми линиями изображены оптические элементы подсмотров, вдвигаемые в пучок света при необходимости.

Подсмотр позволяет визуально наблюдать звезду в диафрагме и состоит из призмы полного внутреннего отражения 2, перебрасывающего симметричного объектива 3 и стандартного 20-кратного окуляра 4. Поле зрения подсмотра соответствует 2',5. Призма подсмотра вводится вручную, так как прибор проектировался для малых, неавтоматизированных телескопов, рядом с которыми необходимо присутствие наблюдателя, хотя бы для того, чтобы поставить изображение звезды в центр диафрагмы.

Далее, при выведенной призме подсмотра свет попадает на светоделительный блок 5, схематически изображенный также на рис. 2.2.1. Он состоит из трех светоделительных кубиков и дополнительной призмы полного внутреннего отражения. Каждый кубик склеен из двух прямоугольных кварцевых призм (10×10 мм), на диагональной плоскости одной из которых нанесен полупрозрачный слой алюминия. Призмы склеены друг с другом оптическим клеем "Бальзамин-М", а кубики 1 и 2 – клеем типа УФ-235. Для W-канала был выбран пучок, проходящий только через один слой клея, чтобы уменьшить влияние селективности клея в УФ-области спектра. Светоделительный блок находится в оправе, смонтированной на основной плите фотометра на расстоянии 2 см от диафрагмы. Максимальное сечение светового пучка, проходящего через светоделительный блок виньетирования, составляет ~8 мм. Выходящие из светоделительного блока четыре пучка направляются соответственно в измерительные оптические каналы W, B, V и R. Каналы идентичны, только в каждом из них помещен свой светофильтр 6, реализующий одну из спектральных полос фотометрической системы WBVR. Сечение пучка на светофильтре около 7 мм.

Затем свет проходит через линзу Фабри 7 и после отражения от вспомогательного поворачивающего зеркала 8 попадает на фотокатод фотоумножителя 9. Линза Фабри может быть сдвинута перпендикулярно

своей оптической оси в двух направлениях на ± 3 мм для того, чтобы совместить выходной зрачок системы телескоп – линза Фабри с пятном максимальной чувствительности ФЭУ. Наличие отклоняющего свет на 90° зеркала обусловлено компоновкой прибора. Фотокатоды ФЭУ при необходимости закрываются шторками.

В фотометре есть подсмотр большого ($20'$) поля, состоящий из диагонального зеркала 10 и окуляра Кельнера 11. Подсветка креста, нанесенного на стеклянной пластине, осуществляется через ее торцы светодиодами АЛ101. Общая компоновка прибора ясна из рис. 2.2.2. Использование такой схемы расположения ФЭУ позволило при небольших дополнительных потерях света ($\sim 10\%$ на отражении поворачивающихся зеркал) добиться компактности фотометра. Основные размеры - $210 \times 200 \times 300$ мм, вес ~ 8 кг. Небольшие размеры фотометра в свою очередь увеличивают удобство и эффективность работы наблюдателя.

в). Электрическая схема фотометра. Питание прибора осуществляется постоянным током напряжениями $+5$ и -6 В. Эти напряжения используются для питания усилителей-дискриминаторов, подсветок диафрагмы и креста нитей, и формирования сигналов "призма подсмotra введена".

Во всех спектральных каналах в качестве приемников света используются ФЭУ-79. Для питания ФЭУ на фотометр подается постоянное высокое напряжение $1800-2200$ В, конкретная величина которого выбирается обычным образом по счетной характеристике фотоумножителя. Делитель напряжения имеет общее сопротивление 4 МОм. Напряжение питания входной камеры в $1,5$ раза больше, а между последним динодом и анодом втрое меньше междинодного.

В фотометре использованы четыре идентичных специально разработанных усилителя-дискриминатора. Усилитель, принципиальная

схема которого представлена на рис. 2.2.3, состоит из двух основных частей: предварительного усилителя с коэффициентом усиления ~ 50 (2 элемента микросхемы 100ЛП216) и дискриминатора-формирователя на микросхеме 597СА2. Его характеристики таковы: уровень дискриминации устанавливается с точностью 0,1 мВ в пределах от +5 до -20 мВ (величины приведены ко входу), амплитуда выходного импульса больше 2,5 В (соответствует TTL уровням), длительность фронта импульса на выходе не более 3 нс, полностью разделяются парные импульсы с промежутком между ними 10 нс. Исследования нелинейности фотометра показали, что величина постоянной нелинейности τ (мертвое время) составляют около 25-30 нс и обусловлена в основном длительностью импульса ФЭУ-79. Конструктивно два усилителя объединены в одном корпусе размерами 22x40x70 мм.

К достоинствам данного усилителя можно отнести: 1) хорошие временные параметры, 2) малую чувствительность к окружающей температуре (при изменении температуры от -20 до +20° усилитель остается в оптимальном режиме), 3) при работе на согласованной 50-омный кабель амплитуда импульсов соответствует TTL-уровням, и сигнал с кабеля может непосредственно подаваться на счетные TTL-схемы, 4) компактность, простоту изготовления, не требует настройки усилителя после сборки, кроме установки необходимого порога дискриминации. Недостатком применяемой схемы усилителя является небольшая зависимость временного разрешения от уровня дискриминации.

г). Фотометрическая система. В качестве основной фотометрической системы четырехканального фотометра была выбрана система WBVR, наблюдения в которой ведутся в ГАИШе с 1976 г. [Халиуллин и др., 1985; Миронов и др., 1984]. Эта система реализована с помощью стеклянных светофильтров, предоставленных нам В. Страйжисом, изготовленных в соответствии с рекомендациями (Мейштас и др., 1975).

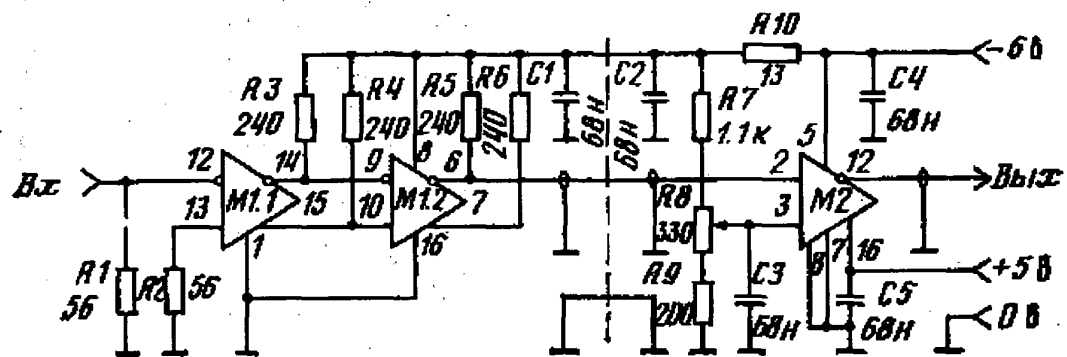


Рис. 2.2.3. Принципиальная схема импульсного усилителя-дискриминатора, разработанного для четырехканального фотометра. *M1* - микросхема 100ЛП216, *M2* - микросхема 597GA2, *R8* - многооборотный подстроенный резистор для установки уровня дискриминации

Поскольку светоделительный блок фотометра обладает некоторой селективностью, было проведено тщательное исследование спектральных кривых пропускания отдельных оптических элементов и кривых реакции фотометрических каналов в целом. Кривые реакции фотометра, измеренные И.М.Волковым, приведены на рис.2.2.4, где также нанесены кривые реакции WBVR системы из работы Миронова и др. (1984). Видно, что имеется некоторое различие в спектральной чувствительности, обусловленное в основном вкладом селективности светоделителя, так как сами светофильтры в обоих фотометрах практически идентичны. В полосе R кривые реакции различаются из-за разной спектральной чувствительности конкретных экземпляров ФЭУ.

Отдельно была исследована роль в приборе рассеянного света, влияние которого могло бы привести к ошибкам при измерении звезд с большими показателями цвета. Доля рассеянного света оказалась меньше $2 \cdot 10^{-6}$, что пренебрежимо даже для величины W при измерении очень красных звезд.

В табл. 2.2.2 суммированы интегральные характеристики трех реализаций фотометрической системы WBVR: средняя длина волны λ_0 и ширина полосы $\Delta\lambda$. По этим данным, наибольшее различие выявилось для полосы W , однако основная особенность W - полоса практически не захватывает Бальмеровский скачок - сохранена.

Таблица 2.2.2. Интегральные характеристики для трех реализаций фотометрической системы WBVR

Полоса	Настоящая работа		Миронов, Мошкалев и Халиуллин, 1984		Мештас и др., 1975; Страйжис, 1977	
	λ_0	$\Delta\lambda$	λ_0	$\Delta\lambda$	λ_0	$\Delta\lambda$
W	3535	465	3485	515	3500	510
B	4380	870	4420	905	4435	950
V	5510	890	5520	820	5540	800
R	7120	1215	7070	1120	6930	900

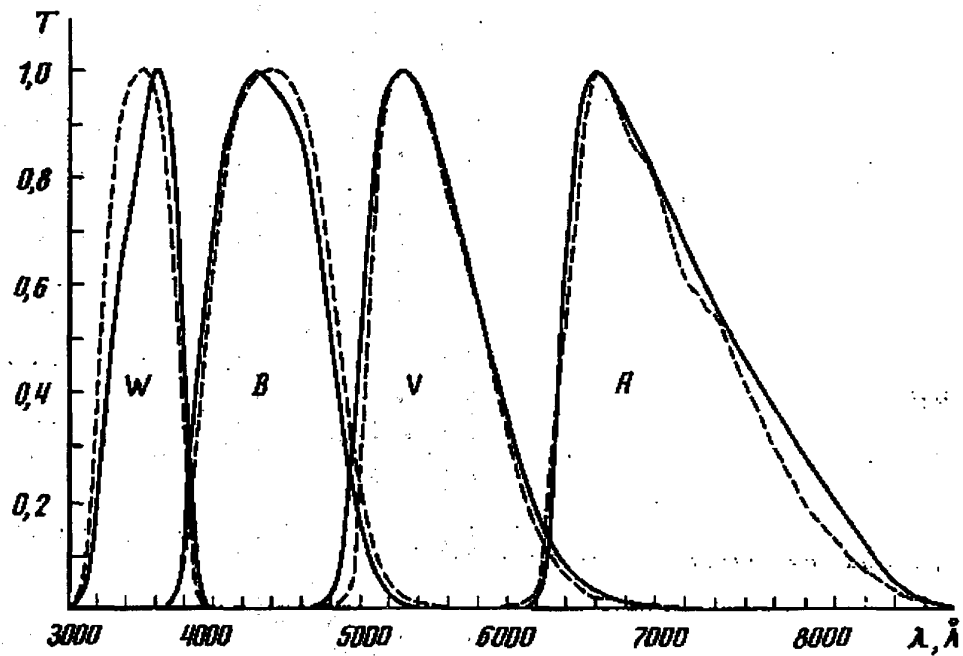


Рис. 2.2.4. Нормированные кривые реакции четырехканального фотометра (сплошная линия) и кривые реакции фотометрической системы WBVR из работы Миронова и др.(1984) (штриховая линия)

Сравнение WBVR-величин звезд, измеренных четырехканальным фотометром и фотометром с системой (Миронов и др., 1984), показало, что для O- и M-звезд систематическое различие может достигать $0^m,09$ в полосах W и V. Величины V и R для всех звезд совпадают с точностью лучше $0^m,01$. Для редукции в систему (Миронов и др., 1984) по 1200 звездам получены уравнения связи. Каждое уравнение мы искали в линейном виде по B-V, V-R и квадратичном по W-B. Найденные уравнения позволяют трансформировать WBVR-величины с систематической погрешностью меньшей $0^m,005$, для величины W M-звезд точность редукции порядка $0^m,01$. Очевидно, что с такой же точностью можно осуществить редукцию в систему (Мейштас и др., 1975; Страйжис, 1977). Поскольку точность определения заатмосферных звездных величин примерно такая же, можно считать инструментальную фотометрическую систему четырехканального фотометра близкой к двум другим WBVR-системам.

§ 2.3. Четырехканальный WBVR-электрофотометр с дихроичными светоделителями:

Как было сказано выше, конструкция четырехканального фотометра позволяет сравнительно легко заменить светоделительный блок на светоделительную систему на основе дихроичных покрытий. Нами был разработан дихроичный светоделительный блок и изготовлен опытный экземпляр фотоэлектрического фотометра, конструктивно практически не отличающийся от предыдущего варианта. Изменения коснулись только конструкции самого светоделительного блока и ориентации оптических осей фотометрических каналов, то есть, положения на оптической плите фотометра фильтров, линз Фабри и отклоняющих на ФЭУ свет зеркал. В это

параграфе мы опишем и обсудим особенности дихроичных светоделителей, конструкцию дихроичного светоделительного блока, оптической схемы фотометра, приведем некоторые результаты исследований прибора и наблюдений с ним.

а). Основные свойства дихроичных покрытий и светоделительный блок. Дихроичный светоделитель представляет собой структуру из чередующихся тонкопленочных слоев диэлектрика с высоким и низким коэффициентами преломления, нанесенных методом вакуумного напыления на прозрачную подложку. Собственно говоря, это то же самое многослойное диэлектрическое отражающее покрытие, что и в интерференционных фильтрах и в эталонах Фабри-Перо, только используемое не в области максимального отражения, а в более широком диапазоне, включающем область максимального отражения и соседнюю область максимального пропускания. Общее число слоев дихроичного светоделителя обычно составляет 20-30, в зависимости от требований к форме кривой отражения (пропускания) и к рабочему диапазону.

Известно, что кривые отражения (пропускания) в случае наклонного падения светового пучка на тонкопленочные структуры по отношению к соответствующим кривым для нормального падения сдвинуты в коротковолновую часть спектра (Кларк и др., 1975; Пиджин, 1964). Поскольку дихроичный делитель принципиально должен работать с наклонными пучками, чтобы разделить в пространстве падающий и отраженный пучок. Этот вопрос был нами специально исследован.

Для исследования особенностей пропускания и отражения света дихроичными светоделителями мы использовали алгоритм расчета оптических свойств тонкопленочных структур, приведенный в работе Кондрашова (1976). Расчет проводился для обычно используемых для видимой области веществ: сульфида цинка $ZnS(n_n = 2.4)$ и криолита $MgF_2(n_L$

= 1.38), при этом для простоты было принято, что показатели преломления не зависят от длины волны и вещества не поглощают свет.

На рис. 2.3.1 приведена зависимость смещения $\Delta\lambda$ границы светоделения 15-слойного дихроичного покрытия в зависимости от угла падения светового пучка ϑ в стекле. Граница светоделения λ_0 определялась как длина волны, при которой коэффициенты отражения и пропускания равны друг другу. Для нормального падения λ_0 равна 5200 Å. Величина смещения практически не зависит от количества слоев покрытия, а относительное смещение $\Delta\lambda/\lambda_0$ - одинаково для любого λ_0 . Величина смещения, как и ожидалось, растет примерно квадратично с углом падения и достигает 400 Å для $\vartheta = 25^\circ$ (~39° в воздухе).

Само смещение границы светоделения не сильно усложняет работы с дихроичными покрытиями в наклонных пучках, оно может быть всегда достаточно точно вычислено и учтено при нанесении тонкопленочных покрытий. Сильно усложняет дело то, что это смещение существенно различно для s- (саггитальной) и p- (параллельной) компонент поляризации света. На рис.2.3.1 показано поведение смещения границы светоделения для различных компонент поляризации. Величина смещения для p-компоненты более чем вдвое превышает величину для s-компоненты, и различие для них достигает 280 Å при $\vartheta = 25^\circ$. Такое поляризационное расщепление приводит к двум существенным эффектам: искажению кривой отражения (пропускания) для естественного света вблизи границы светоделения и изменению спектральных характеристик светоделения в зависимости от линейной поляризации излучения.

На рис.2.3.2 приведены модельные кривые отражения различным образом поляризованного излучения от 15-слойного дихроичного покрытия на стекле для угла падения света в стекле 22.5° . Вторичные максимумы отражения подавлены варьированием толщин трех крайних слоев, как это

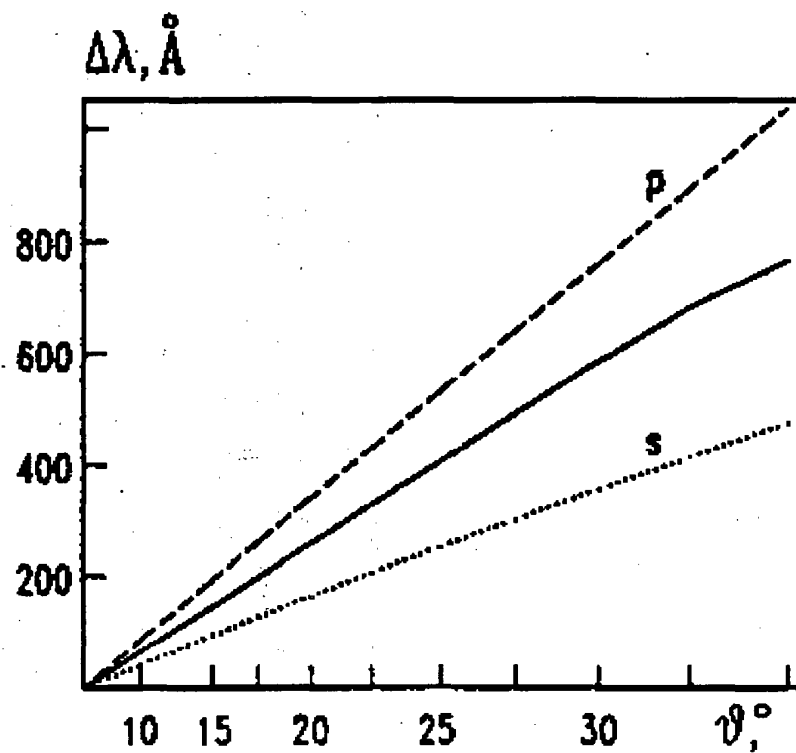


Рис. 2.3.1. Смещение границы светоделения $\Delta\lambda$ дихроичного многослойного покрытия в зависимости от угла наклона θ в стекле падающего светового пучка. Сплошная линия - для естественного света; штриховая и пунктирная - для p- и s- линейно поляризованного света

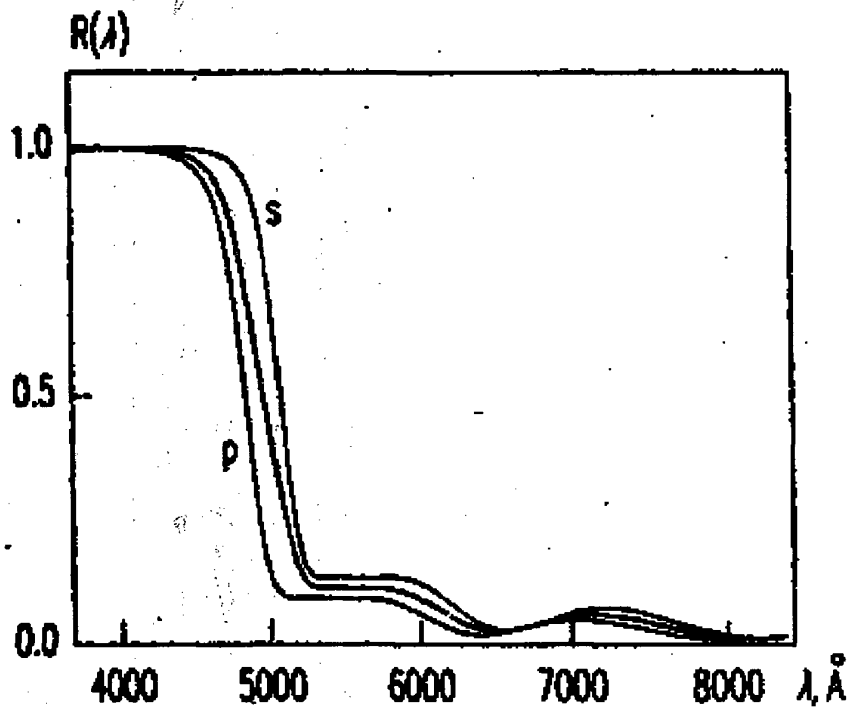


Рис. 2.3.2. Расчетная зависимость коэффициента отражения $R(\lambda)$ от длины волны λ для 15-слойного дихроичного покрытия, работающего под углом 22.5° . Толстая линия - для неполяризованного света; тонкие - для p- и s-компонент

обычно и делается при коррекции спектральных характеристик многослойных покрытий (Фурман, 1977). Видно, что границы отражения для s- и p- поляризованного излучения существенно не совпадают, расстояние между ними превышает 200 \AA . В этом случае крутизна границы цветоделения для неполяризованного света определяется в основном этим смещением. При дальнейшем увеличении числа слоев на кривой появляются характерные уступы и переколебания. Это обстоятельство должно быть учтено при заказе или изготовлении дихроичного многослойного делителя для работы в наклонных пучках.

Значительное различие спектральных кривых отражения (пропускания) для p- и s-компонент света несущественно, если через светоделители проходит заведомо неполяризованный линейно свет. Излучение астрономических объектов, вследствие различных причин, как правило, имеет незначительную линейную поляризацию, поэтому ниже мы рассмотрим этот вопрос подробнее.

Уменьшение поляризационного расщепления может быть достигнуто выбором других веществ для напыления. Так, например, как показывают наши расчеты, использование веществ с $n_H = 2.3$ и $n_L = 1.8$ более чем в 3 раза уменьшает этот эффект и величина его для $\vartheta = 22.5^\circ$ составляет всего $\sim 60 \text{ \AA}$. Однако при этом для достижения необходимых характеристик дихроичного делителя требуется примерно вдвое больше число напыляемых слоев.

Во всех известных нам астрономических фотоэлектрических многоканальных фотометрах с дихроичными светоделителями (Джиованнелли, 1980; Байрон, 1983) дихроичные покрытия используются в следующей оптической схеме: дихроичные покрытия, нанесенные на плоскопараллельную стеклянную или кварцевую пластину (так называемое, дихроичное зеркало), помещены в световой поток под углом 45° . При этом обеспечивается большое пространственное разделение между падающим на

светоделитель излучением, прошедшим (как правило - длинноволновым) и отраженным (коротковолновым) световыми потоками.

Такая оптическая схема обладает двумя существенными недостатками, и это хорошо известно оптикам, конструирующим цветные телевизионные камеры (Фурман, 1977). Большой угол падения света на дихроичное покрытие приводит к значительным поляризационным эффектам и сильным искажениям кривой отражения. Несколько спасает ситуацию то, что угол падения света в стекле при этом $\approx 28^\circ$. Применение плоскопараллельной стеклянной пластины как основы для нанесения многослойных покрытий вызывает цветовой блик в направлении отраженных лучей.

Спектральный состав блика зависит от того, где находятся дихроичные слои: на первой или второй поверхностях пластины, или заклеены в стекло, однако в любом случае в "коротковолновый" канал попадает значительная доля ($\approx 15\%$) длинноволнового излучения, что накладывает жесткие требования на формирующие спектральную полосу светофильтры.

Для того, чтобы уменьшить поляризационный эффект и увеличить крутизну спектральной кривой отражения на границе светоделения, требуется уменьшить наклон дихроичных слоев. С другой стороны, уменьшение наклона приводит к трудностям при разводе отраженного и падающего пучка определенного сечения. Компромисс, на наш взгляд, достигается при углах наклона около 20° . На рис. 2.3.3 а приведено изображение светоделительного блока с рабочим наклоном 22.5° , состоящего из двух склеенных призм: косой, с углами при основании 45° и 112.5° , и прямоугольной, с углом 67.5° . На гипотенузу прямоугольной призмы нанесено дихроичное покрытие. Поскольку в таком блоке используется для поворота лучей эффект полного внутреннего отражения (ПВО), то угол 22.5° близок к минимально возможному. Использование ПВО ограничивает и величину расходимости пучка. При правильной установке блока в пучке

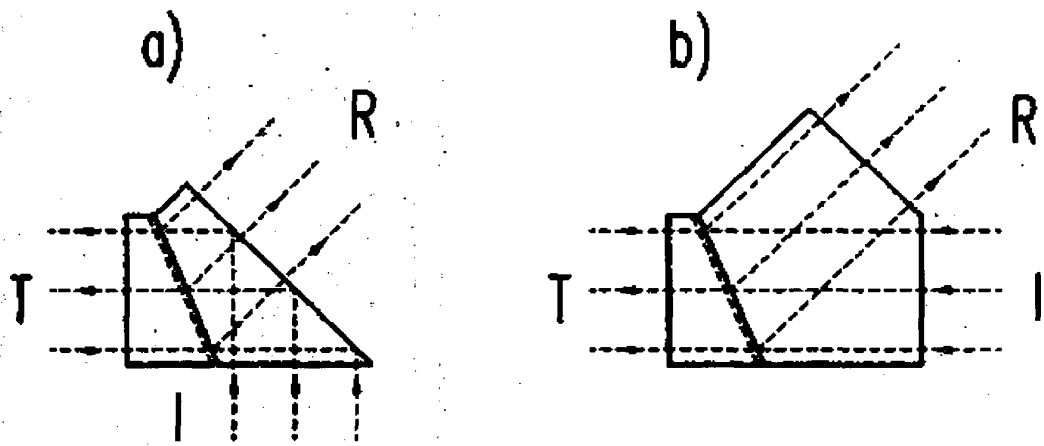


Рис. 2.3.3. Варианты светоделительных блоков. Грань с нанесенным дихроичным покрытием помечена штриховой линией. Показан путь оптических лучей. **I** - падающий, **R** -отраженный, **T** - прошедший световой пучок

потерь света не происходит при работе на телескопах со светосилой 1/13 и менее. Призмы изготовлены из кварца КВ (для работы при $\lambda \leq 4000 \text{ \AA}$) или стекла К8 для остального спектрального диапазона. Соответственно подбирался и оптический клей.

В качестве варианта рассматривалась и схема светоделительного блока, изображенная на рис 2.3.3 б. Косая призма здесь заменена более сложной в изготовлении пентапризмой. Эта схема позволяет уменьшить рабочий наклон, правда, при этом растут размеры пентапризмы. Поскольку, как уже говорилось выше, мы опирались на разработанный ранее прибор, этот вариант использовать нам не удалось.

Если на стеклянную пластину с дихроичным делителем дополнительно нанести просветляющее покрытие, значительно уменьшив этим интенсивность блика, то при углах наклона $\approx 20-25^\circ$ поляризационный эффект будет примерно вдвое меньше, чем у описанного сплошного блока, так как в стекле пластины угол будет $\approx 13-17^\circ$. С точки зрения хода световых пучков этот вариант эквивалентен схеме рис. 2.3.3,б и соответственно также потребовал бы радикального изменения всей компоновки фотометра.

б). Оптическая схема фотометра на основе дихроичных светоделителей. Оптическая схема четырехканального фотометра с дихроичными светоделителями приведена на рис.2.3.4. Для простоты не указаны подсмотры большого и малого полей и блок диафрагм. Прошедший через диафрагму световой пучок (на схеме - идущий снизу) попадает на первый светоделительный блок "красный-синий" 1. После этого отраженное от дихроичного делителя излучение с $\lambda \leq 5000 \text{ \AA}$ попадает на поворачивающую призму 2; отражается от ее зеркальной поверхности и за счет ПВО от первой поверхности Эта призма нужна для того, чтобы вернуть пучок в горизонтальную плоскость, изменив его направление на 45° .

