

УДК 524.45

## 40 лет начаты в КрАО спектральных исследований Бэта Лиры

*М.Ю. Скульский*

Национальный Университет “Львовская политехника”, 79013, Львов, Украина, [mysky@polynet.lviv.ua](mailto:mysky@polynet.lviv.ua)

Поступила в редакцию 1 февраля 2006 г.

**Аннотация.** Излагаются наиболее значащие результаты наблюдений и исследований взаимодействующей системы Бэта Лиры. Особое внимание уделено вторичным периодам, прежде всего продолжительностью в 283 дня. Показано, что с этим периодом наблюдается синхронизация между прецессионным вращением диска аккректора, возмущенного донором, и бегущей приливной волной на поверхности донора, вызванной аккректором. Показано также, что наблюдаемые вторичные 283- и 340-дневные периоды могут отражать крупномасштабное структурирование аккреционного диска. Выделены четыре подструктуры этого диска, динамические параметры которых соотносятся как целые числа.

40 YEARS BETA LYRAE'S SPECTRAL INVESTIGATIONS STARTED IN CrAO, by *M.Yu. Skulsky*. The results of the most significant observations and investigations of the interacting Beta Lyrae binary system are considered. Special attention is given to the secondary periods, first of all with a duration of 283d. It is shown that with this period the synchronization exists between the precession rotation of accretion disk, disturbed by donor, and the running tidal wave on the donor's surface, caused by accretor. Also it is shown that secondary 283d and 340d periods can reflect the large-scale structures of the accretion disk. Four substructures of this disk are determined, their dynamic parameters are related to each other as integers.

**Ключевые слова:** двойная система,  $\beta$  Лирае, магнитное поле, аккреционный диск.

---

### 1 Введение

К юбилею Крымской Астрофизической обсерватории (КрАО) есть резон ретроспективно рассмотреть некоторые достижения в исследовании взаимодействующей двойной системы Бэта Лиры и их современное состояние, – 60-летие КрАО совпадает с 40-летием спектральных наблюдений Бэта Лиры, начатых нами в КрАО в бытность мою аспирантом А.А. Боярчука. В то время  $\beta$  Лирае занимал после Солнца лидирующее положение по количеству публикаций, однако понимание его природы ставило немало вызовов. Благодаря новому взгляду на эволюционный сценарий двойных систем (Кроуфорд, 1955), стало понятно, что более массивным в системе Бэта Лиры должен быть невидимый компонент неизвестной еще массы. Поскольку при наблюдениях его перед ярким компонентом он создает на характерной кривой блеска затменной системы более глубокий и широкий минимум, было предположено

(Су-Шу Хуанг, 1963), что невидимый компонент окружен непрозрачным плотным диском, расположенным в экваториальной области. Высказывались предположения, что он может быть коллапсаром. Поэтому ставилась задача поиска достоверных аргументов для понимания эволюции Бэта Лиры как взаимодействующей системы, находящейся в активной фазе переноса вещества от более яркого компонента-донора к более массивному, но пониженной светимости компоненту-аккретору. В этом аспекте в КраО был уже получен новый результат – первое количественное определение химического состава атмосферы яркого компонента привело к избытку гелия и другим peculiarity (Боярчук, 1959). Выделим наиболее значащие результаты, полученные в трех основных направлениях нашего изучения системы Бэта Лиры.