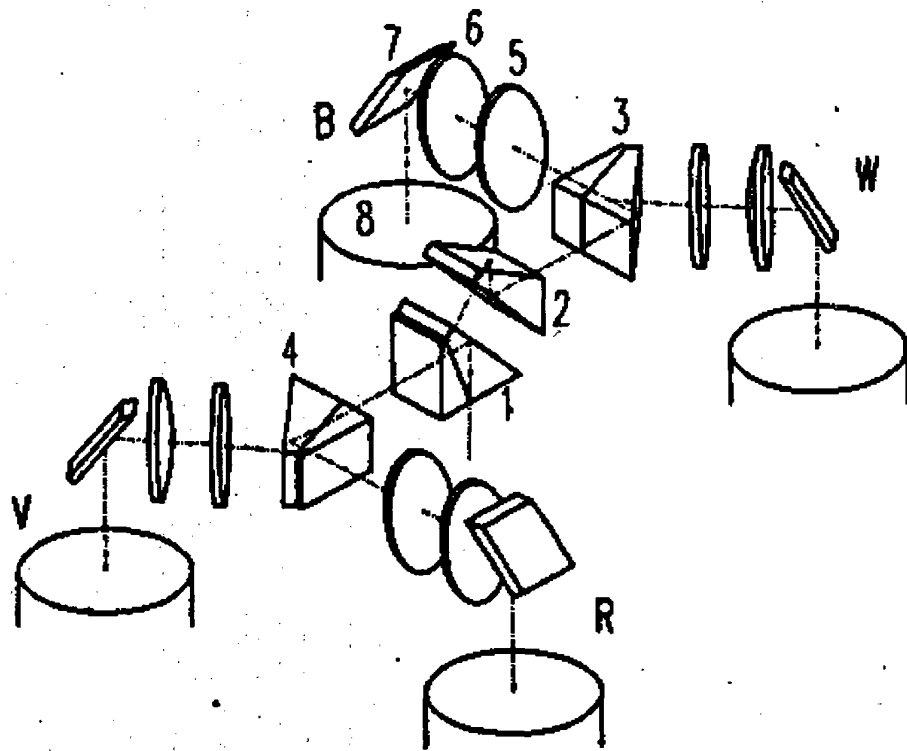


Рис. 2.3.4. Оптическая схема четырехканального фотометра. Обозначение элементов см. в тексте. Штрих-пунктиром показана ось светового пучка

Второй светоделительный блок "W-B" 3 делит пришедший свет между каналом W (отраженное от дихроичных слоев излучение с $\lambda \leq 3800 \text{ \AA}$) и каналом B (прошедшее излучение с $\lambda \leq 3800 \text{ \AA}$). Все три пучка этого элемента лежат в горизонтальной плоскости.

Прошедшее через светоделитель 1 излучение с $\lambda \leq 5000 \text{ \AA}$ попадает на третий светоделительный блок "V-R" 4, который делит свет между каналом V (отраженное от дихроичных слоев излучение с $\lambda \leq 6100 \text{ \AA}$) и каналом R (прошедшее излучение с $\lambda \leq 6100 \text{ \AA}$). Рабочая плоскость этого блока также горизонтальна. Далее свет в каждом канале проходит через формирующий полюсу пропускания светофильтр 5, линзу Фабри 6 и, повернувшись на 90° , попадает на фотокатод фотоэлектронного умножителя 8.

Делитель I работает в спектральной области от 3000 до 9000 \AA . Для того, чтобы обеспечить такой рабочий диапазон, дихроичное покрытие состоит из двух как бы отдельных дихроичных зеркал с λ_0 , отличающимися в 1.25 раза. Делители II ("W-B") и III ("V-R") рассчитаны для спектральных диапазонов 3000 : 5500 \AA и 4500 : 9000 \AA , соответственно. Все делители однотипны в том смысле, что отражают коротковолновое излучение и пропускают длинноволновое. Детально рассчитаны и нанесены дихроичные покрытия сотрудниками ГОИ им. С.Н.Вавилова.

Для минимизации потерь все оптические поверхности всех оптических элементов были просветлены. Для первой грани светоделительного блока 1 это довольно трудная задача, поскольку просветление должно работать в большом диапазоне спектра, поэтому эта грань была просветлена для диапазона 3000-4000 \AA , где при измерении звезд, как правило, ощущается дефицит света. Просветление элементов в каждом спектральном канале, работающих в ограниченном диапазоне длин волн, очень эффективно и позволило снизить потери с 35 до $\approx 10\%$.

Остальная часть оптической схемы, связанная с подсмотрами большого и малого полей зрения, осталась такой же, как и у фотометра с разделением света полупрозрачными алюминиевыми слоями: для подсмотра с полем зрения $20'$ - вводимое в световой пучок перед фокальной плоскостью диагональное зеркало и окуляр Кельнера с фокусным расстоянием 90 мм; для подсмотра с полем зрения $2'30''$ - призма ПВО, вводимая в пучок за фокальной плоскостью телескопа, симметричный перебрасывающий окуляр и 20-кратный стандартный окуляр симметричного типа.

Что касается набора диафрагм фотометра, то он увеличен до 10 диафрагм - добавлены две взаимно перпендикулярные узкие щели шириной $5''$ и длиной $2'30''$. Все угловые размеры приведены для телескопа с фокусным расстоянием 7.5 м. Щели добавлены, чтобы иметь возможность проводить многоцветные фотометрические измерения протяженных объектов или кратных звездных систем методом сканирования.

в). Спектральная чувствительность фотометрических каналов.

Характеристики дихроичных покрытий рассчитывались так, чтобы реализовать в рассматриваемом фотометре фотометрическую систему, как можно более близкую к WBVR. Оставляя в стороне астрофизические преимущества (Страйжис, 1977), можно сказать, что эта система более удобна для четырехканального фотометра чем UBVR, поскольку полоса W значительно меньше перекрывается с полосой B по спектральному диапазону, чем полоса U стандартной системы Джонсона.

Для примененной нами оптической схемы пропускание T всей светоделительной системы выражается следующим образом:

$$\text{для W-канала - } T_s^W = R_s^I \cdot R_p^{II}, T_p^W = R_p^I \cdot R_s^{II},$$

$$\text{для B-канала - } T_s^B = R_s^I \cdot T_p^{II}, T_p^B = R_p^I \cdot T_s^{II},$$

$$\text{для V-канала - } T_s^V = R_s^I \cdot R_p^{III}, T_p^V = T_p^I \cdot R_s^{III},$$

$$\text{для R-канала - } T_s^R = T_s^I \cdot T_p^{III}, T_p^R = T_p^I \cdot T_s^{III},$$

Где T^I, T^{II}, T^{III} - спектральные функции пропускания I-го, II-го и III-го светоделителей, а R^I, R^{II}, R^{III} - соответствующие коэффициенты отражения, зависящие от длины волны света. Нижние индексы обозначают р- и s-компоненты излучения по отношению к соответствующим элементам, для полного пропускания - по отношению к поворачивающему зеркалу 7.

Эти соотношения поясняют особенности выбранной нами оптической схемы деления света между четырьмя каналами. В частности:

1) поскольку эффективность работы в зоне отражения выше, чем в области пропускания, потери для W минимальны. Это компенсирует наличие дополнительной поворачивающей призмы в "синих" каналах;

2) двойное подавление длинноволнового излучения и отсутствие бликов в направлении отражения приводит к тому, что в W-канале пропускание для излучения с $\lambda \geq 5500 \text{ \AA}$ менее 0.0003. Это очень важно, если вспомнить, что цветные стекла УФС, формирующие красную границу полос W и U или блокирующие длинноволновое излучение в других фотометрических ультрафиолетовых полосах, имеют второй максимум пропускания в области $6500 \div 7000 \text{ \AA}$. Известно, что при работе с фотоэлектронными умножителями с мультищелочными фотокатодами (например, с используемым нами ФЭУ-79) это приводит к паразитным цветовым зависимостям (Страйжис, 1977).

3) эффект изменения спектральных характеристик светоделения в зависимости от линейной поляризации излучения влияет на красную границу полосы пропускания канала W и на коротковолновую границу канала R. В каналах B и V этот эффект влияет на обе границы, но так как плоскости первого делителя и делителя II (III) взаимноперпендикулярны, это приводит в первом приближении к изменению ширины соответствующей полосы пропускания, а не к ее сдвигу.

На рис. 2.3.5 приведены кривые спектральной чувствительности каналов макетного образца фотометра, измеренные в 1989 г. И.М.Волковым с помощью прокалиброванного оптическим радиометром монохроматора. Формирующие полосы светофильтры удалены, так что поведение этих кривых вызвано светоделительной системой прибора. Спад чувствительности с уменьшением длины волны света в канале W и с увеличением длины волны в каналах V и R определяется падением чувствительности собственно ФЭУ-79. Каждая кривая нормирована на 1.0 в максимуме. Результаты измерений подтверждают отсутствие заметного пропускания на длинах волн $6500 \div 7000 \text{ \AA}$ для канала W и, следовательно, возможность использования для W светофильтра без блокирующего (очень капризного) кристалла медного купороса. Незначительные ($\approx 2\%$) максимумы пропускания в районе 3700 и 4400 \AA на кривой чувствительности канала R без проблем блокируются красным светофильтром, формирующим фотометрическую полосу R.

г). Оценка поляризационных эффектов. Следует заметить, что все многоканальные фотометры, где неизбежно присутствуют работающие под углом к световым пучкам оптические элементы, так или иначе поляризуют измеряемое излучение, и, следовательно, результаты проведенных с ними измерений частично поляризованного света астрономических объектовотягощены некоторыми систематическими погрешностями. Излучение звезд обычно линейно поляризовано менее чем на 10% и только у единичных пекулярных объектов и звезд с очень большим межзвездным покраснением ($A_V \geq 5^m$) степень поляризации излучения может быть больше.

Кроме светоделительных покрытий в четырехканальном фотометре, вносят поляризацию в 3-5% зеркала 7, направляющие свет на ФЭУ. Приближенная оценка величины поляризации, возникающей в районе границы светоделения при использовании формирующих светофильтров, дает значение от 3 до 8% в зависимости от цвета исследуемого объекта. С

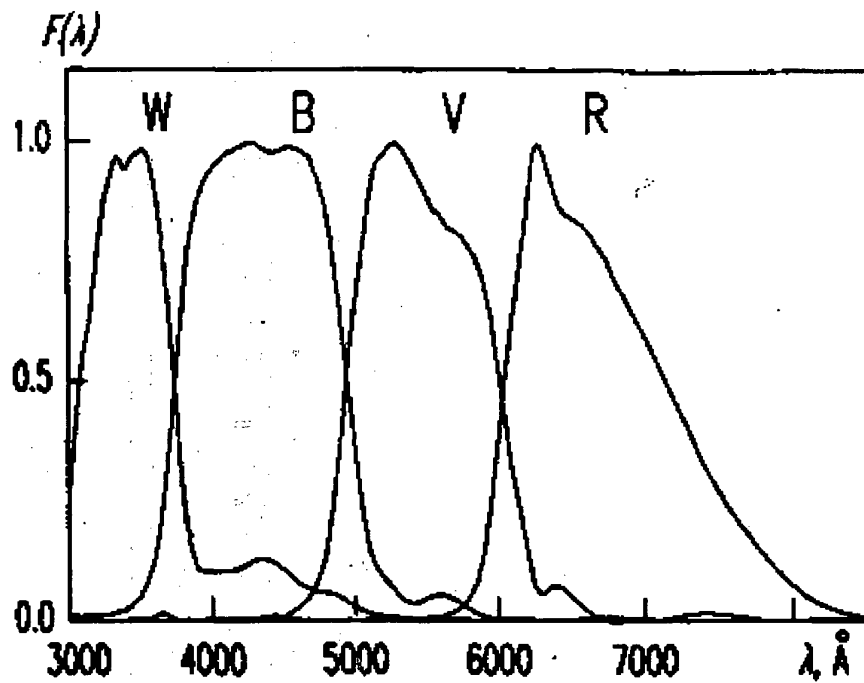


Рис. 2.3.5. Кривые относительной спектральной чувствительности $F(\lambda)$ каналов четырехканального фотометра (по измерениям 1989 г.)

учетом ориентации светоделительных элементов и отклоняющих зеркал в среднем мы имеем: $\leq 5\%$ для канала W, $\leq 12\%$ для B, $\leq 5\%$ для V и $\leq 7\%$ для R. В самой невыгодной ситуации оказывается канал B – в нем все три вносящих поляризацию оптических элемента влияют в одном направлении. Сузив формирующий светофильтр B на 60 \AA с каждой стороны, мы можем снизить степень вносимой поляризации до 10% .

Приведенные оценки инструментальной поляризации вызывают при измерениях блеска астрономически объектов, имеющих 10% линейную поляризацию, погрешности, не превышающие 0.01^m в самом неблагоприятном случае. Цветовые зависимости при этом не превышают 0.005^m во всем диапазоне спектральных классов.

При решении большей части астрофизических задач, связанных с исследованием изменений блеска, влияние этих ошибок не существенно. При прецизионных измерениях в прибор может быть поставлен деполяризатор любого типа, уменьшающий приведенные ошибки на порядок. Другой путь решения этой проблемы – установка в каждом канале компенсатора поляризации. В любом случае желательно использовать фотометр в фиксированном положении по позиционному углу.

§ 2.4. Эффективность работы четырехканального электрофотометра как при индивидуальных, так и массовых, каталожных, измерениях звезд

Первые фотометрические наблюдения с четырехканальным звездным фотометром с дихроичными светоделителями были начаты в сентябре 1992 г. Прибор был установлен на телескопе "Цейсс-600" Высокогорной Среднеазиатской обсерватории ГАИШ.

На рис.2.4.1 приведены результаты измерения блеска звезды SAO 76812 (спектральный класс K0, $V = 6.6^m$) в полосах В, V, R с временным разрешением 1 мсек в момент ее выхода из-за диска Луны, полученные О.И.Митиным на литовском телескопе "Цейсс-1000" на горе Майданак. Результат является уникальным не только потому, что получены одновременные измерения в четырех спектральных полосах (сигнал W слаб и поэтому на рисунке не приведен), но и потому, что измерен процесс выхода из затмения, а не входа в него.

Подробные исследования прибора показали следующее:

1. При работе дихроичных покрытий в наклонном пучке крутизна границы светоделения определяется поляризационным расщеплением спектральной кривой отражения. Не имеет смысла увеличивать число слоев свыше 17-19. Для уменьшения поляризационного расщепления и увеличения крутизны границы светоделения перспективным является выбор веществ с меньшим различием показателей преломления.

2. Высокое пропускание каждого канала, особенно при просветлении поверхностей оптических элементов (не менее 0.8 от пропускания обычного одноканального электрофотометра классической схемы), и, как следствие высокая эффективность четырехканального фотометра.

3. Принципиальная возможность работы без дополнительных формирующих и блокирующих светофильтров, дающая выигрыш в 1.5-2 раза по чувствительности. Это особенно ценно при исследовании предельно слабых астрономических объектов, когда близость фотометрической системы к стандартной – не главное.

4. Источником основных систематических погрешностей измерений служит зависимость спектральной чувствительности прибора от степени линейной поляризации излучения. В реальных астрономических наблюдениях

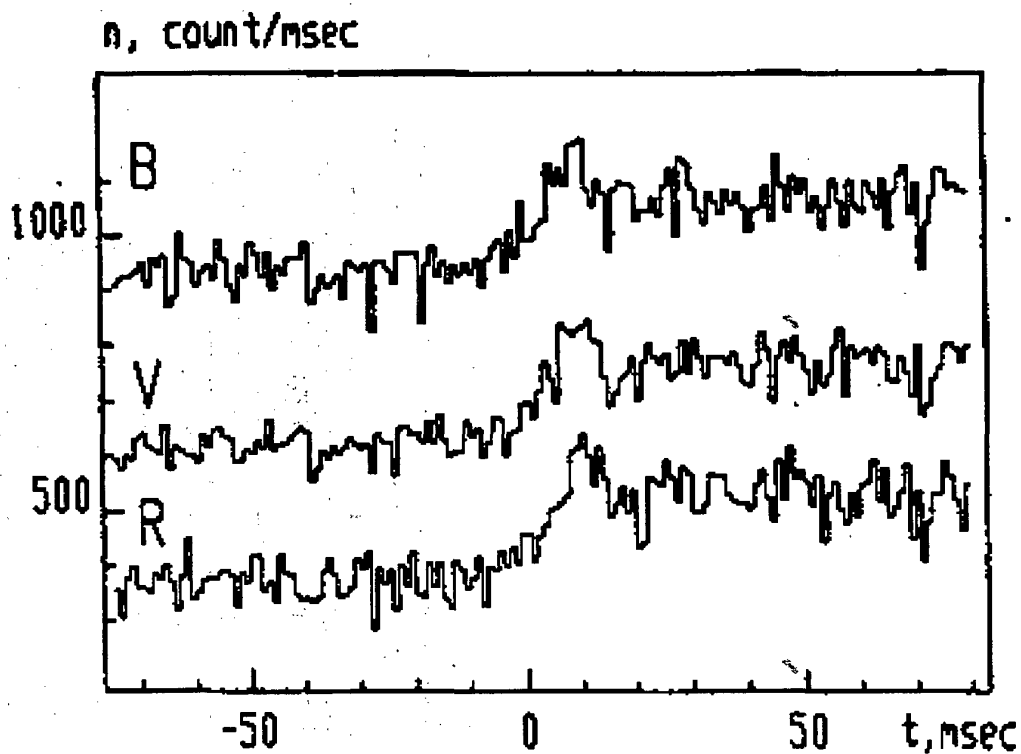


Рис.2.4.1. Изменение блеска звезды SAO 76812, выходящей из-за диска Луны в B, V и R полосах с временным разрешением 1 мсек. Нуль оси времени t условный. Кривая V поднята на 250 имп/мсек, а B - на 500 имп/мсек. Наблюдения проведены О.И. Митиным 18 сентября 1992 г.

эти ошибки не превышают 0.01^m . Существуют методы уменьшить их еще на порядок.

5. Подтвердилась целесообразность принятой компоновки фотометра, основная особенность которой – наличие своеобразной оптической плиты для установки оптических элементов.

Эффективность электрофотометра, как и любого измерительного прибора, это величина, показывающая сколько измерений можно с ним сделать за определенный промежуток времени. Ясно, что эта величина может сильно зависеть от условий измерения, и прибор, достаточно эффективный в одних условиях, в других может оказаться бесполезным. Практически же эффективность отождествляется с величиной, обратной времени измерения какого-нибудь объекта.

При оценке времени измерения обычно исходят из случайного характера числа регистрируемых квантов света, подчиняющегося статистике Пуассона. Этот подход справедлив при измерении малых световых потоков. Нетрудно показать, что при этом четырехканальный фотометр на основе полупрозрачных алюминиевых слоев уступает по эффективности одноканальному, с последовательной сменой светофильтров, из-за дополнительных потерь на поглощение, неоптимального распределения света по каналам для части звезд, большего суммарного темнового тока. Совсем другая ситуация складывается при измерении ярких звезд, когда точность и продолжительность накопления практически полностью определяются эффектом атмосферного мерцания. Так, при наблюдениях на телескопе диаметром 0,5 м с точностью $0^m,005$ время измерения составляет ~ 10 с и почти не зависит от блеска исследуемых звезд. В этом случае четырехканальный фотометр почти вчетверо эффективнее одноканального. Подробные расчеты и наблюдения показывают, что эффективности этих двух приборов становятся одинаковыми при измерении звезд $9-10^m$.

Предыдущие рассуждения касаются "потенциальной" эффективности. При реальных наблюдениях эффективность определяется также способом регистрации данных, временем наведения на измеряемый объект и т.п. Достичь высокой эффективности четырехканального фотометра нам удалось, в частности, тем, что процесс накопления осуществлялся при помощи мини-ЭВМ и время измерений каждый раз выбиралось оптимальным образом.

Высокая производительность наблюдений на четырехканальном электрофотометре на базе полупрозрачных алюминиевых слоев подтверждена опытом работы в 1985-1987 гг. в Тянь-Шаньской высокогорной экспедиции ГАИШ при массовых каталожных измерениях звезд. Электрофотометр использовался в составе автоматизированного фотометрического комплекса на основе УВК 15ВУМС-28-025 на телескопе АЗТ-14. За этот период было проведено ~100000 измерений звезд и получены высокоточные WBVR-величины ~15000 звезд. На рис. 2.4.2 представлена двуцветная диаграмма 13586 звезд Северного неба, построенная по оригинальным наблюдениям, проводившимся в Тянь-Шаньской Высокогорной экспедиции ГАИШ МГУ в 1984-88 гг. с использованием разработанного нами четырехканального электрофотометра. На основе этих наблюдений был опубликован "Каталог WBVR-величин ярких звезд Северного неба" (Корнилов, Волков, ..., Крылов и др., 1991).

Поводя итоги Главы II, мы заключаем, что в итоге многолетних работ и исследований в условиях конкретных астрономических наблюдений была разработана конструкция четырехканального WBVR-фотометра, эффективно работающего как при массовых многоцветных абсолютных измерениях звезд, так и при исследованиях отдельных уникальных объектов, в том числе и затменных двойных систем. Следующие две главы посвящены высокоточной электрофотометрии именно двух таких систем: AR Cas и RR Lyn.

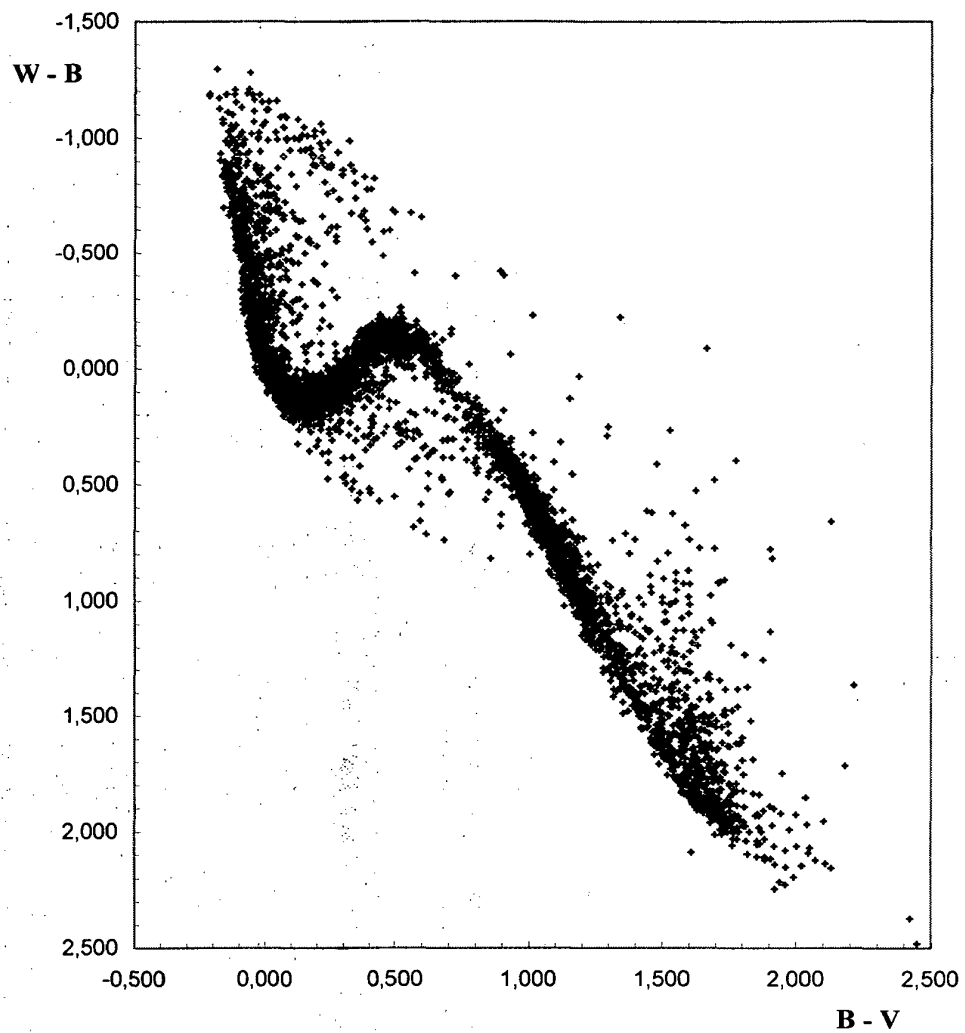


Рис. 2.4.2. Двухцветная диаграмма W-B, B-V для 13586 звезд, полученная на основе фотоэлектрических измерений звезд в Тянь-Шаньской высокогорной обсерватории ГАИШ МГУ с четырехканальным WBVR-электрофотометром, сконструированным автором диссертации совместно с В.Г.Корниловым.

ГЛАВА III

ВЫСОКОТОЧНАЯ WBVR - ЭЛЕКТРОФОТОМЕТРИЯ ЗАТМЕННОЙ ДВОЙНОЙ СИСТЕМЫ RR ЛЫСИ

§ 3.1. Краткая история исследований системы и постановка задачи

Затменная двойная система RR Lyn (HR 2291 = Boss 1607 = BD+56°1125 = HD 44691; $P = 9.{}^d945$; A6IV + F0V; $V = 5.{}^m54$; $e = 0.08$) была открыта Боттлингером и Гутником (1923) из наблюдений с электрофотометром в 1923 г. Эти "древние" фотоэлектрические наблюдения ставить в один ряд с современными, конечно, невозможно: они скорее относятся к типу фотографических. В 1923-25 гг. хорошая фотоэлектрическая кривая была получена Хаффером (1931) и использована для вывода элементов орбиты сначала самим автором, затем Некрасовой и Иршенко (1940). Точность этих наблюдений близка к современной. Эта система интересна прежде всего тем, что ее главная компонента имеет ярко выраженные признаки, так называемых, "металлических" звезд, природа которых до настоящего времени не имеет однозначного объяснения (Любимков, 1995).

Наиболее полные спектроскопические исследования и кривые лучевых скоростей RR Lyn даны в работах Поппера (1971), Кондо (1976), Любимкова и Рачковской (1995 а, б). Фотоэлектрические кривые блеска этой системы опубликованы Хаффером (1931), Магалашвили и Кумсишвили (1959), Боцулой (1960), Линнеллом (1966) и Лавровым и др. (1988). В 1977 г. звезда была предложена в качестве теста для исследования релятивистского вращения орбит затменных систем (Кох, 1977). Лавров и Лаврова (1981) заподозрили в этой системе вращение линии апсид с периодом $U \approx 2000$ лет,

однако этот результат, во-первых, очень далек от теоретически ожидаемого ($U_{th} \approx 28\,000$ лет) и, во-вторых, не подтверждается последующими наблюдениями.

Кондо (1976), а также сравнительно недавно Любимков и Рачковская (1995 а, б) исследовали химический состав компонент RR Lyr. Оказалось, что у обеих компонент он пекулярен. При этом у более массивной и горячей компоненты (главной) обнаружены характерные признаки Am-звезды: многие химические элементы показывают избыток, который имеет тенденцию расти с увеличением атомного номера Z . У менее массивной компоненты большинство элементов оказалось в дефиците, но и в этом случае наблюдается характерный тренд химических аномалий с увеличением Z . Обнаружено систематическое различие между компонентами в содержаниях элементов, составляющее в среднем 0.6 dex.

Фотометрические элементы, полученные из решения кривых блеска RR Lyr разными авторами, существенно различаются. Отмечены не объясняющиеся ошибками наблюдений расхождения между моментами минимумов, наблюдаемых в близкие эпохи, отклонения от модели Рессела, в частности, необходимость привлечения газовых потоков и третьего света ($L_3 \approx 15\div 30\%$) для удовлетворительного решения ее кривых блеска (Боцула, 1960; Линнелл, 1966; Лавров и Лаврова, 1981; Боцула, 1967; Буддинг, 1974). В то же время нет других свидетельств в пользу наличия третьей звезды в системе Линнелл (1966).

В работе Некрасовой и Ирценко (1940) была сделана попытка из решения кривой блеска Хаффера (1931) определить коэффициенты потемнения к краю компонент и найдено: $u_1 = u_2 = 0.64 \pm 0.07$, однако в работе Линнелла (1966) для обеих компонент получено: $u_1 = u_2 = 0.295$. А Хаффер (1931), получивший одну из первых фотоэлектрических кривых блеска, решал ее при $u_1 = u_2 = 0.0$.

С целью разрешения имеющихся противоречий и получения более точных геометрических и физических параметров компонент, RR Lyn была включена в программу наших фотометрических исследований.

§ 3.2. Многоцветные фотоэлектрические наблюдения RR Lyn в фотометрической системе WBVR

Фотоэлектрические измерения RR Lyn в фотометрической системе WBVR были проведены в Тянь-Шаньской высокогорной обсерватории ГАИШ с 50-см рефлектором АЗТ-14 и в Крымской лаборатории ГАИШ с 60-см рефлектором Цейсс-600. В качестве звезды сравнения служила 11 Lyn \equiv BD + 56°1136 = HD 46590, как и в наблюдениях других авторов. Эта звезда, 11 Lyn, являлась одной из стандартных звезд при создании нашего “Каталога WBVR-величин ярких звезд северного неба” (Корнилов, Волков, ... Крылов и др., 1991). Поэтому она в течение многих лет исследовалась фотометрически на переменность и показала высокую стабильность блеска. В табл. 3.2.1 даны звездные величины и показатели цвета переменной и звезды сравнения. Среднеквадратические ошибки этих абсолютных величин и показателей цвета около 0.^m005.

Таблица 3.2. 1. Абсолютные фотометрические величины переменной RR Lyn и звезды сравнения 11 Lyn.

Звезда	W	B	V	R	W - B	B - V	V - R	Sp
RR Lyn	5. ^m 880	5. ^m 761	5. ^m 540	5. ^m 362	0. ^m 119	0. ^m 221	0. ^m 178	A6IV + F0V
11 Lyn	5. ^m 927	5. ^m 882	5. ^m 877	5. ^m 880	0. ^m 045	0. ^m 005	-. ^m 003	A2V

Ошибки дифференциальных измерений, σ_{obs} , определялись каждую ночь по внутренней сходимости наблюдений стандартных звезд и звезды сравнения. Учитывая результаты численного эксперимента, проведенного в Главе I, нашей задачей при проведении наблюдений было достижение точности измерений $\sigma_{\text{obs}} \lesssim 0^{\text{m}}.003$. Эта задача практически была выполнена. Значения σ_{obs} , например, для одной из лучших ночей JD 2444595 (по 95 измерений RR Lyr с каждым из четырех фильтров в Min II в течение более 8 часов наблюдений в Тянь-Шаньской обсерватории) составили $0^{\text{m}}.0029$, $0^{\text{m}}.0024$, $0^{\text{m}}.0020$ и $0^{\text{m}}.0023$ для фильтров W, B, V и R, соответственно. Такая высокая точность индивидуальных измерений, характерная для многих ночей наблюдений RR Lyr, связана с уникальными астроклиматическими условиями для фотометрических измерений в Тянь-Шаньской обсерватории (высота над уровнем моря около 3000 м). В то же время для наблюдений в Крымской лаборатории ГАИШ (высота около 500 м) стандартная ошибка наблюдений в одну из лучших ночей составляет лишь $0^{\text{m}}.0033$ в фильтре V (JD 2444 988, 145 измерений RR Lyr в течение 6 часов наблюдений, Min I). Всего с фильтром V получено 275 индивидуальных измерений блеска RR Lyr, а с фильтрами W, B и R – по 124 измерения. Результаты дифференциальных измерений RR Lyr представлены на рис. 3.2.1 и 3.2.2. Они исправлены за атмосферное поглощение в соответствии с методикой, описанной в работе Мошкалева и Халиуллина (1985), и редуцированы в стандартную WBVR-фотометрическую систему (Халиуллин и др., 1985). Юлианские моменты измерений, JD_{\odot} , приведены к центру Солнца. На рис. 3.2.3 показаны изменения показателей цвета W – B, B – V и B – R с фазой орбитального цикла.

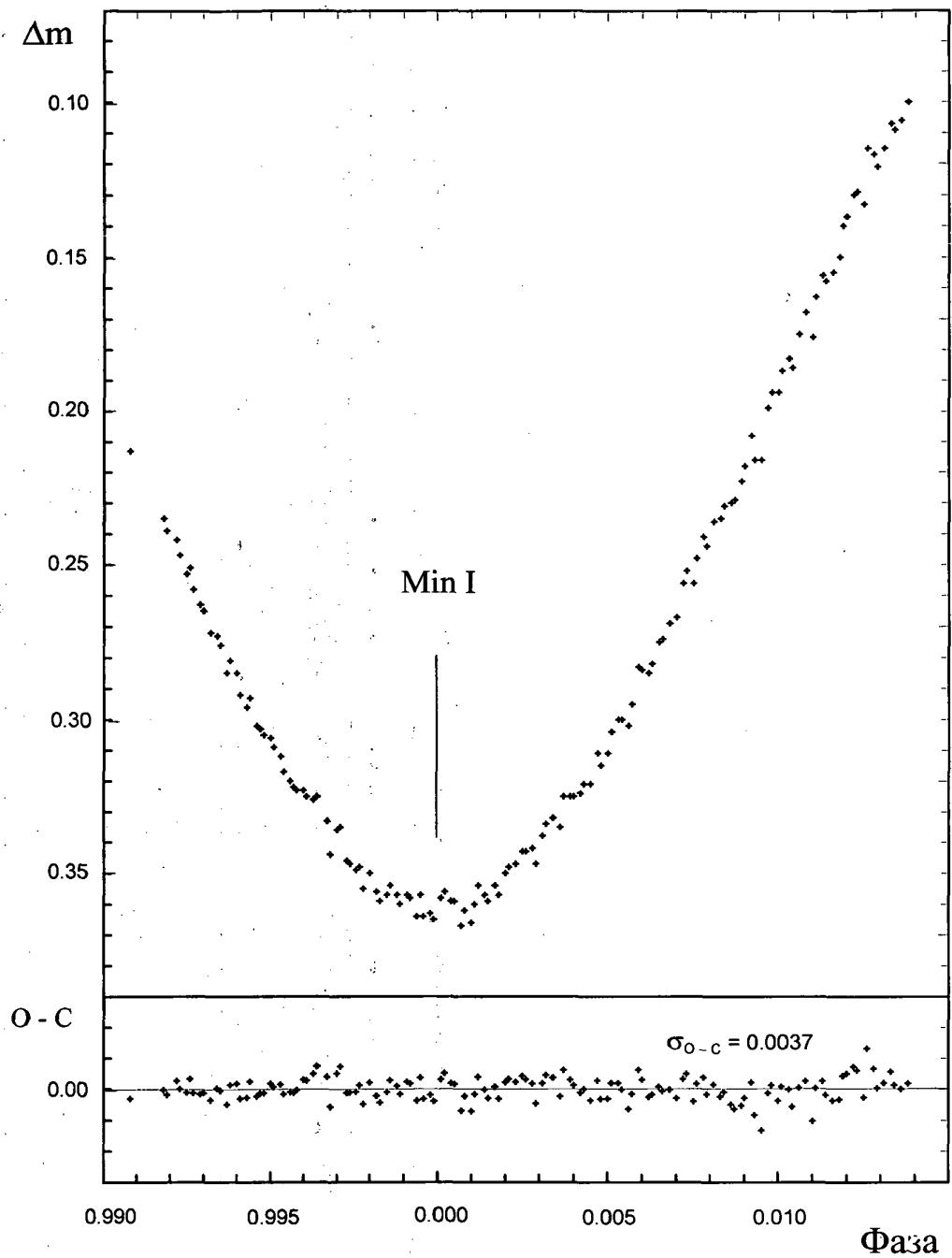


Рис. 3.2.1. Кривая блеска RR Lyr в полосе V в области Min I по наблюдениям в Крымской обсерватории ГАИШ МГУ. Внизу приведены уклонения, $O - C$, индивидуальных наблюдаемых точек от теоретической кривой, построенной с найденными фотометрическими элементами.

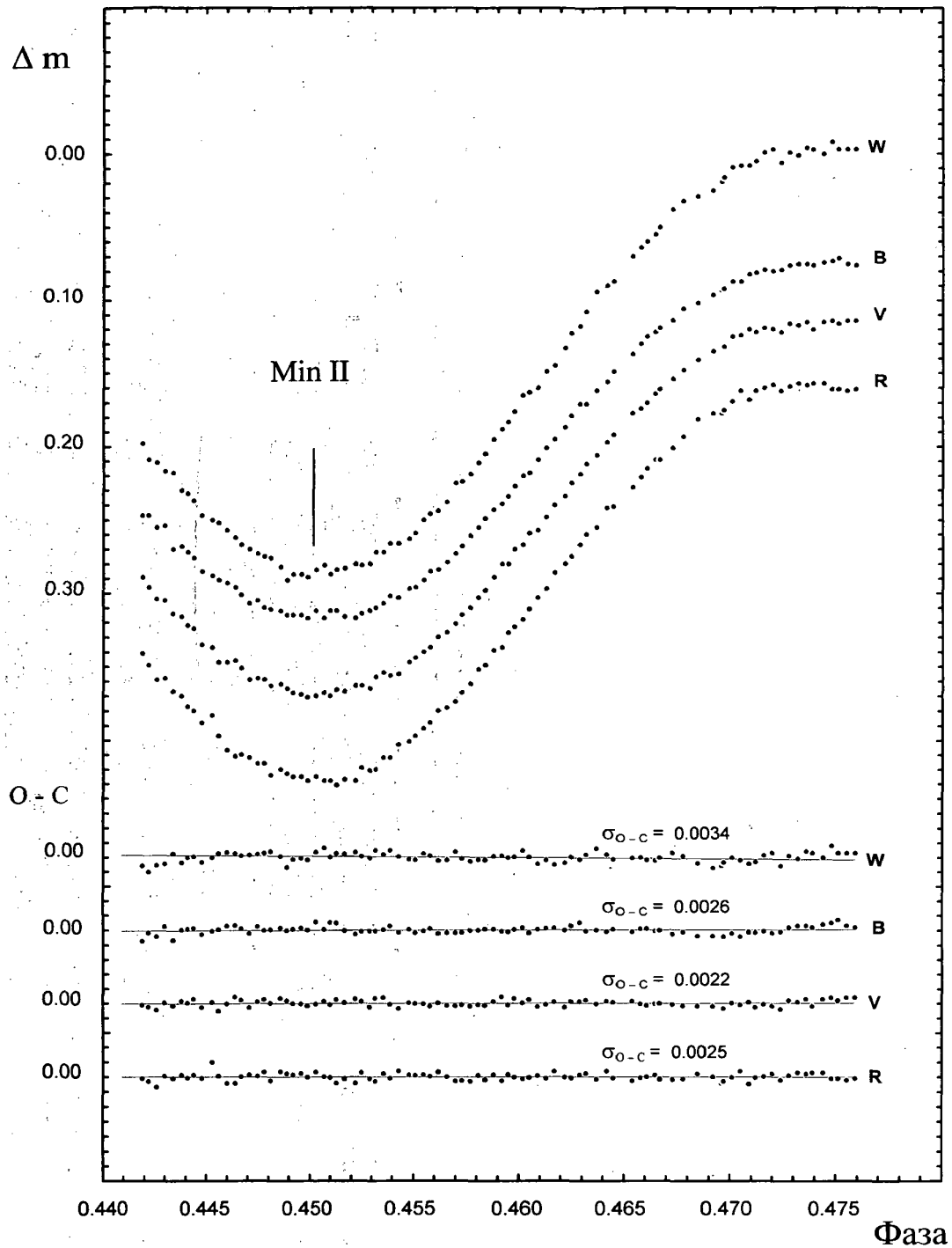


Рис. 3.2.2. Кривые блеска RR Lyr в полосах W, B, V и R в области Min II по наблюдениям в Тянь-Шаньской высокогорной обсерватории ГАИШ МГУ. Внизу приведены уклонения, O - C, индивидуальных наблюдаемых точек от теоретической кривой, построенной с найденными фотометрическими элементами.

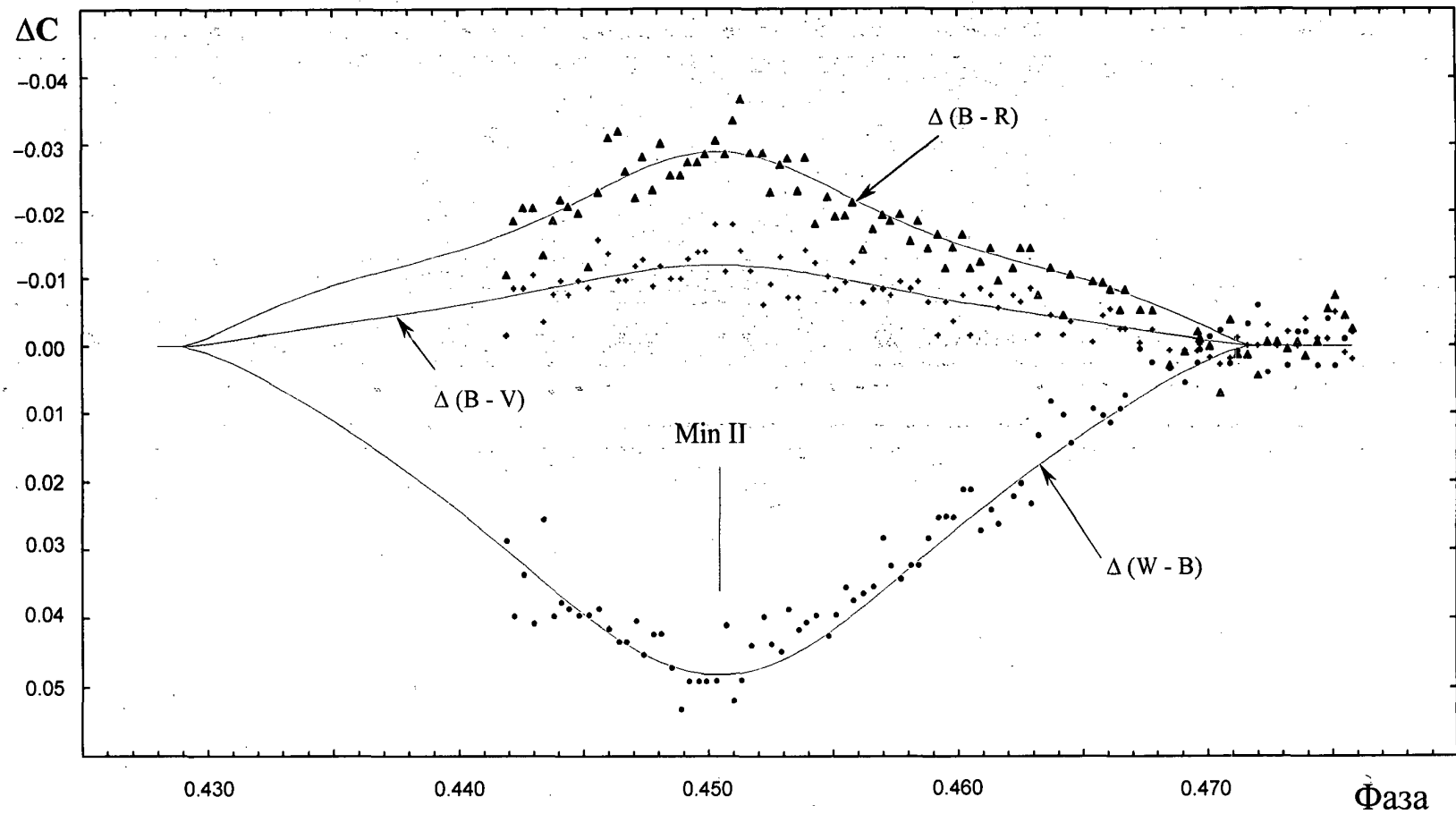


Рис. 3.2.3. Изменения с фазой показателей цвета $W - B$, $B - V$ и $B - R$ затменной системы RR Lyr во вторичном минимуме. Непрерывной линией проведены теоретические кривые, построенные с найденными в работе фотометрическими элементами из табл. 3.3.1. и 3.3.2.

§ 3.3. Определение фотометрических элементов системы итерационным методом дифференциальных поправок.

Фотометрические элементы были определены итерационным методом дифференциальных поправок для анализа кривых блеска затменных систем с эллиптическими орбитами (Халиуллина и Халиуллин, 1984). Прежде всего были проанализированы индивидуальные измерения в полосе V как наиболее высокоточные и полные. В табл. 3.3.1 приведены фотометрические элементы RR Lyn и оценки их ошибок, полученные нами при их свободном (одновременном) поиске. Здесь и ниже использованы следующие обозначения:

E_I – гелиоцентрический момент главного минимума (в JD_{\odot});

E_{II} – гелиоцентрический момент вторичного минимума (в JD_{\odot});

σ_{0-c} – среднеквадратические отклонения индивидуальных точек от теоретической кривой.

Таблица 3.3.1. Фотометрические элементы RR Lyn .

Наши результаты (в полосе V)	Хаффер (1931) ($\lambda \sim 4500 \text{ \AA}$)	Боцула (1967) ($\lambda \sim 4600 \text{ \AA}$)	Линнелл (1966) (в полосе V)
$r_1 = 0.0878 \pm 0.0005$	0.080	0.090	0.082
$r_2 = 0.0541 \pm 0.0011$	0.050	0.057	0.066
$i = 87.^{\circ}45 \pm 0.^{\circ}11$	$87.^{\circ}8$	$87.^{\circ}0$	$88.^{\circ}3$
$e = 0.0782 \pm 0.0009$	0.081 (фикс.)	0.079	0.080 (фикс.)
$\omega = 185^{\circ} \pm 5^{\circ}$	164°	181°	167° (фикс.)
$L_1 = 0.7835 \pm 0.0039$	0.794	0.780	0.6738
$L_2 = 1 - L_1$	$1 - L_1$	$1 - L_1$	0.3262
$L_3 = 0$ (фикс.)	0 (фикс.)	0 (фикс.)	30.4%
$u_1 = 0.43 \pm 0.08$	0.0 (фикс.)	$0.6 \div 0.8$	0.2908
$u_2 = 0.59 \pm 0.12$	0.0 (фикс.)	0.8	0.295

Индекс "1" и определение "главная" относятся к компоненте, которая затмевается в главном (более глубоком) минимуме (Min I). Величины E_I и E_{II} находились в итерационном процессе одновременно с другими фотометрическими элементами при решении кривых блеска. Из совместного анализа найденных нами и других опубликованных фотоэлектрических моментов минимумов (Хаффер, 1931; Боцула, 1960; Линнелл, 1966; Лавров и др., 1988; Каттон и др., 1989; Каттон и Варнс, 1993; Ислес, 1991) методом наименьших квадратов получены следующие эфемериды для вычисления моментов минимумов RR Lyn:

$$E_I = JD_{\odot} 2444\ 988.49594(30) + 9.9450738(7) \cdot E$$

$$E_{II} = JD_{\odot} 2444\ 595.17240(30) + 9.9450745(7) \cdot E$$

В скобках указаны стандартные ошибки определения соответствующих величин в единицах последнего знака. Хотя периоды следования главного и вторичного минимумов различаются, это различие находится на сегодняшний день в пределах ошибок их определения. В табл. 3.3.1 для сравнения даны фотометрические элементы, полученные другими авторами (Хаффер, 1931; Линнелл, 1966; Боцула, 1967).

В табл. 3.3.2 представлены результаты решения наших кривых блеска в фильтрах W, B, V и R при закрепленной геометрии. Значения геометрических параметров $r_{1,2}$, i , e и ω были зафиксированы в соответствии с результатами решения более полной кривой блеска в фильтре V, так как нет причин считать, что эти параметры могут зависеть в RR Lyn от спектральной полосы наблюдения. То есть, при решении W, B и R-кривых блеска варьировались лишь фотометрические характеристики компонент: L_1 , L_2 , u_1 и u_2 .

Таблица 3.3.2. Результаты решения кривых блеска RR Lyr в полосах W, B, V и R при фиксированных геометрических параметрах.

Параметр	W	B	V	R
L_1	0.7524 ± 0.0011	0.7938 ± 0.0010	0.7835 ± 0.0008	0.7656 ± 0.0009
L_2	$1 - L_1$	$1 - L_1$	$1 - L_1$	$1 - L_1$
u_1	—	—	0.43 ± 0.08	—
u_2	0.38 ± 0.10	0.69 ± 0.08	0.59 ± 0.07	0.16 ± 0.09
σ_{O-C} (Min I)	—	—	$0.^m0037$	—
σ_{O-C} (Min II)	$0.^m0034$	$0.^m0024$	$0.^m0022$	$0.^m0023$

На рис. 3.2.1 и 3.2.2, где приведены W, B, V и R-кривые блеска RR Lyr в области минимумов, даны также уклонения, O–C, наблюдаемых точек от соответствующих теоретических кривых, построенных с найденными нами фотометрическими элементами из табл. 3.3.1 и 3.3.2, и соответствующие значения σ_{O-C} .

Из рассмотрения полученных элементов можно сделать следующие выводы:

1. Нет каких-либо заметных систематических изменений O – C с фазой орбитального цикла. Это говорит о том, что использованная модель хорошо соответствует нашим наблюдениям и нет необходимости привлечения третьего света для интерпретации наблюдений. По-видимому, большинство заявленных ранее аномалий и противоречий в кривых блеска RR Lyr связаны с недостаточной точностью большинства ранних наблюдений.

2. Наблюдения во всех полосах W, B, V и R удовлетворительно описываются единой геометрией ($r_{1,2}$, i , e и ω). В кривых блеска и O – C заметны физические флуктуации блеска с амплитудой около $0.^m003$ и с характерным временем $\sim 1^h$, присущие звездам типа δ Sct. Для выяснения

вопроса, к какой звезде (RR Lyn или 11 Lyn) относятся эти флуктуации, требуются дополнительные исследования.

3. Из табл. 3.3.1 и 3.3.2 видно, что полученные из наблюдений коэффициенты потемнения дисков компонент u_1 и u_2 заметно меньше теоретически ожидаемых ($u_{th} \approx 0.60$). Однако из-за частных затмений и эллиптичности орбиты величины u_1 , u_2 и долготы периастра ω определяются с не очень большой точностью. Это связано, в основном, с взаимной корреляцией u_1 , u_2 , e и ω при их одновременном поиске.

4. Изменения показателей цвета $W - B$ и $B - V$ с фазой орбитального цикла, показанные на рис. 3.2.3, качественно согласуются с аналогичными кривыми для $U - B$ и $B - V$ из работы Линнелла (1966), однако наши кривые в несколько раз точнее и, кроме того, имеются наблюдения в полосе R. Из рис. 3.2.3 отчетливо видна парадоксальная на первый взгляд ситуация: во вторичном минимуме показатели цвета $B - V$ и $V - R$ "голубеют", как и должно быть при затмении более холодной вторичной компоненты ($Sp II = F0V$), однако величины $W - B$ при этом сильно "краснеют". Учитывая геометрию затмений и соотношение светимостей компонент, лишь около 30% наблюдаемого эффекта можно объяснить известным "провалом" в диаграмме $U - B$, $B - V$ в области A-звезд IV-V классов светимости ($Sp I = A6IV$). Остальные же 70% необычного поведения цвета $W - B$, как будет ясно из дальнейшего, связаны с аномалиями содержания тяжелых элементов в атмосферах обеих компонент.

§ 3.4. Абсолютные параметры и эволюционный статус

КОМПОНЕНТ

На основании наших данных, представленных выше в § 3.2 и § 3.3, а также опубликованных результатов спектроскопических исследований (Поппер, 1971; Кондо, 1976; Любимков и Рачковская, 1995 а, б) можно вычислить физические и геометрические характеристики каждой из компонент RR Lyn, которые приведены в табл. 3.4.1.

Для определения возрастов компонент t_1 и t_2 , приведенных в табл. 3.4.1, мы на рис. 3.4.1 построили зависимости $\lg g(t)$, то есть, эволюционные треки для звезд нормального химсостава ($Z = 0.02$) и масс $M_1 = (1.89 \pm 0.07) M_{\odot}$ и $M_2 = (1.49 \pm 0.05) M_{\odot}$. Были использованы звездные модели, построенные Кларетом и Джименезом (1992). Выбор именно этой диаграммы для определения возраста связан с тем, что ускорение ($g \propto M/R^2$) весьма чувствительно к возрасту, а необходимые для его вычисления радиусы из кривых блеска определяются с лучшей точностью, чем, например, светимости или другие параметры звезд. Ширины полос эволюционных треков компонент на этой диаграмме отражают неопределенности значений их масс. Пересечение эволюционного трека с прямой $y = \lg g_{\text{obs}}$ дает искомое значение возраста звезды. Возрасты компонент, t_1 и t_2 , найденные таким образом и представленные в табл. 3.4.1, в пределах ошибок определения хорошо согласуются друг с другом. Поскольку t_1 определяется с лучшей точностью, мы приняли его в качестве возраста всей системы RR Lyn:

$$t = (1.08 \pm 0.15) \cdot 10^9 \text{ лет,}$$

что хорошо согласуется со значением $t = (1.1 \pm 0.3) \cdot 10^9$ лет, найденным в работе Любимкова и Рачковской (1995 б) из других данных.

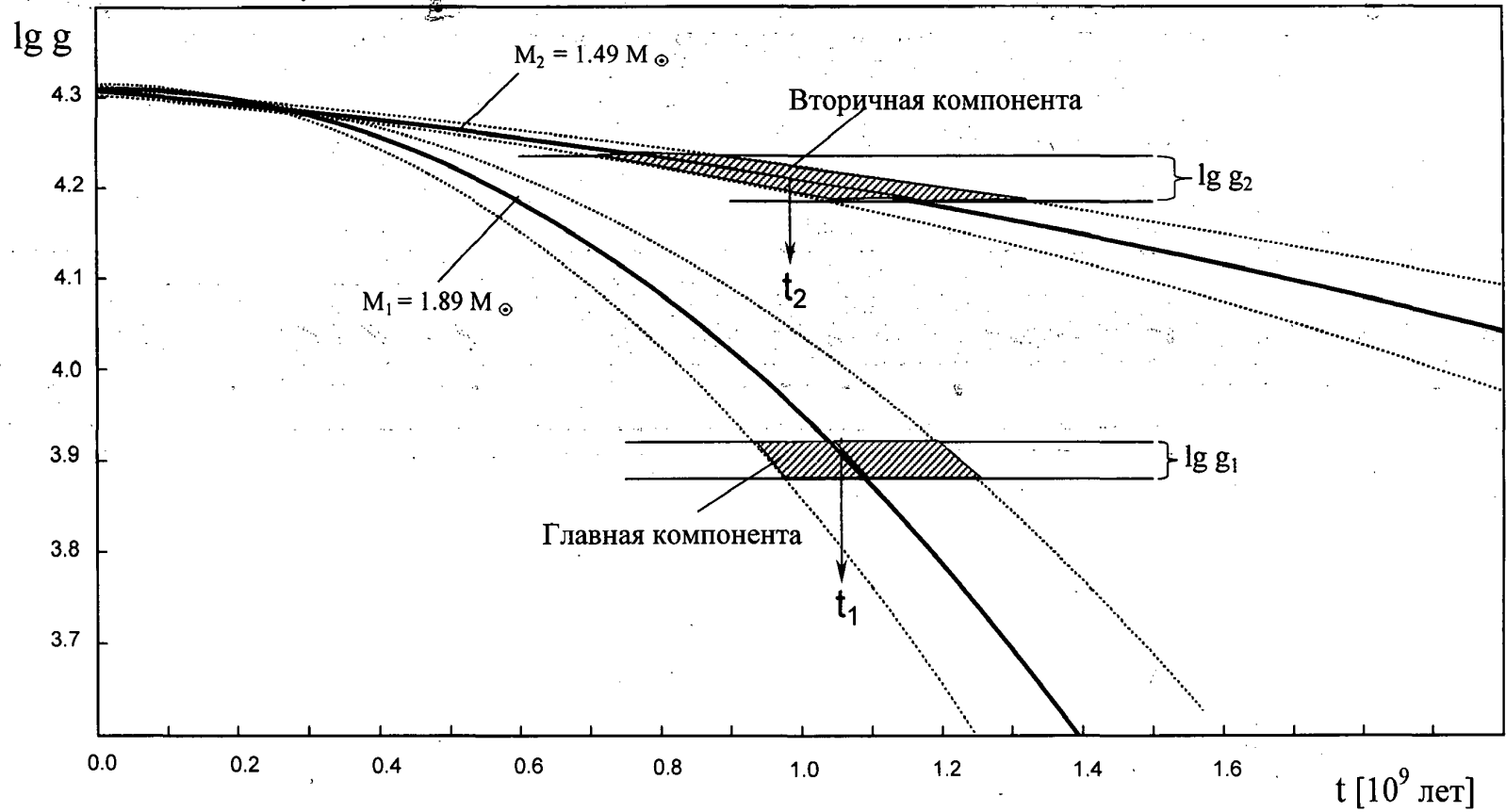


Рис. 3.4.1. Эволюционные треки, $\lg g(t)$, для звезд нормального химсостава ($Z = 0.02$) и масс $M_1 = 1.89 + 0.07 M_{\odot}$ и $M_2 = 1.49 + 0.05 M_{\odot}$, соответствующих массам компонент RR Lyr для определения их возрастов t_1 и t_2 .

Таблица 3.4.1. Основные физические и геометрические характеристики затменной двойной системы RR Lyn.

Параметр	Главная компонента	Вторичная компонента
Массы, M	$1.89 \pm 0.07 M_{\odot}$	$1.49 \pm 0.05 M_{\odot}$
Радиусы, R	$2.57 \pm 0.04 R_{\odot}$	$1.58 \pm 0.04 R_{\odot}$
Светимости, L	$21.04 \pm 1.47 L_{\odot}$	$5.31 \pm 0.32 L_{\odot}$
Эффективные температуры, T_e	$7570 \pm 120 \text{ K}$	$6980 \pm 100 \text{ K}$
Сп. классы из WBVR-фотометрии, Sp	A6 IV	F0 V
Гравитационное ускорение, $\lg g$	3.894 ± 0.019	4.214 ± 0.025
Возрасты, t	$(1.08 \pm 0.15) \cdot 10^9 \text{ лет}$	$(0.97 \pm 0.32) \cdot 10^9 \text{ лет}$
Избытки радиусов, $\Delta \lg R$	0.214 ± 0.007	0.045 ± 0.012
Избытки светимости, $\Delta \lg L$	0.259 ± 0.029	0.092 ± 0.025
V	$5.^m805 \pm 0.015$	$7.^m202 \pm 0.024$
W - V	$0.^m177 \pm 0.017$	$-0.^m079 \pm 0.020$
B - V	$0.^m207 \pm 0.011$	$0.^m273 \pm 0.012$
V - R	$0.^m153 \pm 0.013$	$0.^m265 \pm 0.015$
Абс. болометрические величины, M_{bol}	$1.^m48 \pm 0.07$	$2.^m88 \pm 0.07$
Металличность, [Fe/H]	0.31 ± 0.08	-0.24 ± 0.06
Орбитальный период, P	$9.^d9450740 \pm 0.^d00000007$	
Большая полуось орбиты, a	$29.23 \pm 0.34 R_{\odot}$	
Наклонность орбиты, i	$87.^{\circ}45 \pm 0.^{\circ}11$	
Расстояние до системы, g	$73.5 \pm 2.8 \text{ пс}$	
Фотометрический параллакс, π_{ph}	$0.^{\prime\prime}0136 \pm 0.^{\prime\prime}0005$	
Тригонометрический параллакс, π	$0.^{\prime\prime}0120 \pm 0.^{\prime\prime}0010$	
Возраст системы, t	$(1.08 \pm 0.15) \cdot 10^9 \text{ лет}$	

Поскольку главная компонента RR Lyn является “металлической” звездой, определение ее эффективной температуры, T_e , из спектроскопических данных затруднительно. Ее спектральный класс зависит от выбранной системы линий и оценивается, в среднем, как A3, A7 и F0 по линиям кальция, водорода и металлов, соответственно (Поппер, 1971; Кондо, 1976). Оценки спектрального класса вторичной компоненты из спектроскопических данных также лежат в широком диапазоне: F0V – F3V (Поппер, 1971; Кондо, 1976; Любимков и Рачковская, 1995 а, б). Поэтому мы надеялись, что результаты многоцветной фотометрии дадут лучшее приближение для T_e , тем более, что в результате решения кривых блеска

нам удалось уверенно разделить излучение компонент во всех полосах WBVR.

Избытки радиусов, $\Delta \lg R$, и светимостей, $\Delta \lg L$, компонент, приведенные в табл. 3.4.1, вычислены по отношению к моделям звезд начальной главной последовательности ($t = 0$) нормального химсостава ($Z = 0.02$) из работы Кларета и Гименеза (1992). В соответствии с избытком радиуса ($\Delta \lg R_1 = 0.214$) и избытком светимости ($\Delta \lg L_1 = 0.259$), главную компоненту мы будем относить к IV классу светимости, хотя спектроскопически обе компоненты обычно относят к V классу.

На рис. 3.4.2 компоненты системы нанесены на двуцветной диаграмме B - V, V - R. На параллельных координатных осях этой диаграммы кроме показателей цвета из WBVR-каталога (Корнилов, Волков, ... Крылов и др., 1991) нанесены соответствующие им МК-спектральные классы IV - V классов светимости. В заданном интервале цвета B - V и V - R слабо зависят от класса светимости и металличности и являются хорошими индикаторами эффективных температур. После введения в соответствии с работами Страйжиса (1977, 1982) небольших поправок за металличность, показанных на рис. 3.4.2 соответствующими векторами бланкетирования, мы оценили спектральные классы компонент RR Lyn:

$$Sp (RR Lyn) = A6 IV + F0 V.$$

Согласно рис. 3.4.1, вторичная компонента не успела заметно отойти от начальной главной последовательности, и поэтому для нее можно использовать известную шкалу температур T_e и болометрических поправок В.С. для звезд V класса светимости (Поппер, 1980):

$$T_e (F0 V) = 6980 \pm 100 \text{ K}; \quad \text{В.С.} (F0 V) = -0.^m01$$

В то же время главная компонента уже заметно отошла от главной последовательности, и ее температура быстро уменьшается. Для этой, сравнительно быстрой, фазы эволюции нельзя получить однозначных

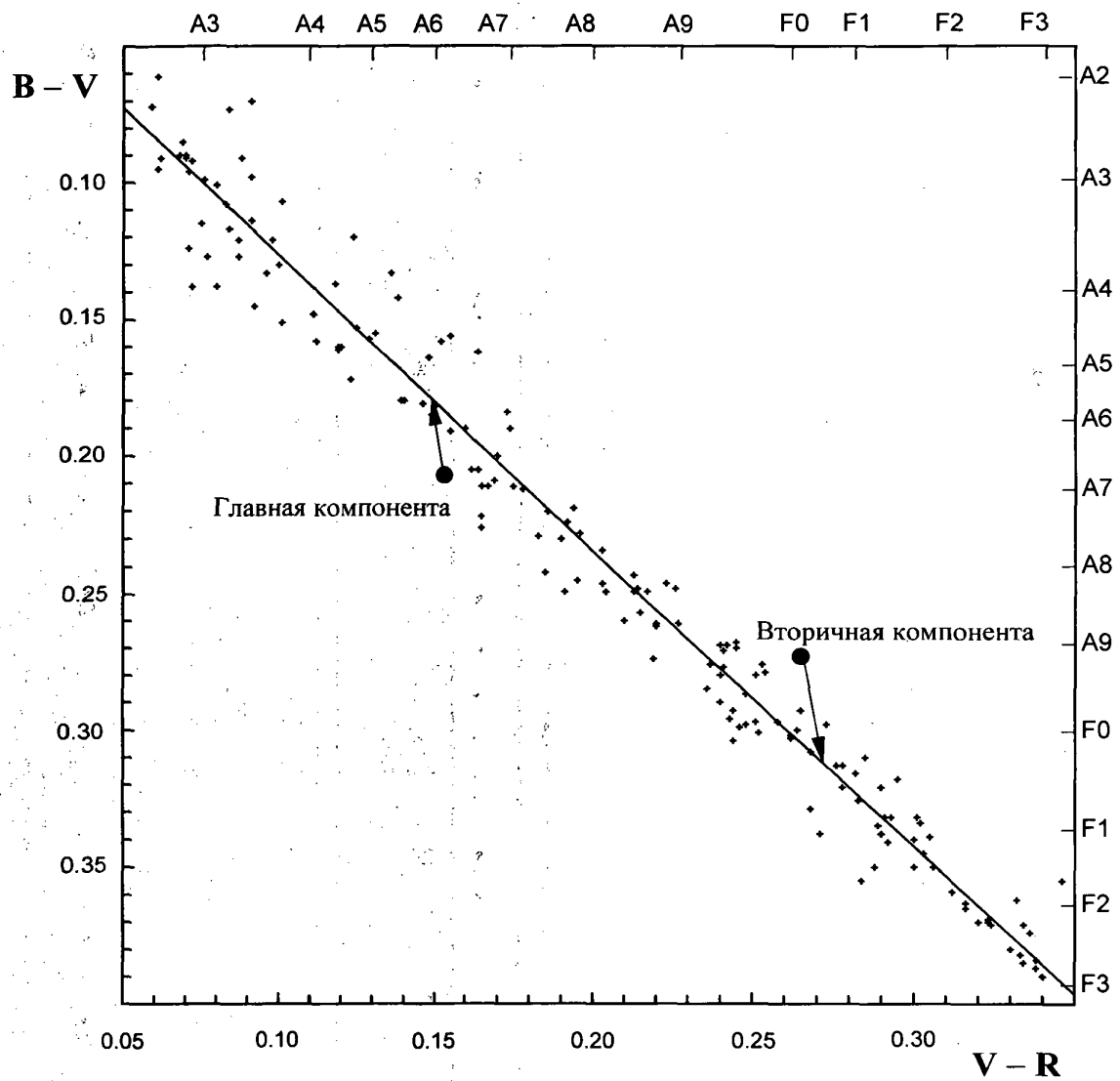


Рис. 3.4.2. Положения компонент RR Lyr на диаграмме $B - V$, $V - R$. Стрелками обозначены векторы бланкетирования. Крестиками нанесены яркие непокрасневшие звезды IV – V классов светимости из каталога Корнилова и др. (1991).

калибровок, и поэтому для определения T_e этой звезды мы использовали отношение поверхностных яркостей компонент:

$$\frac{I_1}{I_2} = \frac{L_1}{L_2} \left(\frac{r_2}{r_1} \right)^2 = \frac{e^{c_2/\lambda T_2} - 1}{e^{c_2/\lambda T_1} - 1}.$$

Используя найденные выше (табл. 3.3.1 и 3.3.2) значения для относительных светимостей $L_{1,2}$ и радиусов $r_{1,2}$ и считая, что эффективные температуры компонент равны яркостным, можно получить:

$$T_e (A6 IV) = 7570 \pm 100 \text{ K}.$$

Это значение T_e получено как среднее из результатов решения кривых блеска в двух полосах: $T_1 = 7565 \text{ K}$ для В и $T_1 = 7575 \text{ K}$ для V. Именно в этих полосах сосредоточена основная часть излучения обеих компонент. Полоса W сильно искажена эффектами бланкетирования металлическими линиями и поэтому для этой цели не может быть использована.

Из решения кривой блеска величина I_1/L_2 определяется с высокой точностью и значение T_e для главной компоненты, найденное здесь с использованием этого отношения, следует, очевидно, признать на сегодняшний день наиболее надежным и точным. Отметим, что эта величина T_e , полученная нами из многоцветной фотометрии, существенно ниже спектроскопических оценок: $T_1 = 8000 \div 8300 \text{ K}$ (Кондо, 1976; Любимков и Рачковская, 1995 а, б). Возможно, это противоречие является отражением необычной структуры атмосфер металлических звезд.

В табл. 3.4.1 приведены также абсолютные светимости, L , и болометрические величины, M_{bol} , компонент, вычисленные с использованием найденных выше абсолютных радиусов и температур. Эти параметры позволяют найти расстояние, r , до системы и фотометрический параллакс, π_{ph} , из известного соотношения:

$$M_{bol} = V + B.C. + 5 + 5 \lg \pi_{ph}.$$

Подставляя величины для главной компоненты из табл. 3.4.1 и болометрическую поправку $V.C. = -0.01$ (Поппер, 1980), получим:

$$\pi_{ph} = 0."0137 \pm 0."0005; \quad r = 73.5 \pm 2.8 \text{ пс.}$$

Величина тригонометрического параллакса, найденная для этой звезды спутником Гиппархос (Перриман и др., 1997), составляет $\pi = 0."01201 \pm 0."00097$. Как видим, значения π_{ph} и π в пределах своей точности не противоречат друг другу. Однако на сегодняшний день найденное нами значение π_{ph} является, по-видимому, более надежным и точным.

§ 3.5. Эффекты бланкетирования и оценка "металличности" компонент

На рис. 3.5.1 компоненты системы RR Lyr нанесены на двуцветную диаграмму $W - B$, $B - V$. На этой диаграмме звезды с дефицитом металлов располагаются выше и левее звезд той же светимости и температуры, но нормального химического состава, а звезды с обилием металлов показывают отклонение вниз и вправо, то есть, ультрафиолетовый дефицит (Страйжис, 1977, 1982). Измерив длину вектора бланкетирования, можно определить металличность $[Fe/H]$ звезды (Повел, 1972). На рис. 3.5.1 проведены векторы бланкетирования для обеих компонент. Отметим, что параметры этих векторов вычислены для диаграмм $U - B$, $B - V$, и нам пришлось внести небольшие поправки ($\leq 10\%$) за счет различия спектральных кривых реакции для полос W и U (Халиуллин и др., 1985; Страйжис, 1977). В итоге мы получили:

$$\begin{aligned} [Fe/H] &= +0.31 \pm 0.08, && \text{для главной компоненты,} \\ [Fe/H] &= -0.24 \pm 0.06, && \text{для вторичной компоненты.} \end{aligned}$$

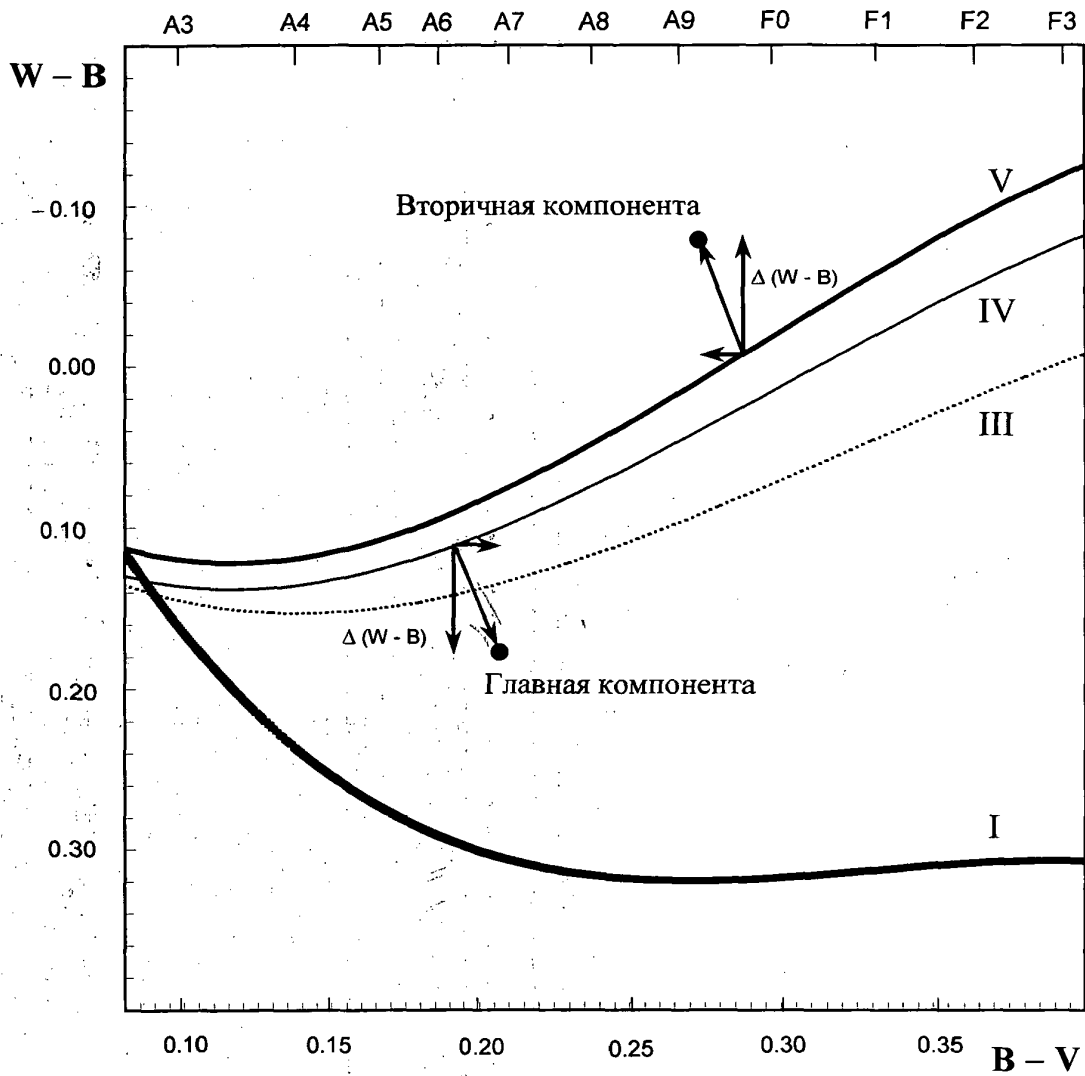


Рис. 3.5.1. Положения компонент RR Lyr на диаграмме $W - B$, $B - V$. Римскими цифрами отмечены линии нормальных цветов звезд соответствующих классов светимости. Стрелками показаны векторы бланкетирования. Величины $\Delta(W - B)$ – избытки цвета за счет эффектов бланкетирования.

Эти величины находятся не только в качественном, но и в хорошем количественном согласии с результатами спектроскопической работы Любимкова и Рачковской (1995 а). Напомним, что согласно результатам исследования этих авторов, химический состав атмосфер компонент RR Рыси сильно различается. При этом у вторичной компоненты наблюдается устойчивый дефицит тяжелых элементов по отношению к главной компоненте. В среднем этот дефицит составляет 0.56 dex.

§ 3.6. Основные результаты исследования системы RR Рыси

Высокоточные ($\sigma_{\text{инд}} \leq 0.003$) многоцветные фотоэлектрические измерения в системе WBVR позволили построить непротиворечивую геометрическую и физическую модель затменной системы RR Lyn и определить ее фотометрические и абсолютные элементы, приведенные в табл. 3.4.1.

Важным результатом нашей работы является вывод, что химический состав атмосфер обеих компонент этой системы пекулярен: главная компонента показывает избыток тяжелых элементов, а вторичная – их дефицит. Этот результат получен нами из анализа интегральных эффектов бланкетирования линиями тяжелых элементов в широких полосах W, B, V и R. О пекулярности химсостава главной компоненты, а именно, что она является "металлической" звездой, было известно давно. И лишь в 1995 году Любимков и Рачковская (1995 а, б) из спектроскопических исследований показали, что и другая звезда в этой системе имеет ненормальный химсостав. Однако в отличие от главной компоненты, здесь наблюдается дефицит тяжелых элементов. Этот неожиданный результат требовал подтверждения, и он последовал из нашей многоцветной фотометрии. Учитывая, что, скорее

всего, компоненты RR Lyr образовались одновременно и имели один и тот же первоначальный химсостав, и что в этой системе еще не происходил обмен масс, полученный результат свидетельствует в пользу теории диффузии. Эта теория объясняет аномалии химического состава разделением элементов в поверхностных слоях под действием противоположных сил гравитации и лучевого давления (Михауд, 1988).

Основные физические характеристики обеих компонент RR Lyr – массы, радиусы и светимости – не показывают аномалий, какие часто приписывают "металлическим" звездам, и в пределах ошибок определения согласуются с современными эволюционными моделями звезд нормального химсостава (Кларет и Гименез, 1992). Попытки интерпретации главной и вторичной компонент эволюционными моделями из работы Кларета и Гименеза (1992) с $Z_I = 0.03$ и $Z_{II} = 0.01$, соответственно, приводят к противоречиям. Это свидетельствует о том, что найденные аномалии химсостава компонент RR Lyr относятся лишь к поверхностным слоям звезд, а недра компонент имеют нормальное содержание металлов: $Z = 0.02$. Этот результат имеет важное значение для понимания природы металлических звезд, а система RR Lyr предоставляет уникальную возможность для дальнейшего исследования физики явления "металличности".

Что касается вращения эллиптической орбиты RR Рыси, то подставляя найденные нами параметры системы в соотношения (1.1.2) и (1.1.3), можно вычислить, что теоретически ожидаемый период апсидального вращения для этой системы $U_{th} = (28\ 100 \pm 1400)$ лет. При этом основной вклад (>75%) во вращение должен давать релятивистский член, вычисляемый согласно соотношению (1.1.1). Однако, как видно из найденных нами фотометрических элементов (Таблица 3.4.1), долгота периастра орбиты этой системы близка к π ($\omega = 185^\circ \pm 5^\circ$). Из формулы (1.1.20) следует, что если $\omega = \pi$, периоды следования главного и вторичного минимумов одинаковы ($\Delta P =$

$P_I - P_{II} = 0$). То есть, при такой долготе периастра Min II как бы "застывает" на месте по отношению к Min I, и поэтому мы не можем измерить скорость вращения орбиты. Из-за большого апсидального периода такая ситуация для RR Рыси сохранится, по-видимому, еще, по крайней мере, несколько сотен лет.

В заключение этой главы следует отметить, что систему непротиворечивых физических и геометрических характеристик затменной звезды RR Рыси, представленную в табл. 3.4.1, удалось получить лишь благодаря высокой точности фотоэлектрических измерений ($\sigma_{\text{obs}} = 0^{\text{m}}.002 \div 0^{\text{m}}.003$). Как было показано в Главе I, при обычной точности измерений с $\sigma_{\text{obs}} \approx 0^{\text{m}}.010$ параметры этой двойной звезды с частными затмениями из решения кривой блеска не определяются.

ГЛАВА IV

МНОГОЦВЕТНАЯ ФОТОМЕТРИЯ ЗАТМЕННОЙ ДВОЙНОЙ ЗВЕЗДЫ AR КАССИОПЕИ В ФОТОМЕТРИЧЕСКОЙ СИСТЕМЕ WBVR

§ 4.1. Библиографический обзор фотометрических и спектроскопических исследований AR Cas

Яркая звезда северного неба AR Cas (HD221253 = BD +57°.2748 = HR 8926; $V = 4^m.89$; $S_p = B4.2 IV+A6V$), А-компонента визуальной 7-кратной системы ADS 16795, была открыта как затменная система с эллиптической орбитой ($e = 0.21$) еще в 1918 г. Стеббинсом (1919) на основе первых фотоэлектрических измерений. Впоследствии эта звезда наблюдалась фотометрически многократно (Стеббинс, 1921; Хаффер, 1962; Боцула, 1960; Каталано и Родоно, 1971; Гордон и Крон, 1973; Моссаковская, 1992). Однако из-за малости глубин минимумов ($Min I = 0^m.13$; $Min II = 0^m.03$) и сравнительно большого орбитального периода ($P = 6^d.066$) не удавалось получить хорошую фотоэлектрическую кривую блеска этой системы для надежного определения ее фотометрических элементов.

Этой звезде посвящен целый ряд спектроскопических исследований (Байкер, 1910; Лютен и др., 1939; Петри, 1944; Горза и Херд, 1971; Гайда и Сеггевист, 1981). Спектральный класс главной компоненты большинство авторов определяют как B3 V, а скорость ее вращения $v_1 \sin i = 120 \div 130$ км/с. Из-за слабости блеска вторичной компоненты ($L_2 = 0.03$) до последнего времени была известна лишь функция масс двойной системы $f(M) = 0.100$. Однако недавно в работе, посвященной фотометрическому и спектроскопическому исследованию AR Cas, Холмгрен и др. (1999) сумели установить спектральный класс вторичной компоненты (A6 V) и построить кривые лучевых скоростей для обеих компонент.

Исследование апсидального вращения орбиты AR Cas до недавнего времени основывалось, главным образом, на спектроскопических наблюдениях Лютена и др. (1939), Петри (1944), Бэттена (1960) и Копала (1965). Из кривых лучевых скоростей, полученных с 1908 по 1943 гг., Петри (1944) получил, что долгота периастра, ω , за это время увеличилась примерно на 30° , и сделал вывод, что период апсидального движения равен 413 годам. Но дальнейшие спектроскопические наблюдения не подтвердили этот период. Более того, фотометрическая кривая блеска AR Cas, полученная Стеббинсом (1921), дает несогласующееся со спектроскопией значение долготы периастра. В настоящее время известно, что кривые лучевых скоростей ТДС подвергаются, как правило, различным искажениям. Это затрудняет спектроскопическое изучение изменений ω и периодических изменений γ -скорости центра масс. Очень быстрое, асинхронное вращение главной компоненты AR Cas (Лютен, 1939; Слеттебак и Ховард, 1955) было привлечено Бэттенем (1961) как возможная причина дисторсии, но позднее он пришел к выводу, что один этот эффект не может объяснить наблюдаемые аномалии.

Каталоно и Радоно (1971) исследовали проблему апсидального движения в AR Cas, ограничиваясь изменениями периода следования Min I и Min II и используя лишь фотометрические данные. Они нашли, что период апсидального вращения $U_{\text{obs}} = 1000 \pm 34$ лет. Однако не очень надежные фотометрические элементы не дали им возможности с уверенностью определить значения постоянных внутренней структуры компонент k_2 . Моссаковская (1992) получила близкое значение для апсидального периода $U_{\text{obs}} = 922 \pm 46$ лет, однако найденное ею значение $k_{2,1}^{\text{obs}}$ оказалось в три раза больше теоретически ожидаемой величины. Это дало повод предположить, что в системе, возможно, присутствует третье тело. Проблема существования третьей звезды в этой системе давно обсуждается в литературе. Бэттен

(1960), анализируя спектроскопические наблюдения, разделил их на несколько групп и нашел, что существуют изменения γ -скорости центра масс с периодом около 0.7 лет. Однако в работах (Гайда и Сеггевист, 1981; Холмгрен и др., 1999) авторы не подтвердили вариации γ -скорости, которые могли бы указывать на наличие третьего тела, динамически связанного с AR Cas.

В работе Холмгрена и др. (1999) для периода апсидального вращения получено почти в два раза большее значение, $U_{\text{obs}} = 1938 \pm 207$ лет, чем в предыдущих работах, а также указывается на заметное различие наблюдаемых и теоретических значений параметра $k_{2,1}$

Целью нашей работы являлось определение фотометрических и абсолютных элементов, прояснение ситуации с апсидальным вращением в этой системе и выяснение причин противоречивых выводов разных авторов.

§ 4.2. Абсолютная и дифференциальная фотометрия AR

Кассиопеи в Тянь-Шаньской обсерватории ГАИШ МГУ

с четырехканальным WBVR-электрофотометром

Абсолютные и дифференциальные фотоэлектрические измерения AR Cas в фотометрической системе WBVR (Халиуллин и др., 1985) были проведены в Тянь-Шаньской обсерватории Астрономического института им. П.К.Штернберга (высота около 3000 м над уровнем моря) в 1988-89 г.г. Для наблюдений был использован разработанный нами 4-х канальный автоматизированный электрофотометр, конструкция которого была описана в Главе II. Он был установлен на 48-см рефлекторе АЗТ-14. Для исключения попадания в поле зрения телескопа других членов визуальной кратной

системы ADS 16795 ($\rho_{AE} = 43''$, $E = 11^m.28$, $\rho_{ACD} = 75''$, $CD = 7^m.095$ и др.) была использована диафрагма с радиусом $r = 20''$. Поэтому только слабая В-компонента ($\rho_{AB} = 1''.2$, $B = 9^m.3$) включалась в фотометрическое поле. При дифференциальных измерениях в качестве звезды сравнения использовалась 1 Cas (HD 218376, HR 8797, $V = 4^m.85$, B0.5 IV). Усредненные результаты наших абсолютных привязок и дифференциальных измерений, исправленные за атмосферное поглощение и редуцированные в стандартную систему (Халиуллин и др., 1985), представлены в табл. 4.2.1. Каждая величина, представленная в этой таблице, получена как среднее из 20-25 индивидуальных измерений, выполненных в 5-8 разных ночей. Стандартные ошибки индивидуальных измерений составляют в среднем $0.^m006$, $0.^m004$, $0.^m004$ и $0.^m005$ в полосах W, B, V и R, соответственно. Методика учета атмосферной экстинкции описана в работе Мошкалева и Халиуллина (1985).

Таблица 4.2.1. Результаты абсолютных привязок и дифференциальных измерений кратной системы AR Cas + B в фотометрической системе WBVR.

Звезда	Фаза	W	B	V	R	U	Комментарии
1 Cas	—	3.735(5)	4.805(4)	4.850(5)	4.841(5)	3.949(9)	Корнилов и др.(1991)
AR Cas + B	0 ^p 00	4.118(3)	4.914(2)	5.026(2)	5.090(3)	4.254(3)	Min I
AR Cas + B	0 ^p 04	3.979(2)	4.780(1)	4.893(2)	4.965(1)	4.115(2)	Вне затмения
AR Cas + B	0 ^p 57	3.977(2)	4.776(2)	4.890(1)	4.960(2)	4.114(2)	Вне затмения
AR Cas + B	0 ^p 62	3.989(2)	4.800(2)	4.927(1)	5.008(2)	4.126(2)	Min II
AR Cas + B	0 ^p 67	3.979(2)	4.774(1)	4.892(2)	4.959(1)	4.114(2)	Вне затмения
AR Cas + B	0 ^p 96	3.981(2)	4.777(2)	4.896(1)	4.963(2)	4.117(2)	Вне затмения
Δ Min I		0.138(3)	0.136(2)	0.132(2)	0.126(3)	0.138(3)	Глубина Min I
Δ Min II		0.011(2)	0.025(1)	0.036(1)	0.048(2)	0.012(2)	Глубина Min II

Наблюдения AR Cas проводились параллельно с работами по созданию WBVR-каталога ярких звезд северного неба (Корнилов, Волков, ... Крылов и др., 1991). Целью этих наблюдений было измерение с максимально высокой точностью звездных величин и глубин минимумов AR Cas во всех четырех полосах W, B, V и R. В течение около сорока наблюдательных ночей проведены измерения в моменты избранных фаз до входа и после выхода из затмений и в серединах минимумов. Для возможности работы с популярной и хорошо откалиброванной двуцветной диаграммой (U-B), (B-V) и для возможности сравнения наших результатов с другими опубликованными данными, измеренные нами величины W были редуцированы в полосу U на основе известных кривых реакции этих систем (Халиуллин и др., 1985; Страйжис, 1977). Хотя возможная ошибка этой редукции по абсолютной величине достигает $0^m.015$, точность дифференциальных измерений AR Cas практически не меняется. В табл. 4.2.1 приведены также результаты перевода величин W в U.

§ 4.3. Решение кривых блеска и определение фотометрических и абсолютных элементов системы

Для определения фотометрических элементов был использован итерационный метод дифференциальных поправок, описанию которого был посвящен § 1.2. Прежде всего были проанализированы все опубликованные индивидуальные кривые блеска разных авторов в разных спектральных полосах. Все кривые были ректифицированы за небольшой эффект отражения. Линейные коэффициенты отражения A_1 определены посредством представления наших наблюдений вне минимумов (из табл. 4.2.1) выражением: $l = A_0 + A_1 \cos v$, где v — истинная долгота в орбите.

Предварительно все кривые были отнормированы к $l = 1.00$ вне минимумов, и поэтому коэффициенты A_0 во всех полосах близки к единице. Найденные нами коэффициенты A_1 представлены в первой строке табл. 4.3.3.

В табл. 4.3.1. в стандартных обозначениях приведены фотометрические элементы AR Cas, полученные нами из решения индивидуальных кривых блеска разных авторов при свободном поиске всех элементов, кроме u_1 и u_2 . Для коэффициентов потемнения были зафиксированы их теоретические значения из работы Грыгара и др. (1972).

Индекс "1" и определение "главная" относятся к компоненте, которая затмевается в главном (более глубоком) минимуме (Min I). В табл. 4.3.1 виден большой разброс в значениях всех элементов: для g_1 , например, он превышает 20%. Неудивительно, что разные авторы получали существенно разные значения для апсидального параметра k_2 , поскольку этот параметр пропорционален r^{-5} . Такой разброс в значениях фотометрических элементов объясняется, во-первых, малой глубиной минимумов и, во-вторых, неполнотой индивидуальных кривых блеска и их низкой точностью.

С целью повышения точности и полноты кривой блеска мы решили объединить все опубликованные наблюдения в видимой области спектра ($\lambda = 4200 \div 5700 \text{ \AA}$) в единую сводную кривую ($\lambda_{\text{ср}} \approx 5000 \text{ \AA}$), которая представлена на рис.4.3.1. Не были использованы наблюдения в Min I из работы Каталано и Родоно (1977), поскольку по непонятной причине глубина этого минимума по данным авторов этой работы существенно (на $\sim 0^m.03$) меньше, чем у всех остальных. Кроме того, при окончательной обработке кривых блеска были выброшены индивидуальные измерения, отклоняющиеся более, чем на 3σ от среднего. При построении рис. 4.3.1 были использованы разные периоды для вычисления фаз наблюдений в главном и вторичном минимумах и тем самым компенсировано их взаимное смещение при апсидальном движении. Однако при вращении эллиптической

Таблица 4.3.1. Фотометрические элементы затменной переменной AR Cas, полученные в нашей работе из решения кривых блеска разных авторов итерационным методом дифференциальных поправок при $L_3 = 0$

Автор	Стеббинс	Боцула и Костылев	Хаффер и Коллинс		Каталоно и Родоно		Гордон и Крон			
	1917-21	1946-51	1954-56		1968		1947	1959		
Год наблюдений	$\lambda_{\text{ср}}$									
	4500 Å	4450 Å	4200 Å	5400 Å	4500 Å	5500 Å	4200 Å	4200 Å	4900 Å	5700 Å
r_1	0.1820	0.1850	0.1740	0.1770	0.2000	0.2040	0.1760	0.1620	0.1670	0.1750
r_2	0.0600	0.0605	0.0560	0.0563	0.0600	0.0600	0.0565	0.0520	0.0525	0.0570
i	85°.75	85°.2	88°.8	86°.6	83°.0	82°.0	88°.0	88°.6	87°.0	86°.1
e	0.219	0.271	0.219	0.218	0.287	0.285	0.221	0.207	0.203	0.221
ω	22°	46°	34°	34°	52°	52°	36°	30°	28°	34°
L_1	0.9697	0.9661	0.9667	0.9664	0.9723	0.9639	0.9820	0.9866	0.9764	0.9686
L_2	0.0303	0.0339	0.0333	0.0336	0.0277	0.0361	0.0180	0.0134	0.0236	0.0314
σ	0 ^m .012	0 ^m .008	0 ^m .005	0 ^m .008	0 ^m .005	0 ^m .006	0 ^m .009	0 ^m .013	0 ^m .010	0 ^m .012

101

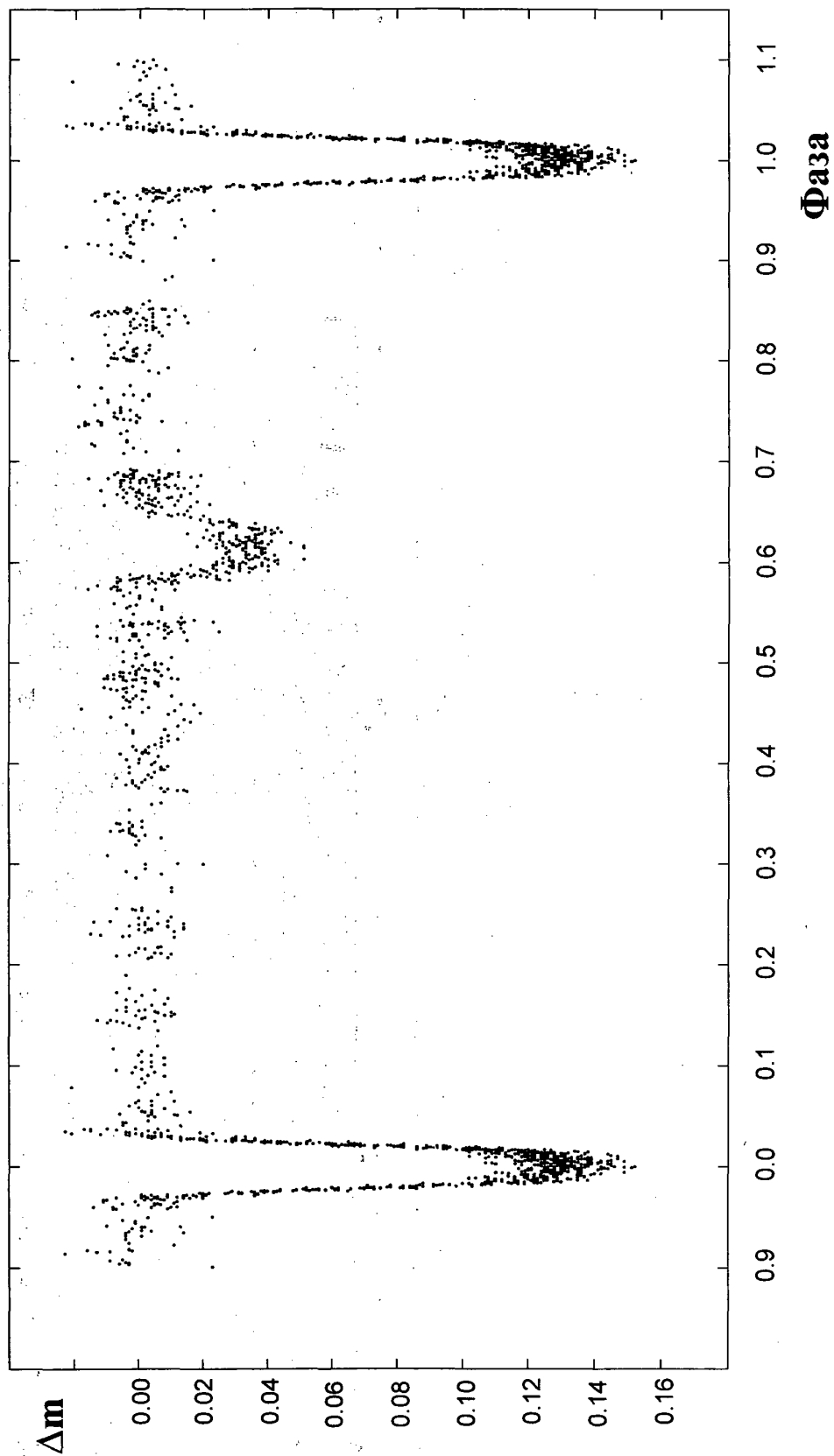


Рис. 4.3.1. Сводная кривая блеска AR Cas в видимой области спектра ($\lambda_{\text{cp}} \sim 5000 \text{ \AA}$).

орбиты затменной системы меняется вся форма кривой блеска: глубины и ширины минимумов и их взаимное расположение, эффекты близости и другие параметры. Поэтому при анализе протяженных во времени рядов наблюдений, вошедших в сводную кривую, для каждого момента времени JD мы задавали собственное значение долготы периастра: $\omega = \omega_0 + \omega \cdot (JD - JD_0)$, где в качестве начальной эпохи выбрано $JD_0 = JD_{\odot} 2435\ 792.^d8892$, а начальное значение ω_0 в момент JD_0 и скорость вращения линии апсид ω были включены в искомые параметры и находились параллельно с другими фотометрическими элементами. Проблему апсидального движения мы обсудим в §4.5.

Таблица 4.3.2. Фотометрические элементы AR Cas .

$r_1 = 0.1754 \pm 0.0025$	$L_1 = 0.9535 \pm 0.0006$
$r_2 = 0.0573 \pm 0.0009$	$L_2 = 0.0295$
$i = 86.^{\circ}70 \pm 0.^{\circ}34$	$L_3 = 0.017$
$e = 0.211 \pm 0.005$	$u_1 = 0.39 \pm 0.04$
$\omega_0 = 29.^{\circ}.7 \pm 1.^{\circ}.4$	$u_2 = 0.7$ (фикс.)
$J_1/J_2 = 0.291$	$E_I = JD_{\odot} 2435\ 792.8982(24) \equiv JD_0$
$\sigma_{0-c} = 0^m.0079$	$E_{II} = JD_{\odot} 2435\ 796.6429(70)$

Фотометрические элементы AR Cas, полученные из анализа сводной кривой блеска, представлены в табл. 4.3.2. Насколько принятая нами модель сферических звезд на эллиптических орбитах соответствует наблюдениям AR Cas, показывают рис. 4.3.2 и 4.3.3, где представлены наблюдаемые и теоретические кривые блеска этой системы в области Min I и Min II. Видно, что нет заметных систематических различий между этими кривыми, что

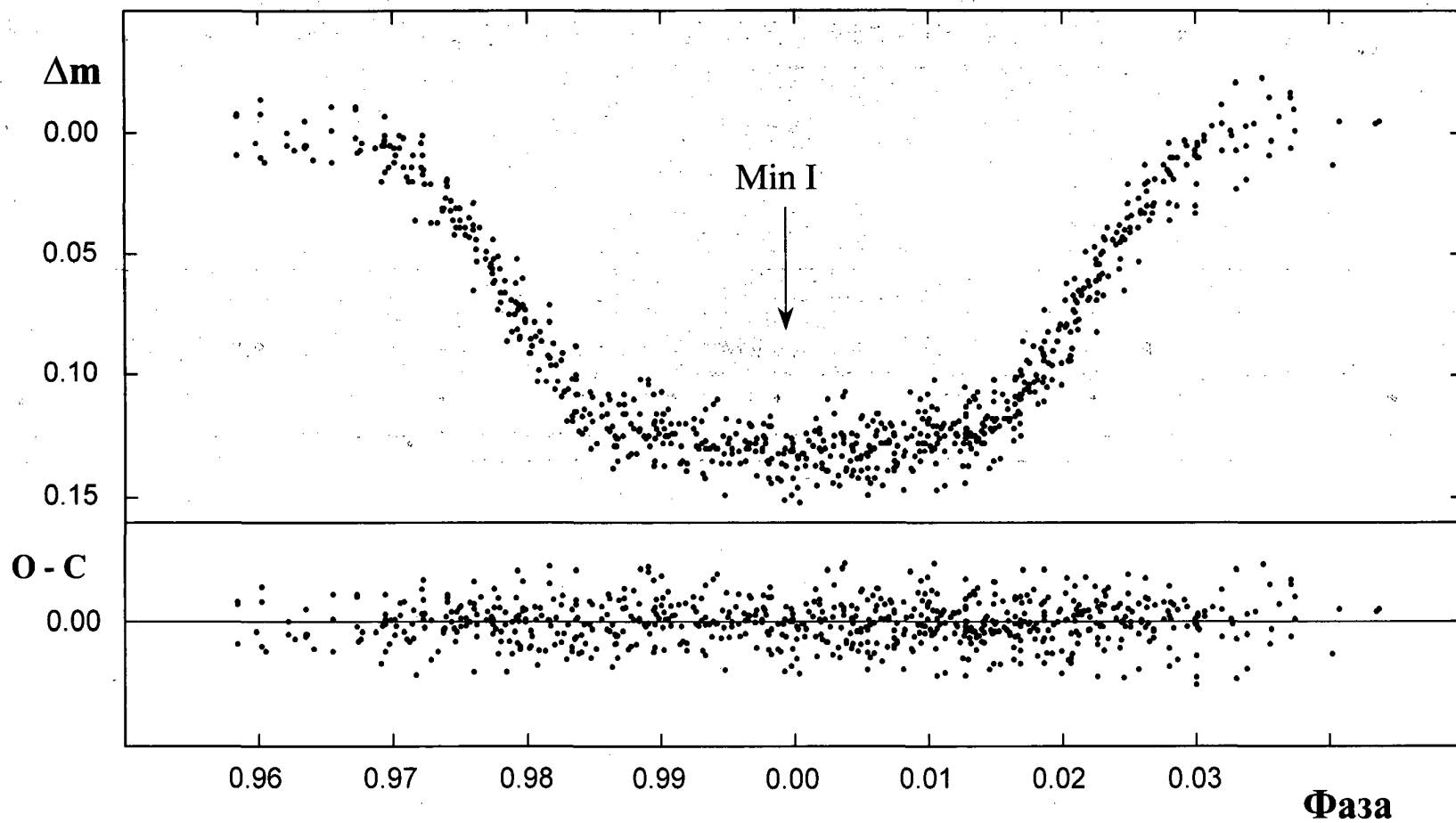


Рис.4.3.2. Сводная кривая блеска AR Cas в области главного минимума (Min I). Внизу даны отклонения (O - C) наблюдаемых точек от теоретической кривой, построенной с фотометрическими элементами из табл. 4.3.2.

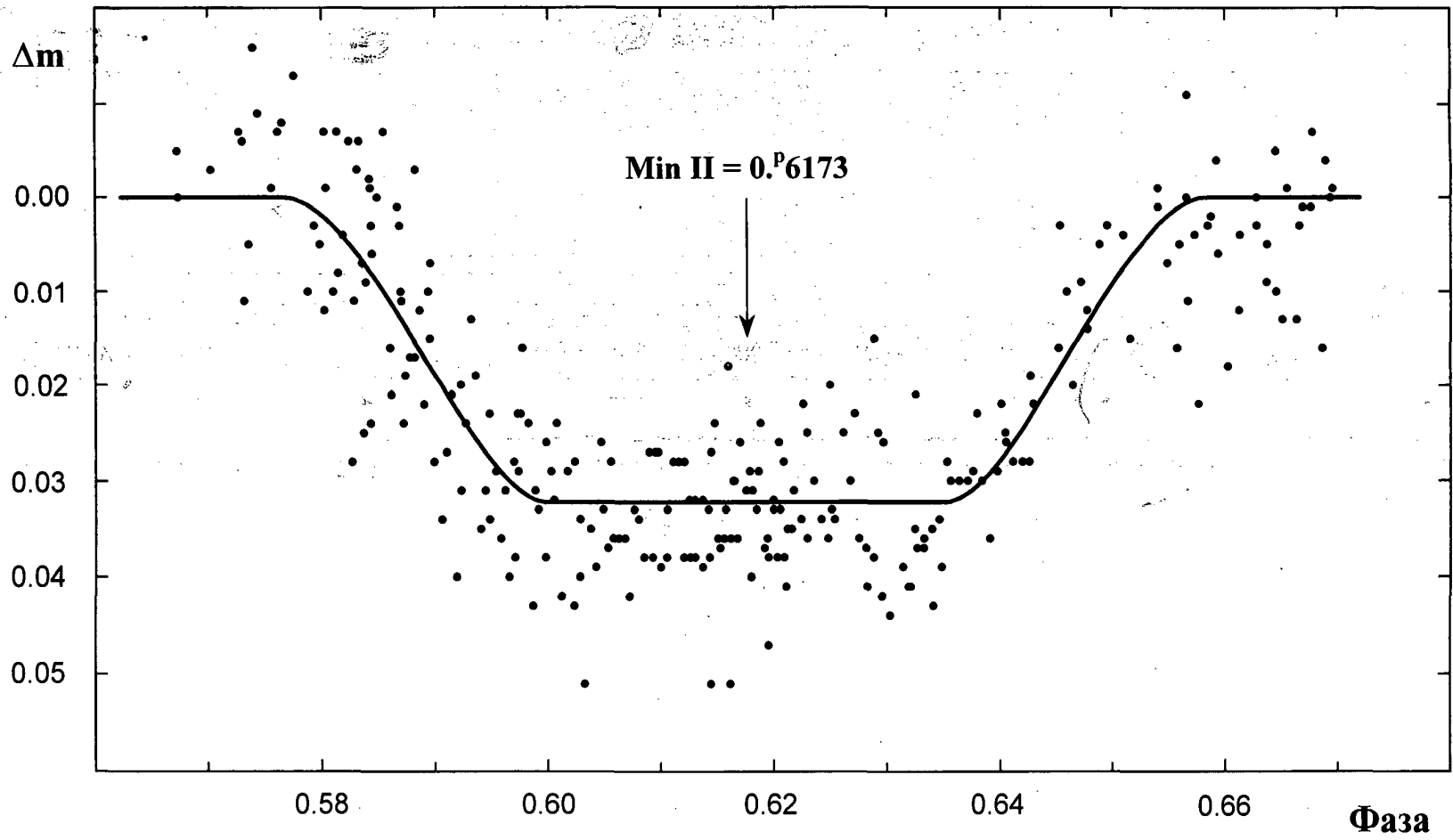


Рис. 4.3.3. Сводная кривая блеска AR Cas в области Min II. Непрерывная линия – теоретическая кривая блеска.

показывает соответствие принятой модели наблюдениям. В связи с вкладом визуального спутника В ($\rho_{AB} = 1''.2$, $\Delta m = V_B - V_{AR\ Cas} = 4^m.4$) в общий блеск системы, при решении кривой блеска было принято $L_3 = 0.017$. Рассмотрение фотометрических элементов из табл. 4.3.2 показывает, что объединение всех наблюдений в единую кривую позволило на порядок повысить точность определения большинства параметров. В частности, точность определения r_1 и r_2 достигла 1.5%, что вполне приемлемо для вычисления параметра внутренней структуры звезды. Несмотря на малость глубины Min I ($0^m.13$), благодаря кольцеобразному характеру главного затмения удалось с приемлемой точностью найти и линейный коэффициент потемнения диска главной компоненты к краю, $u_1^{obs} = 0.39 \pm 0.04$, который оказался близок к теоретически ожидаемой величине, $u_1^{th} = 0.40$ для $\lambda_{cp} \approx 5000 \text{ \AA}$ (Грыгар и др., 1972).

Поскольку в соответствии с найденными геометрическими параметрами системы из табл. 4.3.2 во вторичном минимуме происходит полное затмение, измеренные нами глубины этого минимума в разных цветах (см. табл. 4.2.1) позволяют однозначно найти относительную светимость вторичной компоненты L_2 во всех полосах WBVR. Эти светимости даны во второй строке табл. 4.3.3. Однако эти величины характеризуют блеск полусферы вторичной компоненты, направленной к главной звезде и поярченной за счет эффекта отражения. На основе найденных значений L_2 и линейных коэффициентов отражения A_1 для разных полос WBVR, приведенных в первой строке табл. 4.3.3 в виде $2 \times A_1$, и используя известные алгоритмы учета эффекта отражения (Мартынов, 1971), были получены относительные светимости вторичной компоненты, L_{2f} , за вычетом эффекта отражения, то есть, светимости теневой полусферы этой компоненты в разных лучах. Эти величины, L_{2f} , приведены в третьей строке табл. 4.3.3.

Таблица 4.3.3. Линейные коэффициенты отражения и относительные светимости компонент AR Cas + B.

Компонента	Обозначение	W	B	V	R
Линейный коэффициент отражения	$2 \times A_1$	-0.0021(19)	-0.0035(10)	-0.0036(9)	-0.0040(13)
Освещенная полусфера вторичной компоненты AR Cas	L_2	0.0101(18)	0.0228(9)	0.0326(9)	0.0432(15)
Теневая полусфера вторичной компоненты AR Cas	L_{2f}	0.0083(15)	0.0199(8)	0.0290(8)	0.0392(14)
Визуальная B-компонента	L_3	0.0049(4)	0.0114(7)	0.0171(9)	0.0239(14)
Главная компонента AR Cas	L_{1f}	0.9868(9)	0.9687(8)	0.9539(7)	0.9369(7)

Теперь необходимо оценить вклад визуального спутника B системы ADS 16795 в общий блеск системы в виде значения L_3 во всех полосах W, B, V и R, исходя лишь из одного известного параметра: $\Delta m = V_B - V_{AR\ Cas} = 4^m.4$. Поскольку вклад вторичной компоненты AR Cas в общий блеск системы в визуальной области спектра, согласно табл. 4.3.1 и 4.3.2, составляет около 3%, этот параметр позволяет получить разность величин визуального спутника B и главной компоненты AR Cas: $\Delta V = V_B - V_{гл. комп.} = 4^m.37$. Ниже будет показано, что спектральный класс главной компоненты B4.2 IV, а ее абсолютная визуальная величина $M_V = -1^m.63$. Учитывая маловероятность случайного близкого совпадения координат ($\rho_{AB} = 1''.2$) достаточно ярких звезд ($4^m.89$ и $9^m.29$), мы делаем предположение, что эти звезды и пространственно близки, то есть, расстояние до них одинаково. Поэтому $M_V(B) = -1^m.63 + 4^m.37 = 2^m.74$. Возраст компонент AR Cas ниже мы оценили в $60 \cdot 10^6$ лет. Тесная пространственная близость AR Cas и B-компоненты с большой вероятностью предполагает близость и их возрастов. Объект с $M_V = +2^m.74$ и возрастом в 60 миллионов лет, согласно калибровкам $M_V(Sp)$ (Страйжис, 1982) и современным эволюционным моделям (Кларет и

Гименез, 1992), является звездой главной последовательности спектрального класса A8 V. Исходя из нормальных показателей цвета для звезды A8 V (Страйжис, 1977) и считая, что эта звезда подвержена такому же межзвездному поглощению, что и компоненты затменной системы AR Cas, легко получить светимости визуальной компоненты В относительно светимости всей системы AR Cas + В: $L_3 \equiv L(A8 V)$, которые приведены в четвертой строке табл. 4.3.3. А в пятой строке этой таблицы даны значения светимости главной компоненты AR Cas, нормированные, как и величины $L_{2,f}$ и L_3 , по условию $L_{1,f} + L_{2,f} + L_3 = 1$. Таким образом, в случае полного затмения нет необходимости строить полные кривые блеска во всех спектральных полосах для определения относительных светимостей во всех цветах – достаточно для этого измерить глубину полного затмения и учесть эффекты отражения. Именно поэтому при постановке программы наблюдений мы уделили основное внимание измерениям глубины вторичного минимума в разных цветах.

Относительные светимости компонент из табл. 4.3.3 и абсолютные величины всей системы (AR Cas + В) из табл. 4.2.1 позволяют вычислить звездные величины и показатели цвета каждой из компонент. Они приведены в табл. 4.3.4.

Таблица 4.3.4. Спектральные классы, звездные величины и показатели цвета компонент системы

AR Cas (=A) + B.

Звезда	Sp	W	(U)	B	V	R	W-B	(U-B)	B-V	V-R
Главная компонента AR Cas	B4.2 IV	3.994(10)	4.13(2)	4.813(5)	4.946(4)	5.035(5)	-0.819(11)	-0.68(2)	-0.133(5)	-0.089(6)
Вторичная компонента AR Cas (тенивая полусфера)	A6 V	9.18(5)	9.21(5)	9.03(3)	8.74(3)	8.48(2)	+0.15(5)	+0.18(5)	+0.29(4)	+0.26(3)
Вторичная компонента AR Cas (освещенная полусфера)	A4.5 V	8.98(5)	9.02(5)	8.87(3)	8.61(3)	8.38(2)	+0.11(5)	+0.15(5)	+0.26(4)	+0.23(3)
Визуальный спутник (B-компонента)	A8 V	9.76(7)	9.80(7)	9.64(6)	9.31(5)	9.02(6)	+0.12	+0.16	+0.33	+0.29

§ 4.4. Оценка возраста системы и исследование природы ультрафиолетового избытка главной компоненты

Теперь на основании фотометрических элементов из табл. 4.3.2, относительных светимостей и звездных величин компонент из табл. 4.3.3 и 4.3.4, а также опубликованных результатов спектроскопических исследований (Гайда и Сеггевист, 1981; Холмгрен и др., 1999) можно вычислить абсолютные физические и геометрические параметры затменной системы AR Cas и ее компонент. Эти параметры приведены в табл. 4.4.1.

Прежде всего следует остановиться на спектральном классе главной компоненты, который мы определили как B4.2 IV, хотя в большинстве спектральных каталогов эта звезда фигурирует как B3 V. В соответствии с определенным нами значением $\lg g_1 = 3.84(2)$ (см. табл. 4.4.1) эта звезда бесспорно является субгигантом, то есть, имеет класс светимости IV. На рис. 4.4.1 точкой, обозначенной Prim(obs), показано положение этой звезды на двухцветной диаграмме (U-B, B-V) в соответствии с ее наблюдаемыми показателями цвета из табл. 4.3.4. Нормальные показатели цвета непокрашенных звезд соответствующих спектральных классов нанесены на этой диаграмме согласно Страйжису (1977). Видно, что исходное положение главной компоненты AR Cas соответствует слегка покрасневшей звезде класса B3 IV с $E_{B-V} = 0.^m075$, $A_V = 0.^m24$, то есть, как будто, с точностью до класса светимости, подтверждаются спектроскопические оценки. Однако принятие такого спектрального класса приводит к противоречиям с другими наблюдательными данными.

Во-первых, известен тригонометрический параллакс этой звезды: $\pi = (5.67 \pm 0.56)$ mas по данным каталога Гиппархос (Перриман, 1997), что приводит к расстоянию $d = 176 \pm 17$ пк. В то же время, если мы воспользуемся известной формулой: $\lg d = 1 + 0.2(m_V - M_V - A_V)$, то для

Таблица 4.4.1. Физические и геометрические параметры затменной системы AR Cas и ее компонент.

Параметр	Главная компонента	Вторичная компонента
Массы, M	$5.90 \pm 0.20 M_{\odot}$	$1.86 \pm 0.06 M_{\odot}$
Радиусы, R	$4.86 \pm 0.10 R_{\odot}$	$1.59 \pm 0.03 R_{\odot}$
Светимости, $\lg(L/L_{\odot})$	3.23 ± 0.02	1.02 ± 0.02
Эффективные температуры, T_e	$16\,800 \pm 200$ К	8250 ± 100 К
Сп. классы, S_p	B4.2 IV	A6 V
Гравитационное ускорение, $\lg g$	3.84 ± 0.02	4.30 ± 0.02
Линейный коэффициент потемнения, u	0.39 ± 0.04	—
Линейные скорости вращения, $v \sin i$	125 ± 5 км/с	—
V	$4.^m946 \pm 0.004$	$8.^m74 \pm 0.03$
W – B	$-0.^m82 \pm 0.01$	$0.^m15 \pm 0.10$
B – V	$-0.^m133 \pm 0.005$	$0.^m29 \pm 0.04$
V – R	$-0.^m089 \pm 0.006$	$0.^m26 \pm 0.03$
Абс. визуальные величины, M_V	$-1.^m63 \pm 0.06$	$2.^m16 \pm 0.06$
Болометрическая поправка, $B.C.$	$-1.^m75 \pm 0.05$	$-0.^m01 \pm 0.01$
Абс. болометрические величины, M_{bol}	$-3.^m38 \pm 0.07$	$2.^m15 \pm 0.06$
Апсидальный параметр, $\lg k_2^{obs}$	-2.41 ± 0.08	—
Аномалистический орбитальный период, P_a	$6.^d066315 \pm 0.^d000004$	
Большая полуось орбиты, a	$27.7 \pm 0.3 R_{\odot}$	
Эксцентриситет, e	0.211 ± 0.005	
Наклонность орбиты, i	$86.^{\circ}70 \pm 0.^{\circ}34$	
Расстояние до системы, d	176 ± 17 пк	
Избыток цвета, E_{B-V}	$0.^m11 \pm 0.^m01$	
Межзвездное поглощение, A_V	$0.^m35 \pm 0.^m03$	
Возраст системы, t	$(60 \pm 3) \cdot 10^6$ лет	
Апсидальный период, U_{obs}	1100 ± 160 лет	
Тригонометрический параллакс, π	$0.^{\prime\prime}00567 \pm 0.^{\prime\prime}00056$	

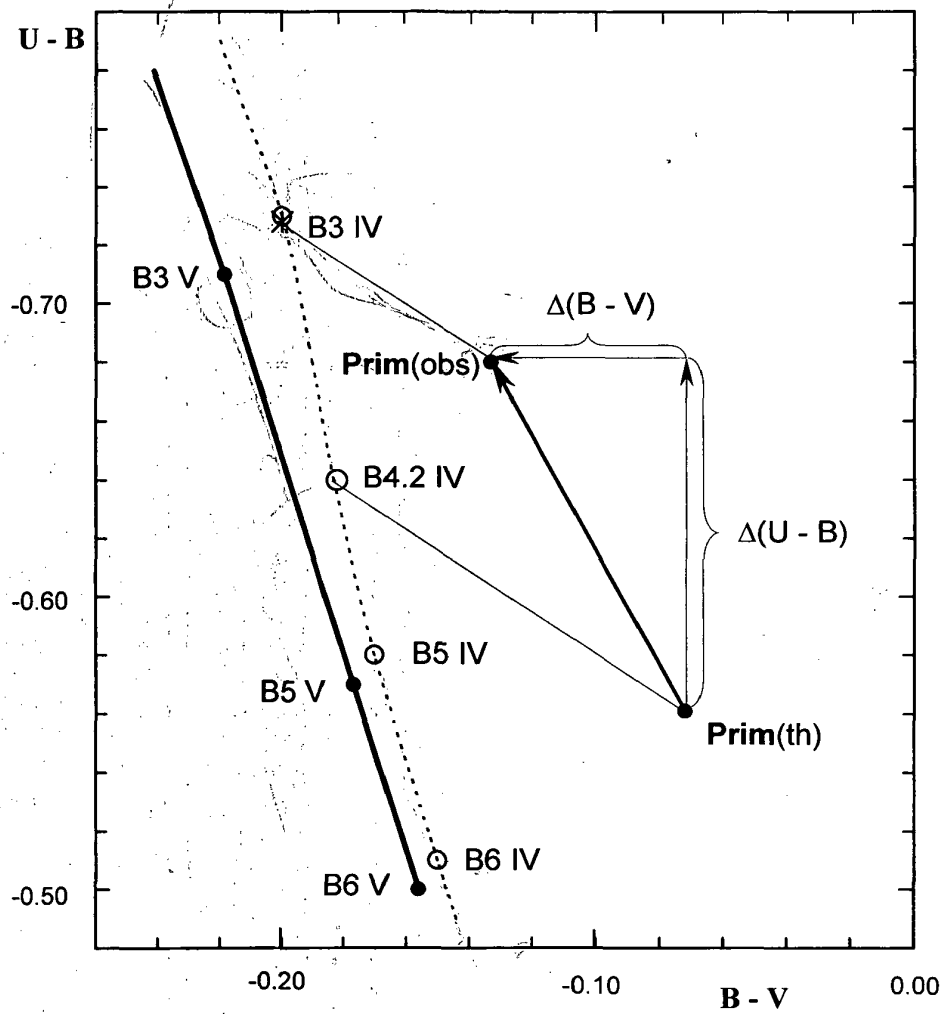


Рис.4.4.1. Положение главной компоненты (Primary) AR Cas на двухцветной диаграмме: Prim(obs) – согласно ее наблюдаемым показателям цвета, Prim(th) – согласно ее спектральному классу B4.2 IV и фиксированному значению $E_{B-V} = 0^m.11$.

$M_V(B3 IV) = -2^m.3 \pm 0.1$ (Страйжис, 1982) получим: $d = 252 \pm 15$ пк, что более чем на 4σ противоречит данным Гиппархоса.

Во-вторых, масса главной компоненты $M_1 = 5.90 \pm 0.20 M_\odot$ не соответствует звезде B3 IV. Согласно стандартным калибровкам $Sp(M)$ должно быть $M(B3 IV) = 7.6 M_\odot$ (Страйжис, 1982), что существенно больше наблюдаемой массы.

В третьих, при таком $d = 252$ пк и $A_V = 0^m.24$ для величины межзвездного поглощения на 1 кпк получаем значение $0^m.95$ кпк⁻¹, что в два раза меньше стандартного значения $2^m.0$ кпк⁻¹ (Страйжис, 1977), хотя AR Cas лежит в плоскости Галактики ($b = -2^\circ.66$; $l = 112^\circ.47$). В то же время для соседней звезды 1 Cas (B0.5 IV, $V = 4^m.85$) (Корнилов и др., 1991), которую мы использовали в качестве звезды сравнения, из двуцветной диаграммы можно получить: $E_{B-V} = 0^m.26$; $A_V = 0^m.84$. Исходя из $M_V(B0.5 IV) = -4^m.15 \pm 0.10$ (Страйжис, 1982), легко вычислить, что для этой звезды $d = 428 \pm 21$ пк и $A_V/d = 1^m.96$ кпк⁻¹. Мы видим, что аномалий в межзвездном поглощении в направлении звезды сравнения 1 Cas не наблюдается.

Из сочетания этих фактов можно сделать вывод, что показатели цвета главной звезды AR Cas, скорее всего, искажены внутренними факторами и не отражают ни спектральный класс, ни E_{B-V} и A_V . Поэтому с целью определения абсолютных звездных величин, светимости и эффективной температуры главной компоненты мы решили не опираться на наблюдаемые показатели цвета, а зафиксировать расстояние до системы $d = 0.176$ кпк согласно каталогу Гиппархоса и для межзвездного поглощения принять стандартное значение (Страйжис, 1977): $A_V = 2^m.0 \times 0.176 = 0^m.35$; $E_{B-V} = 0^m.11$. В этом случае, последовательно используя известные соотношения:

$$M_V = 5 + m_V - A_V - 5 \lg d, \quad M_{bol} = M_V + B.C.,$$

$$2.5 \lg (L/L_\odot) = M_{bol}^\odot - M_{bol}, \quad \lg (L/L_\odot) = 2 \lg (R/R_\odot) + 4 \lg (T_e/T_e^\odot),$$

получим для этой звезды:

$$M_V = -1.^m63, \quad M_{bol} = -3.^m38, \quad \lg L/L_{\odot} = 3.23, \quad T_e = 16\,800 \text{ K.}$$

Именно эти величины приведены в табл. 4.4.1. Совокупность найденных физических характеристик главной компоненты AR Cas (M , R , M_V , M_{bol} , T_e) соответствует ближе всего спектральному классу B4.2 IV. Отметим, что при определении M_{bol} для болометрической поправки была использована величина $B:C. = -1.^m75$, что на $-0.^m11$ превышает среднее значение $B:C.(B4.2 IV) = -1.^m64$ (Поппер, 1980) для такого спектрального класса. Такое решение было принято нами в связи с ультрафиолетовым избытком, вызванным, по видимому, дефицитом металлов в атмосфере этой звезды (см. ниже)

На двцветной диаграмме (рис.4.4.1) точкой, обозначенной Prim(th), отмечено положение, которое должна занимать эта звезда в соответствии со своим спектральным классом (B4.2 IV) и принятым выше значением $E_{B-V} = 0.^m11$. Линию, соединяющую точки Prim(th) и Prim(obs), можно рассматривать как вектор бланкетирования для звезд с дефицитом металлов (Страйжис, 1982). По этому вектору мы определяем $\Delta(U-B) = -0.^m12$, $\Delta(B-V) = -0.^m06$, а наклон этого вектора $\Delta(U-B)/\Delta(B-V) = 2.0$ дает действительно большие основания для его интерпретации как эффекта бланкетирования линиями металлов. В Заключение мы вернемся к обсуждению этого вопроса.

Возраст системы найден в соответствии с M_1 и $\lg g_1$ из эволюционных моделей звезд из работы Кларета и Гименеза (1992). При оценке точности всех параметров из табл. 4.4.1, мы, по возможности, учитывали вклад ошибок всех составляющих, определяющих данный параметр.

§ 4.5. Исследование вращения эллиптической орбиты AR Кассиопеи и определение апсидального параметра главной компоненты

Основные формулы, определяющие вращение линии апсид, представлены в § 1.1. Нашей целью является, прежде всего, определение наблюдаемой скорости ω_{obs} апсидального вращения, а затем вычисление параметра k_2 , отражающего распределение плотности по радиусу звезды на основе ω_{obs} и полученных нами фотометрических и абсолютных элементов.

Вращение линии апсид проявляется в затменных системах прежде всего в виде циклического смещения Min II относительно фазы $0.5 P$ с апсидальным периодом U_{obs} . Это смещение приводит к тому, что периоды следования главного, P_I , и вторичного, P_{II} , минимумов будут разными и их разность, ΔP , в каждый момент времени будет определяться выражением 1.1.20 из Главы I. Для определения $P_I - P_{II}$ мы проанализировали все опубликованные фотозлектрические наблюдения AR Cas итерационным методом дифференциальных поправок и параллельно с фотометрическими элементами получили моменты Min I и Min II, приведенные в табл. 4.5.1. Из данных этой таблицы методом наименьших квадратов получены следующие эфемериды:

$$\text{Min I} = \text{JDH } 24\ 35\ 792^{\text{d}}.8982(24) + 6^{\text{d}}.0663335(25) \cdot E$$

$$\text{Min II} = \text{JDH } 24\ 35\ 796^{\text{d}}.6429(70) + 6^{\text{d}}.0662969(52) \cdot E$$

Видно, что периоды для главного и вторичного минимумов различаются:

$$\Delta P = P_I - P_{II} = 0^{\text{d}}.0000366(57) = 3^{\text{s}}.16(47), \quad ?$$

а вторичный минимум происходит на фазе $\phi_{II} = 0^{\text{p}}.6173(12)$ при $\text{JD}_0 = 2435\ 792^{\text{d}}.8982$. Подставив найденное значение ΔP , а также P , e и ω из табл. 4.4.1 в формулу (1.1.20), получим:

Таблица 4.5.1. Средние гелиоцентрические моменты минимумов AR Cas, полученные в данной работе из анализа фотоэлектрических измерений, опубликованных разными авторами. Значения (O – C) даны относительно линейных эфемерид, приведенных выше.

№ п/п	JD _☉	E	O – C	Автор
	Min I			
1	2422 580.4204(27)	-2178	-0 ^d .0035	Стеббинс, 1921
2	2428 834.8130(24)	-1147	-0.0007	Гордон, Крон, 1973
3	2432 480.6813(30)	-546	0.0011	Гордон, Крон, 1973
4	2432 498.889(11)	-543	0.0097	Боцула, Костылев, 1960
5	2435 052.8015(23)	-122	-0.0040	Хаффер, 1961
6	2435 792.8948(29)	0	-0.0034	Хаффер, Коллинз, 1962
7	2436 890.9112(42)	181	0.0066	Гордон, Крон, 1973
8	2440 081.7902(33)	707	-0.0059	Каталоно, Родоно, 1971
	Min II			
1	2422 584.2354(85)	-2178	-0 ^d .0129	Стеббинс, 1921
2	2432 502.661(15)	-543	0.0176	Боцула, Костылев, 1960
3	2436 894.643(11)	181	0.0005	Гордон, Крон, 1973
4	2440 085.5231(75)	707	0.0083	Каталоно, Родоно, 1971
5	2446 746.2953(61)	1805	-0.0135	Моссаковская, 1992

$$U_{obs} = 1100 \pm 160 \text{ лет}; \quad \omega_{obs} = 0^{\circ}.327 \pm 0^{\circ}.049 \text{ год}^{-1}.$$

Величина ω_{obs} определялась также параллельно с другими фотометрическими элементами при решении кривой блеска. Естественно, что оба результата совпали. Теперь на основе соотношений 1.1.2 и 1.1.3 мы можем вычислить теоретически ожидаемые значения для апсидального периода U_{th} и скорости вращения орбиты ω_{th} :

$$U_{th} = 1070 \pm 76 \text{ лет}; \quad \omega_{th} = 0^{\circ}.336 \pm 0^{\circ}.021 \text{ год}^{-1}.$$

Видно, что в пределах точности определения величины ω_{obs} и ω_{th} хорошо согласуются друг с другом. Теоретические параметры апсидального движения $k_{2,1}^{th}$ и $k_{2,2}^{th}$ при вычислении ω_{th} приняты в соответствии с эволюционными моделями звезд из работы Кларета и Гименеза (1992), а линейная скорость осевого вращения $v_1 \sin i$ для главной компоненты AR Cas в соответствии с работами Гайды и Сеггевиста (1981), Холмгрена и др. (1999) взята равной 125 ± 5 км/с. Скорость вращения вторичной компоненты из наблюдений не известна и принята согласно условию синхронизма осевого и орбитального вращения в периастре.

Если перевернуть задачу и по наблюдаемому значению ω_{obs} определить параметры $k_{2,1}$ и $k_{2,2}$, можно получить: $\lg k_{2,1}^{obs} = -2.41 \pm 0.08$, что очень близко к теоретическому значению $\lg k_2^{th} = -2.39$ (Кларет и Гименез, 1992) для $M_1 = 5.86 M_{\odot}$, $\lg g_1 = 3.84$ и химсостава $X = 0.7$, $Z = 0.02$. Для вторичной компоненты величина $k_{2,2}$ не определяется: из-за малости относительного радиуса r_2 ее вклад в апсидальное вращение почти на два порядка (в 64 раза) меньше вклада главной компоненты.

§ 4.6. Основные выводы по результатам исследования AR Cas

Из совместного анализа опубликованных фотометрических, астрометрических, спектральных данных и проведенных авторами высокоточных WBVR-измерений AR Cas впервые удалось получить внутренне непротиворечивую систему физических и геометрических параметров этой затменной системы и эволюционный статус ее компонент (табл.4.4.1). Удалось также решить проблему апсидального движения: найденный в работе апсидальный параметр $k_{2,2}^{obs}$, определяющий внутреннюю структуру главной компоненты, оказался в полном соответствии с современными эволюционными моделями звезд.

Несколько неожиданным является обнаружение ультрафиолетового избытка излучения главной компоненты (B4.2 IV, $M_1 = 5.9M_{\odot}$), возможно, вызванного дефицитом металлов в атмосфере этой звезды. Дефицит металлов наблюдается, в основном, у звезд более поздних спектральных классов (A-F-G). Однако существуют звезды с дефицитом металлов и массами до $6M_{\odot}$, называемые "голубыми страглерами" (Страйжис, 1982), которые не укладываются в рамки современной теории образования и эволюции звезд. С другой стороны, в работе Любимкова (1995) отмечалось, что дефицит или избыток металлов в атмосферах звезд не является однозначным признаком возраста образования звезд, а может быть в некоторых случаях временным (преходящим) явлением, отражающим процессы диффузии, когда под действием противоположных сил гравитации и лучевого давления происходит разделение элементов в поверхностных слоях. Возможность проявления такого механизма иллюстрирует также затменная система RR Lyn, одна из компонент которой является известной "металлической" звездой Am, а другая показывает дефицит металлов (Любимков и Рачковская, 1995 а, б; Халиуллин и др., 2001). Поэтому и в случае AR Cas, возраст

которой всего $60 \cdot 10^6$ лет, возможный дефицит металлов в атмосфере главной компоненты может не отражать первоначальный химсостав всей звезды в момент ее образования.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Основные результаты этой диссертации, посвященной детальному исследованию двух затменных двойных звезд с эксцентричными орбитами, следующие:

1. На основе численного эксперимента с использованием современных ЭВМ показано, что обычная точность фотоэлектрических измерений с $\sigma_{\text{obs}} \approx 0^{\text{m}}.010$ недостаточна для определения фотометрических и геометрических параметров двойной системы RR Lyn, имеющей кривую блеска с частными затмениями: $\text{MinI} = 0^{\text{m}}.37$, $\text{MinII} = 0^{\text{m}}.24$, в полосе V. Однозначную модель этой двойной звезды можно построить лишь при $\sigma_{\text{obs}} \leq 0^{\text{m}}.003$.

2. С целью повышения точности и эффективности фотометрических измерений разработан и изготовлен четырехканальный WBVR электрофотометр с разделением света между каналами с помощью полупрозрачных алюминиевых слоев. Конструкция прибора позволяет сравнительно легко заменить используемый светоделительный блок на светоделительную систему на основе дихроичных многослойных диэлектрических покрытий, то есть, таких тонкопленочных структур, которые в некоторой спектральной области отражают практически все излучение с длиной волны, короче заданной, и пропускают все остальное излучение. Кроме наблюдений затменных двойных звезд, коллективом сотрудников лаборатории астрофотометрии ГАИШ МГУ с участием автора диссертации на этом фотометре проведены абсолютные фотометрические измерения всех звезд Северного неба (до $\delta = -16^\circ$) ярче $7^{\text{m}}.2$ и опубликован Каталог WBVR величин 13586 звезд и кратных систем. Точность этого каталога для абсолютных наземных измерений уникальна и в полосе V составляет примерно $0^{\text{m}}.005$.

3. В фотометрической системе WBVR выполнены высокоточные ($\sigma_{\text{obs}} \approx 0.^m003$) фотоэлектрические измерения и построены кривые блеска затменной системы RR Lyn. Из анализа этих кривых итерационным методом дифференциальных поправок определены фотометрические элементы, которые позволили получить непротиворечивую систему геометрических и физических характеристик обеих компонент и их эволюционный статус; найден возраст системы: $t = (1.08 \pm 0.15) \cdot 10^9$ лет. Наблюдения во всех фильтрах удовлетворительно описываются единой геометрией ($r_{1,2}$, i , e и ω).

Из анализа эффектов бланкетирования в полосах W, B, V и R сделан вывод, что химический состав атмосфер обеих компонент этой системы пекулярен: главная компонента показывает избыток тяжелых элементов ($[Fe/H]_I = 0.31 \pm 0.08$), а вторичная – их дефицит ($[Fe/H]_{II} = -0.24 \pm 0.06$). Этот вывод находится в качественном и количественном согласии с более ранними результатами спектроскопического исследования RR Lyn, проведенного в 1995 г. Любимковым и Рачковской.

Анализ полученных в работе физических характеристик RR Lyn свидетельствует, что эффекты металличности, по-видимому, связаны лишь с поверхностными слоями звезд-компонент, а их ядра имеют нормальный химический состав.

4. В фотометрической системе WBVR на 4-х канальном автоматизированном электрофотометре в Тянь-Шаньской высокогорной обсерватории Астрономического института им. П.К.Штернберга выполнены высокоточные ($\sigma_{\text{obs}} \approx 0.^m004$) измерения блеска затменной системы AR Cas в моменты избранных фаз до входа и после выхода из затмений и в серединах минимумов. Анализ результатов этих измерений совместно с другими опубликованными данными позволил впервые получить непротиворечивую систему физических и геометрических параметров этой звезды и эволюционный статус ее компонент: $t = (60 \pm 3) \cdot 10^6$ лет. Определен период

вращения линии апсид: $U_{\text{obs}} = 1100 \pm 160$ лет, $\omega_{\text{obs}} = 0^\circ.327 \pm 0^\circ.049$ год⁻¹, а также апсидальный параметр главной компоненты: $\lg k_{2,1}^{\text{obs}} = -2.41 \pm 0.08$, который оказался в близком соответствии с современными эволюционными моделями звезд. Обнаружен ультрафиолетовый избыток излучения главной компоненты: $\Delta(U-B) = -0.^m12$, $\Delta(B-V) = -0.^m06$, который, возможно, связан с дефицитом металлов в атмосфере этой звезды.

Основные результаты диссертации опубликованы в следующих статьях:

1. Корнилов В.Г., Крылов А.В., 1990, Четырехканальный звездный электрофотометр для измерения ярких звезд, *Астрономический журнал*, **67**, 173-181, 1990
2. Корнилов В.Г., Волков И.М., ... Крылов А.В., и др., 1991, Каталог WBVR-величин ярких звезд северного неба, *Труды гос. астрон ин-та им. П.К.Штернберга*, том LXIII, 3-399, 1991.
3. Корнилов В.Г., Крылов А.В., Звездный четырехканальный электрофотометр с дихроичными светоделителями, в сборнике научных трудов "Ядерная физика, физика космических излучений, астрономия", изд-во МГУ, стр. 203-209, 1994.
4. Халиуллин Х.Ф., Халиуллина А.И., Крылов А.В., Высокоточная WBVR-электрофотометрия затменной системы RR Рыси, *Астрономический журнал*, **78**, 1014-1024, 2001.
5. Крылов А.В., Моссаковская Л.В., Халиуллин Х.Ф., Халиуллина А.И., Вращение линии апсид и физические параметры затменной двойной системы AR Cas, *Астрономический журнал*, **80**, 54-64, 2003

В заключение выражаю благодарность моему научному руководителю доктору физ.-мат. наук Х.Ф.Халиуллину и всему коллективу лаборатории астрофотометрии ГАИШ МГУ, которые внесли большой вклад в эту работу.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Байкер, 1910 – R. H. Baker, Publ. Allegheny Obs. **2**, 28.
2. Байрон и др., 1983 – Baron R.L., Dunkam E.W., Elliot J.L., A Portable Telescope, Photometer, and Data-Recording System, Publ. Astr. Soc. Pasific, **95**, 925-938.
3. Балог Н.И., Гончарский А.В. и Черепашук А.И., 1981 а, Интерпретация кривых блеска рентгеновских двойных систем. Система Cyg X-1, Астрон. ж., **58**, 67-79.
4. Балог Н.И., Гончарский А.В. и Черепашук А.М., 1981 б, Об оптических затмениях в системе Лебедь X-1, Письма в Астрон. ж., **7**, 605-611.
5. Барвиг и др., 1987 – Barwig H., Schoembs R., Buckenmayer C., A multichannel multicolour photometer for high time resolution, Astron. and Astrophys., **175**, 327-344.
6. Баркер и О'Коннелл, 1978 – Barker V.M., O'Connell R.F., in "Physics and Astrophysics of Neutron Stars and Black Holes, ed. Giacconi R., Ruffini R., Bologna, Italy, p. 437.
7. Боттлингер и Гутник, 1923 – Bottlinger, Guthnick, 1923, Astronomische Nachrichten, **220**, 107.
8. Боцула Р.А., 1960, Фотоэлектрические наблюдения затменной переменной RR Рыси, Бюлл. Астрон. обсерв. им. Энгельгарда, № 35, 43-68.
9. Боцула Р. А., Костылев К. В., 1960, Фотоэлектрические наблюдения AR Кассиопеи, Бюлл. Казан. Астрон. Обс., **35**, 34-43.
10. Боцула Р.А., 1967, Фотометрические элементы, абсолютные размеры и массы в затменной системе RR Рыси, Астрон. ж., **44**, 1253-1260.

11. Бочкарев и др., 1975 — Бочкарев Н.Г., Карицкая Е.А. и Шакура Н.И., Эффект эллипсоидальности и параметры двойных рентгеновских систем Cyg X-1 и Cen X-3, Письма в Астрон. ж., **1**, 12-17.
12. Бочкарев Н.Г., Карицкая Е.А. и Шакура Н.И., 1979, Расчет эффекта эллипсоидальности в тесных двойных системах с одним оптическим компонентом, Астрон. ж., **56**, 16-29.
13. Буддинг, 1974 — Budding E., Examination of Light Curves of the System RR Lyncis, *Astrophys. Space Sci.*, **30**, 433-441.
14. Бэттен, 1960 — A. H. Batten, The Triple System AR Cassiopeiae, *Publ. Astron. Soc. Pacific* **72**, 349.
15. Бэттен, 1961 — A. H. Batten, *J. Roy. Astron. Soc. Canada*, **55**, 120.
16. Вильсон и Девинней, 1971 — Wilson R.E. and Devinney E.J., Realisation of accurate close-binary light curves: application to MR Cygni, *Astrophys. J.*, **166**, 605.
17. Вуд, 1971 — Wood D.B., An analytic model of eclipsing binary star systems, *Astron. J.*, **76**, 701-710.
18. Гайда и Сеггевист, 1981 — Gaida M. and Seggewiss W., The Spectroscopic Orbit of the Eclipsing Binary AR Cassiopeiae Revisited, *Acta Astron* **31**, 231-240.
19. Гончарский А.В., Черепашук А.М. и Ягола А.Г., 1978, Численные методы решения обратных задач астрофизики, М., "Наука", Главная редакция физико-математической литературы.
20. Гончарский А.В., Черепашук А.М. и Ягола А.Г., 1985, Некорректные задачи астрофизики, М., "Наука", Главная редакция физико-математической литературы.
21. Горак, 1968 — Horac T., Rectified ellipsoid-ellipsoid model, *Bull. Astron. Inst. Czechoslovakia*, **19**, 241.

22. Гордон и Крон, 1973 – Gordon K. C. and Kron G. E., Six-Color Observations of the Eclipsing Binary AR Cas, *Astrophys. and Space Sci.* **23**, 403-416.
23. Горза и Херд, 1971 – Gorza W. I. and Heard J. F., *Publ. David Dunlap Obs.* **3**, 99.
24. Грыгар и др., 1972 – Grygar J., Cooper M. L., and Jurkevich I., The limb darkening problem in eclipsing binaries, *Bull. Astron. Inst. Czechoslovakia*, **23**, 147-174.
25. Джiovаннелли и др., 1980 – Giovannelli F., Auriemma G., Costa E. et al., *Acta Astron.*, **30**, 565.
26. Джонсон Г.Л., 1967, в кн. "Методы астрономии" под ред. В.А.Хилтнера, М., "Мир", Глава 7,
27. Зверев и др., 1947 – Зверев М.С., Кукаркин Б.В., Мартынов Д.Я., Паренаго П.П., Флоря Н.Ф., Цесевич В.П., *Переменные звезды*, т. III, М., Гостехиздат.
28. Зданавичюс К., Мейштас Э., Даукша С. и др., 1978, Восьмиканальный ротационный квазисовременный астрофотометр, *Бюл. Вильнюсск. астрон. обсерв.*, **45**, 3-12.
29. Ирвин, 1947 – Irwin J.B., Tables facilitating the least-squares solution of an eclipsing Binary light-curve, *Astrophys. J.*, **106**, N 3.
30. Ирвин, 1962 – Irwin J.B., *Orbital Determinations of Eclipsing Binaries*, *Publ. Goethe Link Obs.*, N 50.
31. Ислес, 1991 – Isles J., *BAAVSS Circ.* № 72, 22.
32. Каталано и Родано, 1971 – Catalano S. and Rodono M., *Astrophys. J.* **76**, 557.
33. Каттон и Барнс, 1993 – Catton D.B., Burns W.C., *Times of Minima Light for 35 Eclipses of 21 Apsidal Motion Binaries*, *IBVS.* № 3900.

34. Каттон и др., 1989 – Catton D.B., Hawkins R.L., Burns W.C., Times of Minimum Light for 16 Eclipses of 8 Apsidal Motion Binaries, IBVS. № 3408.
35. Кларет и Гименез, 1992 – Claret A., Gimenez A., Evolutionary stellar models using Rogers and Iglesias opacities with particular attention to internal structure constants, *Astron. Astrophys. Suppl.*, **96**, 255–267.
36. Кларет и Гименез, 1993 – Claret A. and Gimenez A., The apsidal motion test of the internal stellar structure: comparison between theory and observations, *Astron. Astrophys.*, **277**, 487–502.
37. Кларк и др., 1975 – Clarke D., McLean I.S., Wyllie H.A., Stellar line profiles by tild-scanned narrow band interference filters, *Astron. and Astrophys.*, **43**, 215-222.
38. Кондо, 1976 – Kondo M., The System of RR Lyncis, *Ann. Tokyo Astron. Obs., second. ser.*, **16**, 1-21.
39. Кондрашов В.Е., 1976, Оптика фотокатодов, М., "Наука".
40. Копал, 1946 – Kopal Z., *An Introduction to the Study of Eclipsing Variables*, Harvard University Press, Cambridge.
41. Копал, 1950 – Kopal Z., *The Computation of Elements of Eclipsing Binary Systems*, Harvard Colledge Observatory, Cambridge.
42. Копал, 1959 – Kopal Z., *Close Binary Systems*, John Wiley and Sons, New York.
43. Копал, 1965 – Kopal Z., Internal structure of the stars and apsidal motion, *Advances in Astronomy and Aph.*, **3**, New-Jork – London Acad. Press., 89–118.
44. Копал, 1978 – Kopal Z., *Dynamics of Close Binary Systems*, Dordrecht:Reidel.

45. Корнилов В.Г., Волков И.М., Захаров А.И. и др., 1991, Каталог WBVR-величин ярких звезд северного неба, Труды гос. астрон ин-та им. П.К.Штернберга, том LXIII, 3-399.
46. Корнилов В.Г., Крылов А.В., 1990, Четырехканальный звездный электрофотометр для измерения ярких звезд, Астрон. ж., **67**, 173-181.
47. Коулинг, 1938 — Cowling T.G., On the motion of the apsidal line in close binary systems, Monthly Not. Roy. Astron. Soc., **98**, 734-744.
48. Кох, 1977 — Koch R.H., On general-relativistic periastron advances, Astrophys. J., **183**, 275-277.
49. Лавров М.И., 1978, Анализ кривых блеска и физические характеристики тесных двойных систем, докторская диссертация, Москва, ГАИШ МГУ.
50. Лавров М.И. Лаврова Н.В., 1981, Движение линии апсид в затменной системе RR Рыси, Астрон. цирк. № 1165.
51. Лавров М.И., Лаврова Н.В., Шабалов Ю.Ф., 1988, Фотоэлектрические наблюдения RR Рыси, Труды Казанской гор. АО, Вып. 51, 19-31.
52. Леви-Сивита, 1937 — Levi-Civita T., Astronomical consequences of the relativistic two-body problem, Amer. J. Math., **59**, 225-234.
53. Линнел, 1966 — Linnell A.P., UBV Photometry of RR Lyncis, Astron. J., **71**, 458-476.
54. Любимков Л.С., 1995, Химический состав звезд: метод и результаты анализа. Одесса: Астропринт.
55. Любимков Л.С., Рачковская Т.М., 1995, Двойная Am-звезда RR Lyn: химический состав компонентов, Астрон. журн., **72**, 64-71.
56. Любимков Л.С., Рачковская Т.М., 1995, Двойная Am-звезда RR Lyn: Спектральные наблюдения и фундаментальные параметры компонентов системы, Астрон. журн., **72**, 72-79.

57. Лютен и др., 1939 – Luyten W. J., Struve O., and Morgan W. W.,
Reobservation of the 10 spectroscopic binaries with a discussion of apsidal
motions, Publ. Yerkes Obs. 7, 251.
58. Магалашвили Н.Л., Кумсишвили Я.И., 1959, Электрофотометрия
затменных переменных звезд RR Рыси и У Лебеда, Бюлл. Абастуманской
АО, № 24, 13-24.
59. Мартынов Д.Я., 1939, Затменные переменные звезды, М., Редакция
научно-технической литературы.
60. Мартынов Д.Я., 1948, Исследование периодических неравенств в эпохах
минимумов затменных переменных звезд, Известия АОЭ, 25, 5–207.
61. Мартынов Д.Я., 1971, Затменные переменные звезды, М., "Наука", стр.
191.
62. Мартынов Д.Я. (ред.), 1981, Звезды и звездные системы, М., "Наука",
Главная редакция физико-математической литературы.
63. Меррил, 1953 – Merrill J.E., Tables for solution of light curves of eclipsing
binaries, Contribs Princeton Univ. Obs., 23.
64. Меррил, 1953 – Merrill J.E., Tables for solution of light curves of eclipsing
binaries. Auxiliary Tables, Contribs Princeton Univ. Obs., N 23, 368.
65. Михауд, 1988 – Michaud G., "Atmospheric Diagnostics of Stellar Evolution:
Chemical Peculiarity, Mass Loss, and Explosion." IAU Coll. № 108 / Ed.
Nomoto K. Berlin: Springer-Verlag, 1988. P.3.
66. Моссаковская, 1992 – L. V. Mossakovskaya, Astron. and Astrophys. Trans. 3,
163.
67. Мошкалев В.Г., Халиуллин Х.Ф., 1985, Итерационный метод учета
атмосферной эстинкции при фундаментальной гетерохромной
астрофотометрии, Астрон. ж., 62, 393–403.
68. Некрасова С. и Иршенко К., 1940, Коэффициент потемнения к краю у
затменных переменных AG Persei и RR Lyncis, Переменные звезды, 5, 325.

69. Перриман и др., 1997 – M. A. C. Perryman, E. Hog, J. Kovalevsky, L. Lindgren, C. Turon, The Hipparcos and Tycho Catalogues, (ESA SP-1200).
70. Петри, 1944 – Petrie R. M., The orbital elements and apsidal motion of AR Cassiopeiae, *Astron. J.* **51**, 22.
71. Петрова и Орлов, 1999 – Petrova A.V. and Orlov V.V., Apsidal Motion in Double Stars, I. Catalog, *Astron. J.*, **117**, 578-602.
72. Пиджин и др., 1964 – Pidgeon C.R., Smith S.D., *J. Opt. Soc. America*, **54**, 1459.
73. Пикеринг, 1880 – Pickering E., Dimensions of the Fixed Stars, *Proc. Amer. Acad. of Arts and Sci.*, **16**, 257
74. Пиотровский, 1937 – Piotrowski S., A modified Russel-Fetlaar method of determining orbits of eclipsing binaries, *Acta astron., Ser. A*, **4**, 1.
75. Пиотровский, 1948 – Piotrowski S., An analytical method for the determination of the intermediary orbit of an eclipsing variable, *Aph. J.*, **108**, 38.
76. Поппер, 1971 – Popper D.M., Some Double-Lined Eclipsing Binaries with Metallic-Line Spectra, *Astrophys. J.* **169**, 549-562.
77. Поппер, 1980 – Popper D.M., Stellar masses, *Ann. Rev. Astron. and Astrophys.*, **18**, 115-164.
78. Поуэлл, 1972 – Powell A.L.T., Ages and kinematics of the late F dwarfs in relation to their chemical composition, *Monthly Notices Roy. Astron. Soc.* **155**, 483-494.
79. Рессел, 1912 а — Russell H.N., On the determination of the orbital elements of eclipsing variable stars. I., *Astrophys. J.*, **35**, 315-340.
80. Рессел, 1912 б — Russell H.N., On the determination of the orbital elements of eclipsing variable stars. II., *Astrophys. J.*, **36**, 54-74.

81. Рессел, 1928 — Russel H.N., On the advance of periastron in eclipsing binaries, Monthly Not. Roy. Astron. Soc., **88**, 641–643.
82. Ресселл и Меррилл, 1952 — Russell H.N., Merrill J.E., The Determination of the Elements of Eclipsing Binaries, Princeton U. Obs. Contr., N 26.
83. Руджобинг, 1959 — Rudkjobing M., The relativistic periastron motion of DI Her, Ann. Astrophys., **22**, 111–117.
84. Серковский, 1961 — Serkowski K., Determination of differential Limb Darkening of eclipsing Binaries from Multicolor Photometric Observations, Astron. J., **66**, N 8.
85. Серковский, 1970 — Serkowski K., Neutrality of Extinction by Atmospheric Clouds in UBV_R Spectral Regions, Publ. Astr. Soc. Pasific, **82**, 908-909.
86. Слеттеберг и Ховард, 1955 — A. Slettebak and R. F. Howard, Axial Rotation in the Brighter Stars of Draper Types B2-B5, Astrophys. J., **121**, 102-117.
87. Стеббинс, 1919 — Stebbins B.J., Publ. Amer. Astron. Soc., **4**, 115.
88. Стеббинс, 1921 — Stebbins B.J., The eclipsing variable 1H.Cassiopeiae, with evidence on the darkening at the limb of a stellar disk, Astrophys. J. **54**, 81-91.
89. Стерн, 1939 — Sterne T.E., Apsidal motion in binary stars, Monthly Not. Roy. Astron. Soc., **99**, 451–462.
90. Страйжис В., 1982, Звезды с дефицитом металлов. Вильнюс "Москлас".
91. Страйжис В., 1977, Многоцветная фотометрия звезд, Вильнюс, "Москлас", стр. 78–97.
92. Табачник В.М. и Шульберг А.М., 1966, Об определении элементов орбит затменно-двойных звезд с помощью электронно-счетных машин (полное и кольцевое затмения), Астрон. ж., **42**, 590–594.
93. Табачник В.М., 1971, Затменные переменные звезды, Москва, "Наука", стр. 113-153.

94. Уайзе, 1939 – Wyse A.B., An application of the method of least squares to the determination of the photometric elements of eclipsing binaries, Lick. Obs. Bull., 496.
95. Уолкер и др., 1971 – Walker G.A.H., Andrews D.H., Hill G. et al., Publ. Dominion Astrophys. Observ., Victoria, 13, 415
96. Уэст, 1965 – West R.M., Computation of Elements of Eclipsing Binaries by means of Electronic Computer, Publ. og mindre Medd. Kobenhavns Obs., N 184.
97. Фетлаар, 1923 – Fetlaar J., A Contribution to the theory of eclipsing binaries, Rech. Astron. Obs., Utrecht, 9, N 1.
98. Фурман Ш.А., 1977, Тонкослойные оптические покрытия. (Конструирование и изготовление), Л., "Машиностроение".
99. Халиуллин и др., 1985 – Khaliullin Kh., Mironov A.V., Moshkalyov V.G., A new photometric WBVR system. Astrophysics and Space Science, 111, 291-323.
100. Халиуллин Х. Ф., 1997 а, "Вращение линии апсид в тесных двойных системах", в сборнике Двойные звезды, ред. А.Г.Масевич, Москва., Космосинформ, 139-161.
101. Халиуллин Х.Ф., 1997 б, Фотоэлектрические исследования затменных двойных звезд. Методы и результаты, докторская диссертация, ГАИШ, Москва.
102. Халиуллин Х.Ф., Халиуллина А.И., Крылов А.В., 2001, Высокоточная WBVR-электрофотометрия затменной системы RR Рыси, Астрон ж., 78, 1014-1024.
103. Халиуллина А.И., Халиуллин Х.Ф., 1984, Итерационный метод дифференциальных поправок для анализа кривых блеска затменных двойных звезд, Астрон.ж., 61, 393–402.

104. Хаффер, 1931 – Huffer C.M., The Eclipsing Variable, Boss 1607 = RR Lyncis, Publ. Waschburn Obs., **15** 199-204.
105. Хаффер, 1961 – С.М.Нuffer, частное сообщение составителям ОКПЗ.
106. Хаффер и Коллинс, 1962 – С. М. Huffer and G. W. Collins, Computation of elements of eclipsing binary stars by high-speed computing machines, *Astrophys. J. Suppl.*, **7**, 351–410.
107. Хилл и Хатчингс, 1970 – Hill G. and Hutchings J.B., The synthesis of close binary light curves. I. The reflection effect and distortion in Algol, *Astrophys. J.*, **162**, 265.
108. Холмгрен и др., 1999 – Holmgren D. E., Hadrava P., P. Harmanec, et al., *Astron. and Astrophys.*, **345**, 855.
109. Холопов П.Н. и др., 1985–90, Общий Каталог Переменных Звезд, 4-е изд.
110. Цесевич В.П. (ред.), 1971, Затменные переменные звезды, М., “Наука”, Главная редакция физико–математической литературы.
111. Чандрасекар, 1933 — Chandrasekhar S., The equilibrium of distorted polytropes, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.*, **93**, 449–461.
112. Черепащук А.М., 1966, Определение элементов затменных систем, содержащих компоненту с протяженной сферической атмосферой, *Астрон. ж.*, **43**, № 3.
113. Черепащук А.М., 1974, Новый метод решения кривых блеска затменных систем с протяженными атмосферами, *Астрон. ж.*, **51**, 542.
114. Черепащук А.М., Гончарский А.В., Ягола А.Г., 1968, *Астрон. ж.*, **45**, 1191-1206.
115. Шульберг А.М., 1971, Тесные двойные звездные системы с шаровыми компонентами, М., “Наука”.

ПРИЛОЖЕНИЕ

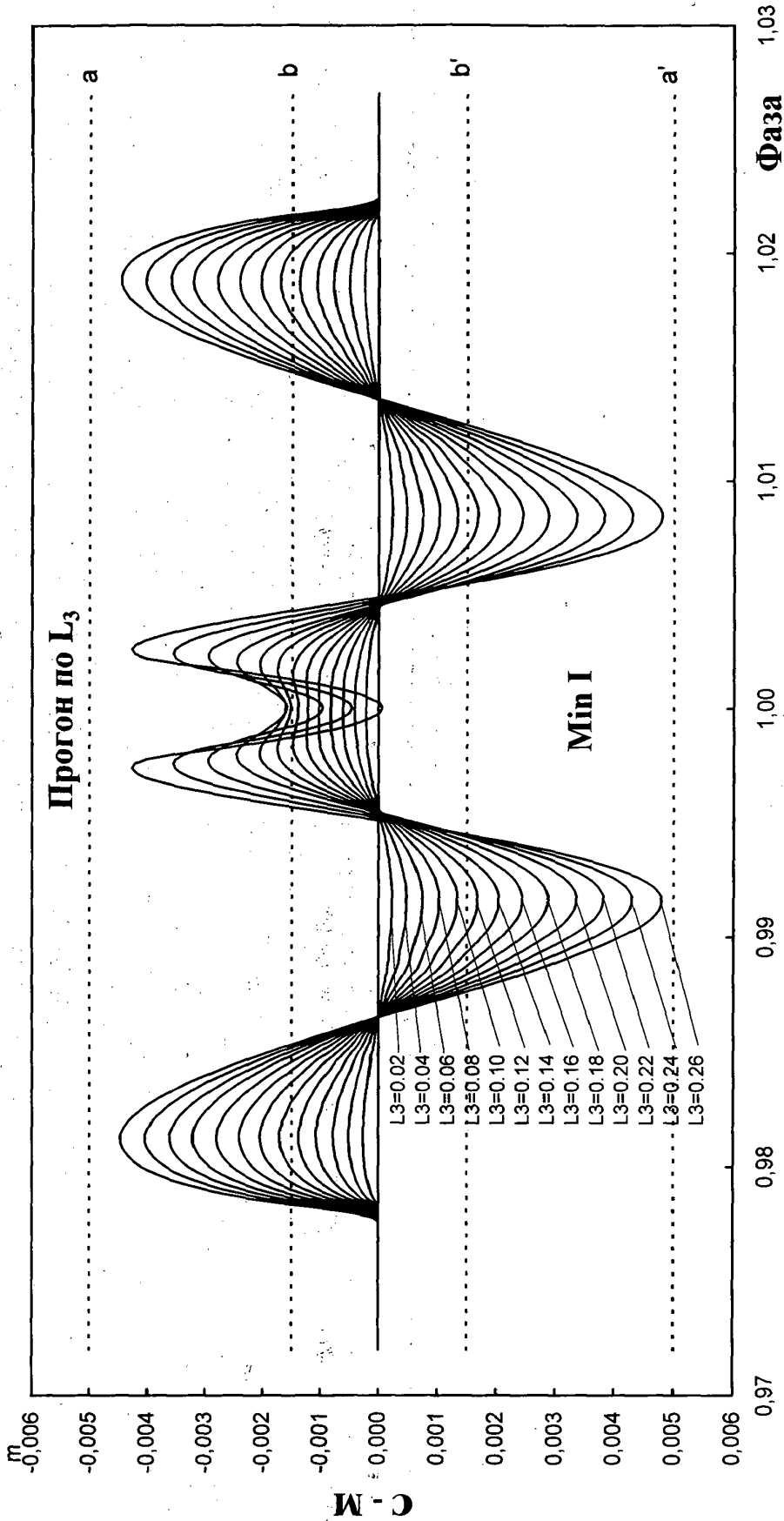


Рис. 1.3.2.а. Отклонение теоретических кривых блеска (C) от модельной кривой (M) в области главного минимума RR Lyrae для разных закрепленных значений L_3 . Пунктирными линиями показаны полосы рассеяния для $\sigma_{\text{obs}} = 0^m.0010$ (aa') и для $\sigma_{\text{obs}} = 0^m.0003$ (bb').

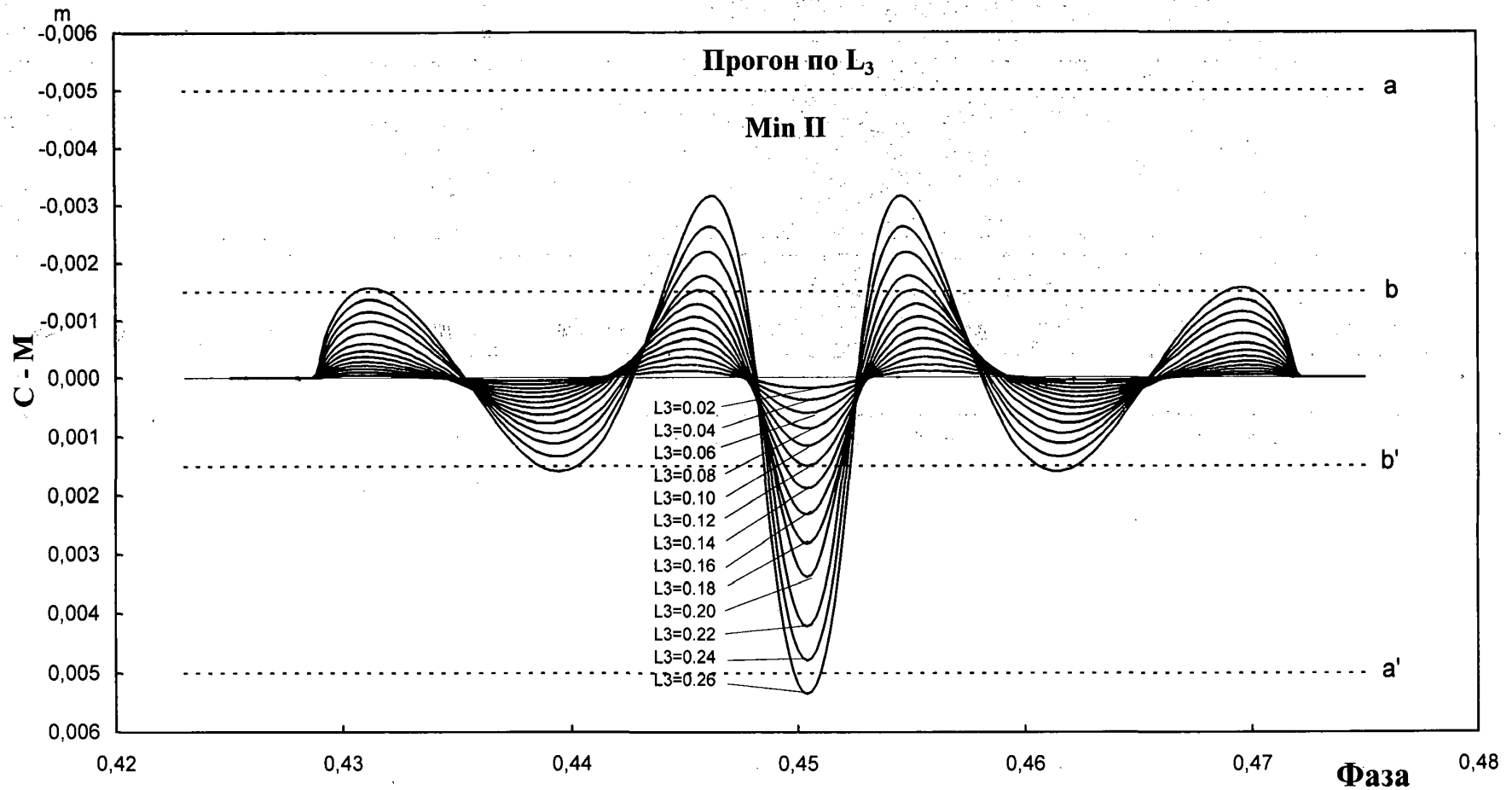


Рис. 1.3.2.6. Отклонение теоретических кривых блеска (C) от модельной кривой (M) в области вторичного минимума RR Lyr для разных закрепленных значений 3-его света L_3 . Пунктирными линиями показаны полосы рассеяния для $\sigma_{\text{obs}} = 0^{\text{m}}.0010$ (aa') и для $\sigma_{\text{obs}} = 0^{\text{m}}.003$ (bb').

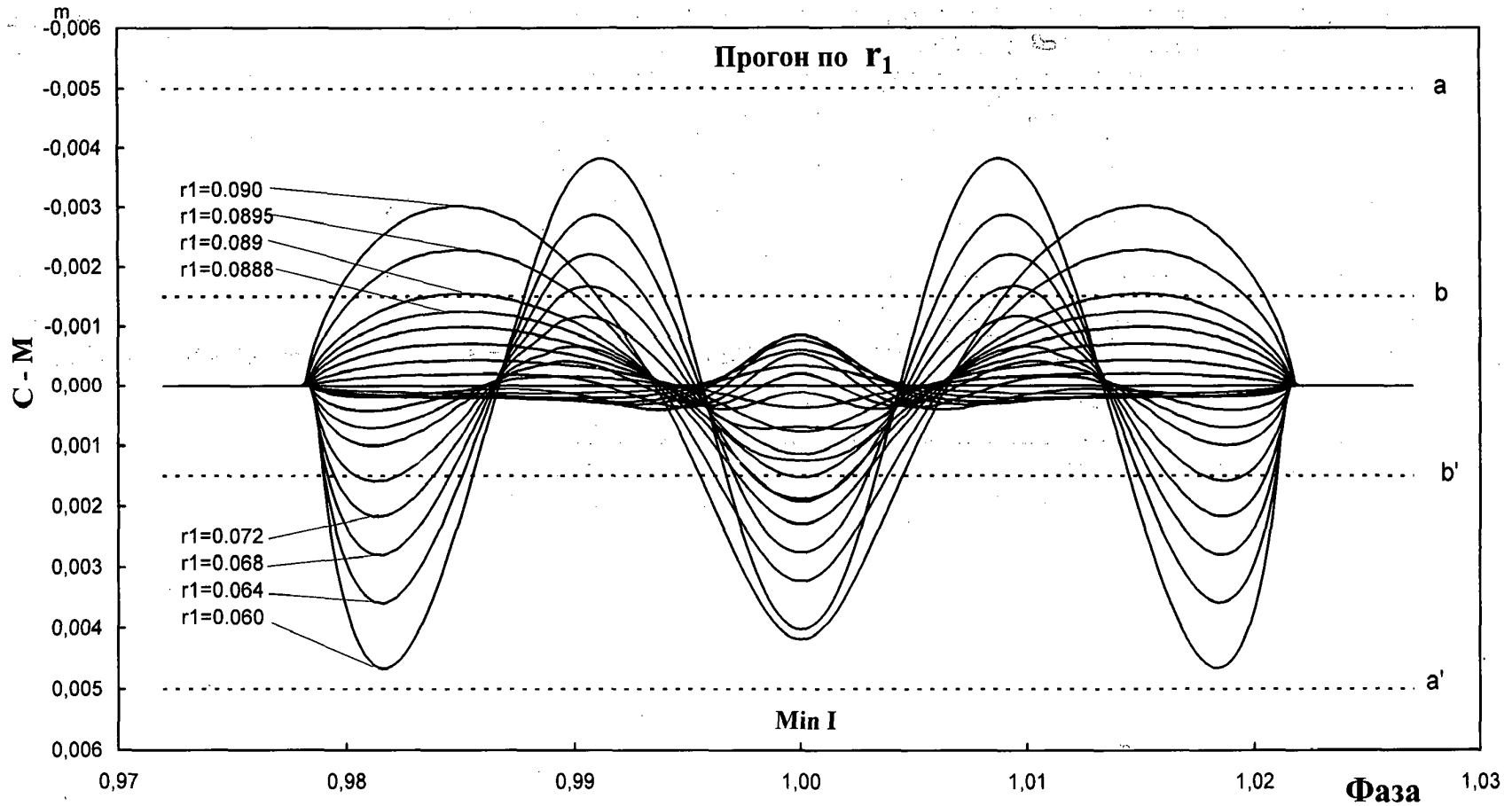


Рис. 1.3.3.а. Отклонение теоретических кривых блеска (С) от модельной кривой (М) в области главного минимума RR Lyr для разных закрепленных значений r_1 . Пунктирными линиями показаны полосы рассеяния для $\sigma_{\text{obs}} = 0^m.0010$ (aa') и для $\sigma_{\text{obs}} = 0^m.003$ (bb').

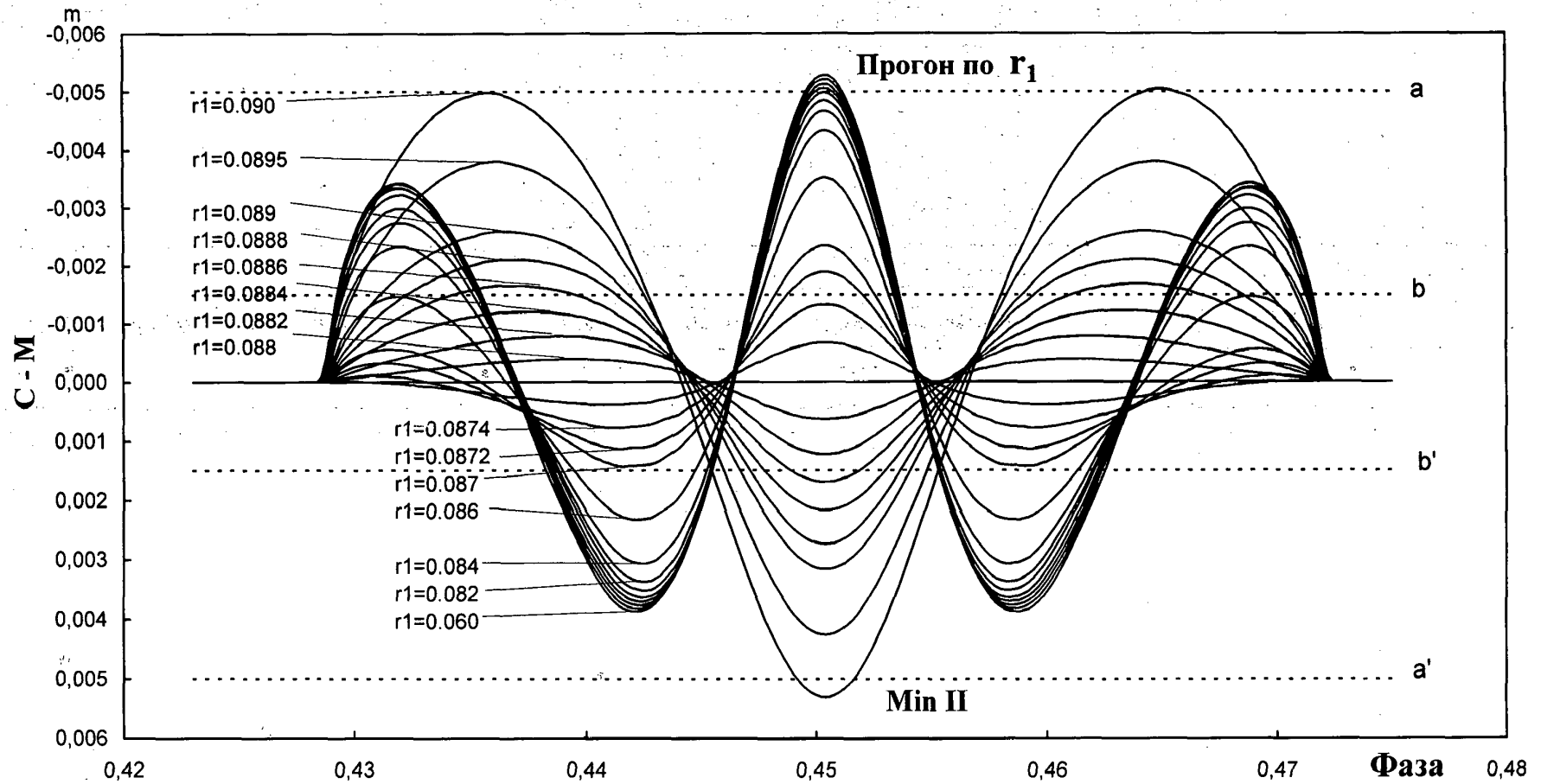


Рис. 1.3.3.6. Отклонение теоретических кривых блеска (С) от модельной кривой (М) в области вторичного минимума RR Лун для разных закрепленных значений r_1 . Пунктирными линиями показаны полосы рассеяния для $\sigma_{\text{obs}} = 0^{\text{m}}.0010$ (aa') и для $\sigma_{\text{obs}} = 0^{\text{m}}.003$ (bb').

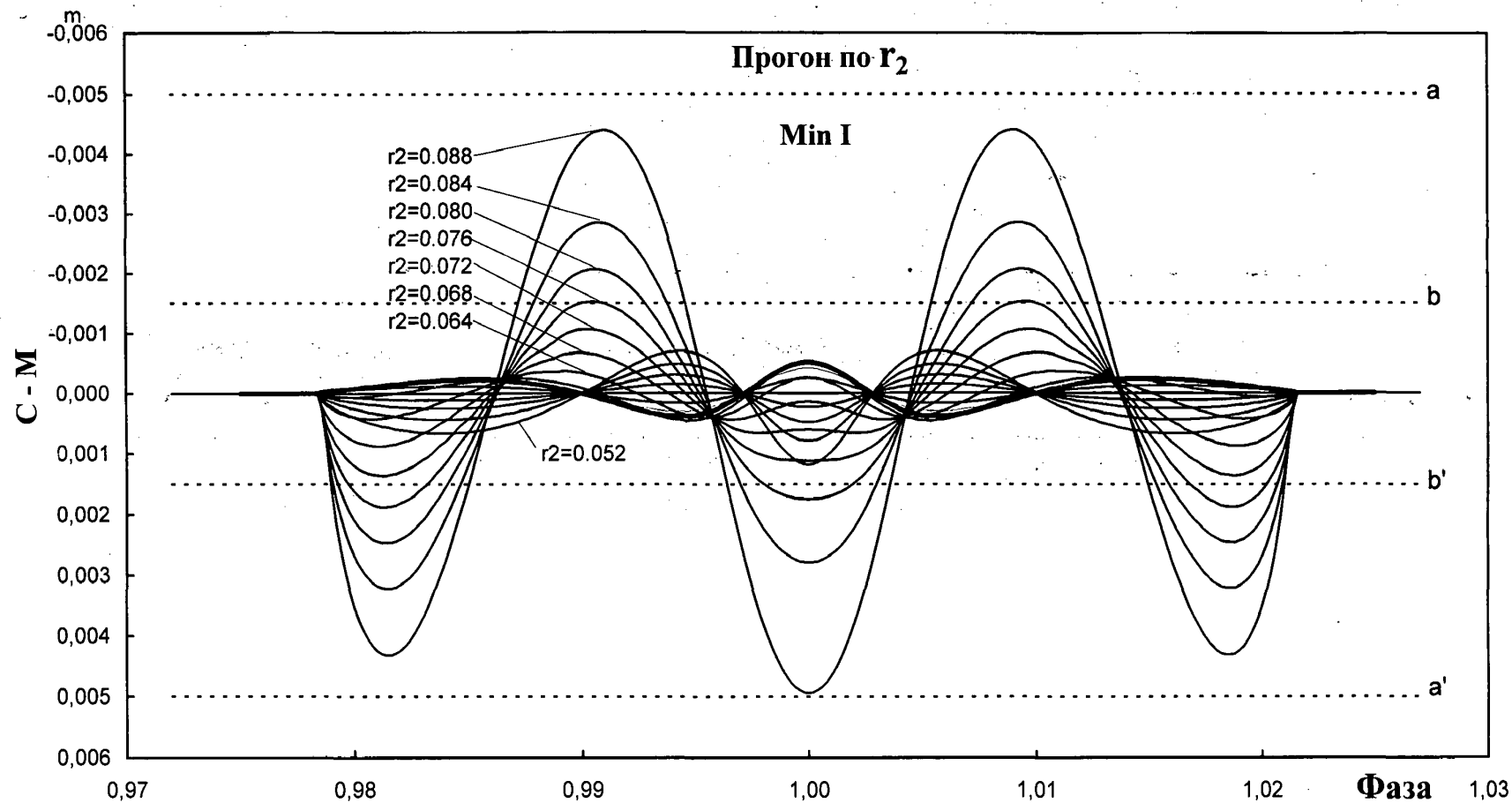


Рис. 1.3.4.а. Отклонение теоретических кривых блеска (С) от модельной кривой (М) в области главного минимума RR Lyr для разных закрепленных значений r_2 . Пунктирными линиями показаны полосы рассеяния для $\sigma_{\text{obs}} = 0^{\text{m}}.0010$ (aa') и для $\sigma_{\text{obs}} = 0^{\text{m}}.003$ (bb').

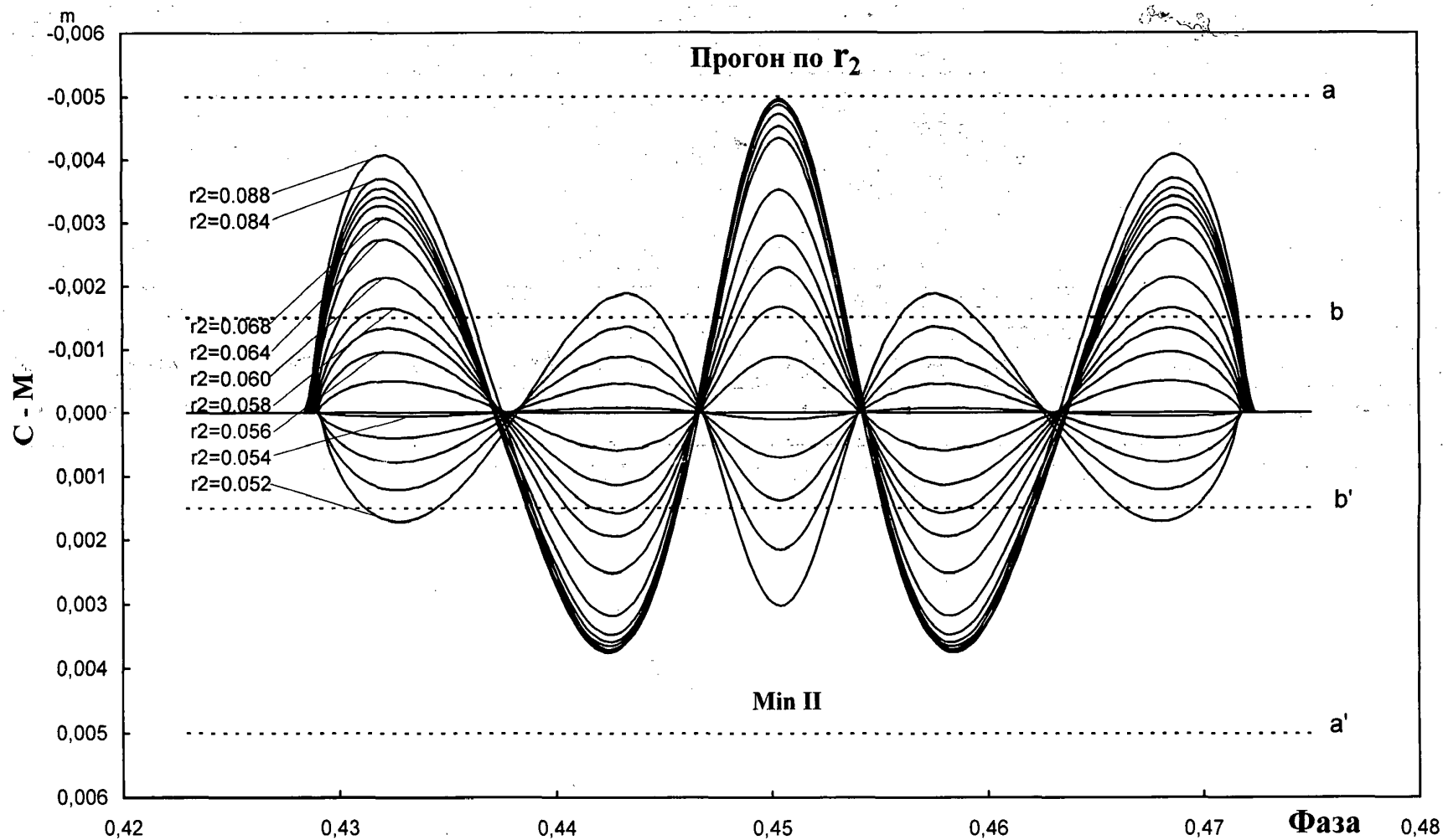


Рис. 1.3.4.б. Отклонение теоретических кривых блеска (С) от модельной кривой (М) в области вторичного минимума RR Lyr для разных закрепленных значений r_2 . Пунктирными линиями показаны полосы рассеяния для $\sigma_{\text{obs}} = 0^{\text{m}}.0010$ (aa') и для $\sigma_{\text{obs}} = 0^{\text{m}}.003$ (bb').

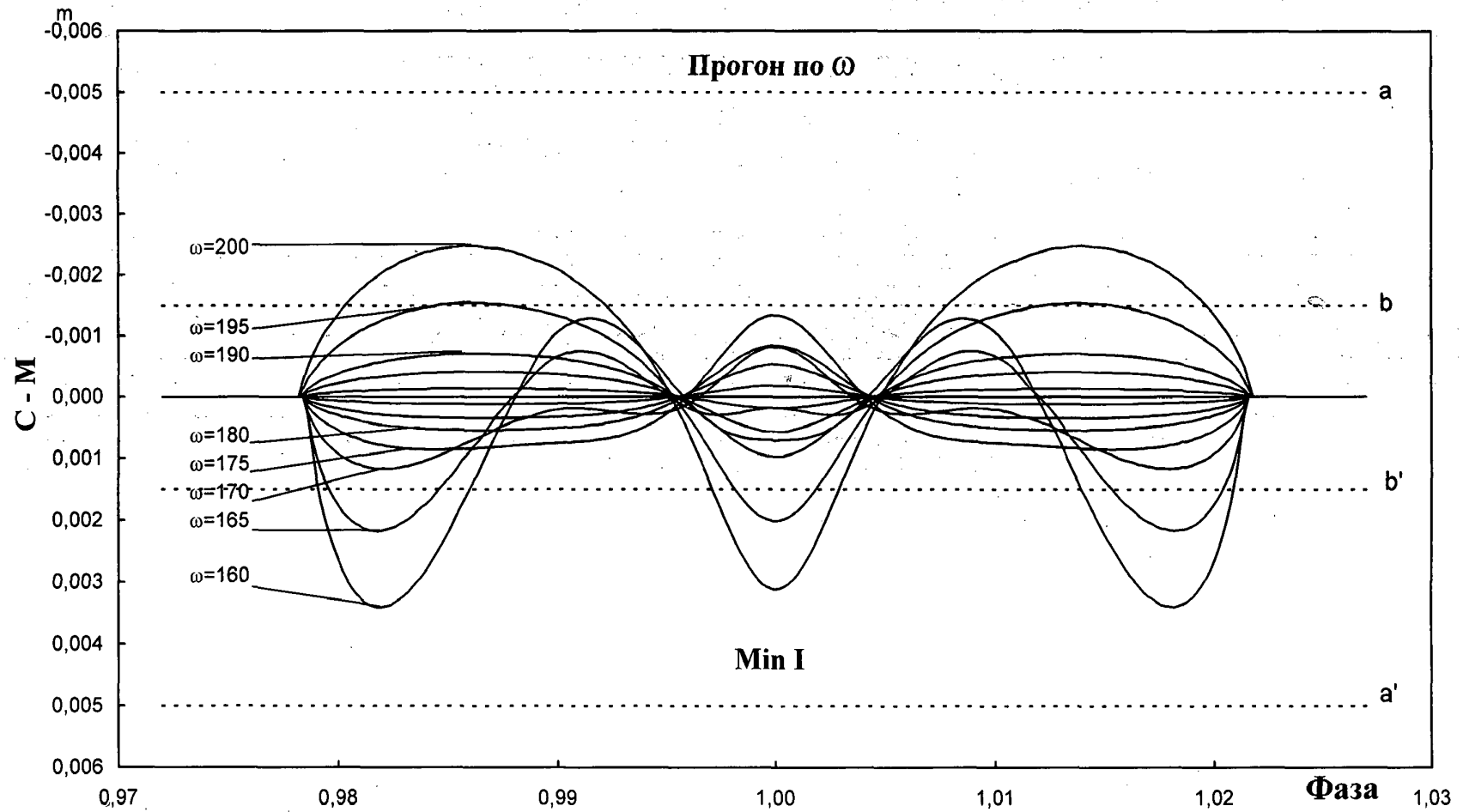


Рис. 1.3.5.а. Отклонение теоретических кривых блеска (С) от модельной кривой (М) в области главного минимума RR Lyr для разных закрепленных значений долготы периастра ω . Пунктирными линиями показаны полосы рассеяния для $\sigma_{\text{obs}} = 0^{\text{m}}.0010$ (aa') и для $\sigma_{\text{obs}} = 0^{\text{m}}.003$ (bb').

140

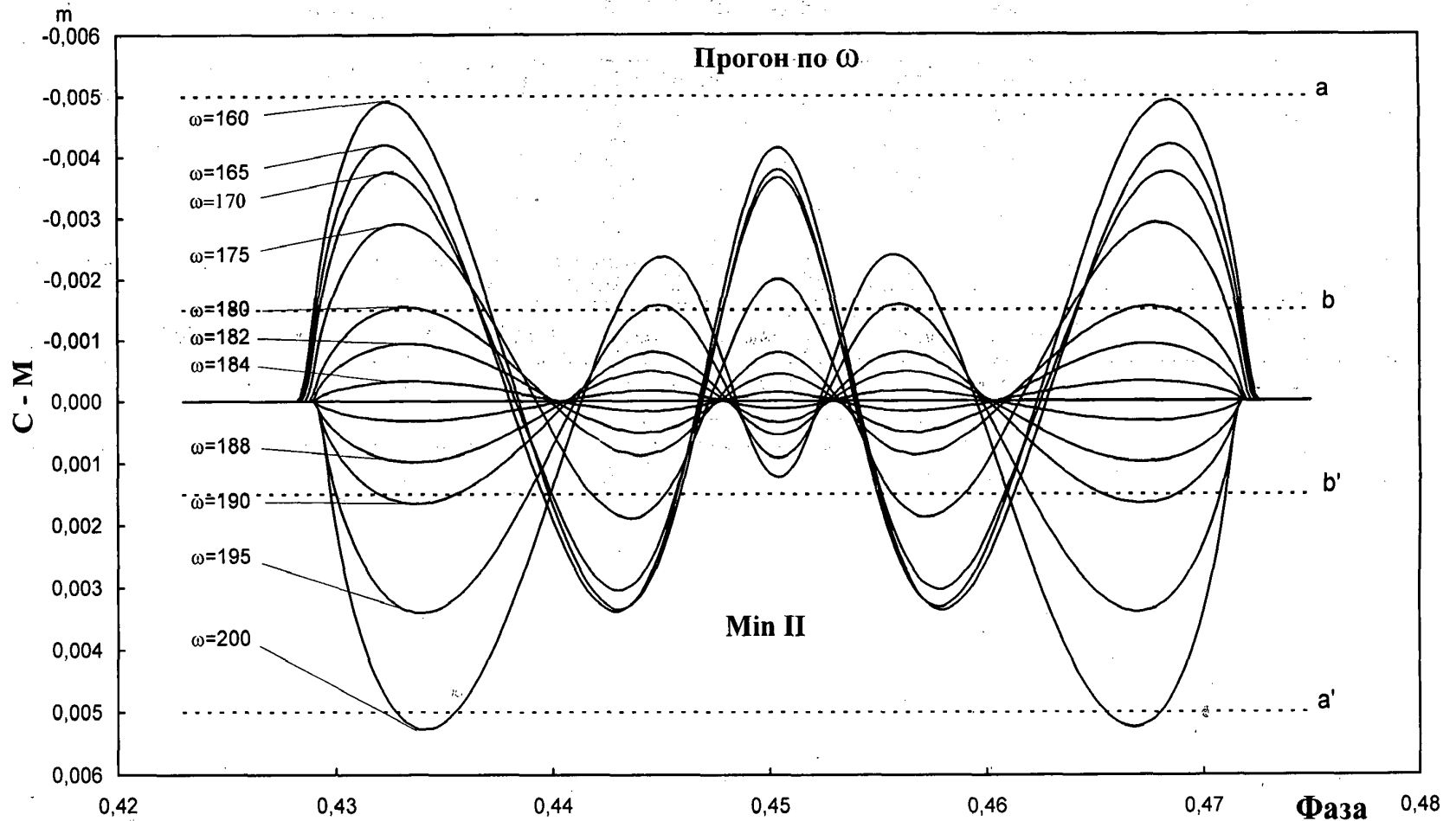


Рис. 1.3.5.6. Отклонение теоретических кривых блеска (С) от модельной кривой (М) в области вторичного минимума RR Lyr для разных закрепленных значений долготы периастра ω . Пунктирными линиями показаны полосы рассеяния для $\sigma_{obs} = 0^m.0010$ (aa') и для $\sigma_{obs} = 0^m.003$ (bb').