## 2 Традиционные спектральные исследования системы Бэта Лиры

Прежде всего, мы исследовали параметры орбиты яркого компонента, определив их для четырех отдельных сезонов спектральных наблюдений 1966, 1969, 1972 и 1976 гг. Высказано предположение о реальности межсезонной переменности лучевой скорости центра масс двойной системы (Скульский, 1973). Все же основной целью этих спектральных наблюдений был поиск признаков в спектре системы невидимого компонента, определение масс обоих компонентов и абсолютных размеров системы. Лишь при получении десятков спектрограмм высокого разрешения ( $0.1\text{Å}/\text{mm}$ ) удалось надежно отождествить линии поглощения ионизованных кальция, магния и красного дублета кремния, лучевые скорости которых отражают орбитальное движение аккретора. Это и привело к первому прямому определению масс обоих компонентов (Скульский, 1975). Более точные ПЗС-наблюдения 1990-1992 гг. на 2.6-м телескопе КраО дали их такое современное значение: (2.9-3.0) и (13.2-13.4) солнечных масс соответственно для донора и аккретора (Скульский, Топильская, 1991; Скульский 1993б). Результаты наших наблюдений вскоре были подтверждены в дальнейших исследованиях, например, (Харманец, Шольц, 1993). Реальность этого важного результата мы подтвердили и расчетом синтетического спектра системы Бэта Лиры (Скульский, Топильская, 1991), и абсолютной спектрофотометрией системы во всех фазах кривой блеска с моделированием на этой основе ее континуума (Бурнашев, Скульский, 1978). При этом выяснено, какой вклад в видимом диапазоне спектра вносит не только излучение обоих компонентов, но и рекомбинационное излучение водорода от околозвездных структур, окружающих эти компоненты. Эти развитые газовые структуры (потoki, диск, общая расширяющаяся оболочка), проявляющиеся в спектре в мощных эмиссионно-абсорбционных линиях, образованы во взаимодействующей двойной системе в результате бурной потери вещества донором, которая составляет примерно 2 солнечных массы за 100 тысяч лет (Харманец, Шольц, 1993; Бисикало и др., 2000). ПЗС-наблюдения 1990-1992 гг. в КраО позволили также разделить дискообразное образование вокруг аккретора на две составляющие: более внутренний массивный балдж, плотно окутывающий аккретор и отражающий его орбитальное движение (амплитуда их лучевых скоростей составляет 40 км/с), и внешний аккреционный диск, оторванный от балджа и практически достигающий поверхности Роша аккретора. Было показано, что внешний аккреционный диск, в котором возникают оригинальные линии-сателлиты (явно демонстрирующие его ротационный эффект с амплитудой лучевых скоростей порядка 240 км/с), меняет свои параметры от сезона к сезону и выявляет при этом признаки прецессии (Скульский, 1993б). Такие спектральные исследования надежно утвердили представления об эволюционном статусе системы Бэта Лиры как о системе, находящейся в конце стадии первичного обмена массой между ярким донором и закамуфлированным дисковыми структурами аккретором. Они согласуются как с теоретическими моделированиями сценария эволюции этой двойной системы, начиная от (Зюлковски, 1976), так и с рядом определений химического состава атмосферы яркого компонента-донора, например (Балачандран, 1986),

утверждающими, что начальный химический состав донора изменен согласно процессам CNO-цикла в его недрах.

### 3 Магнитное поле в системе Бэта Лиры

Другое направление наших исследований Бэта Лиры оформилось в 1980-88 гг., когда по измерениям зеемановских спектрограмм, полученным на 6-м телескопе Специальной Астрофизической обсерватории, мы обнаружили и первично исследовали поверхностное магнитное поле компонента-донора (Скульский, 1982, 1990; Бурнашев, Скульский, 1991). Средняя эффективная напряженность этого поля отрицательной полярности оказалась равной 1.2 кГс. Квазисинусоидальная кривая магнитного поля с амплитудой в 475 Гс и максимумами поля в орбитальных фазах 0.355P и 0.855P свидетельствовали о поле дипольного характера, возникающем на магнитном ротаторе. Оказалось, что магнитное поле донора существенно влияет на околозвездные газовые структуры, сформированные как в близких окрестностях донора, так и в более отдаленных, относящихся к системе в целом. Явно отражают строение магнитного поля донора сформированные в околозвездных газовых структурах сильные эмиссионные линии водорода и гелия видимого диапазона спектра (Бурнашев, Скульский, 1991; Скульский, Мальков 1992, Скульский 1993а). Особенно это относится к их формированию вблизи приполярных областей на доноре и прежде всего вблизи того магнитного полюса, который обращен в сторону аккретора. Наши исследования показывают это и на примере поведения с орбитальной фазой линий высокого возбуждения в далеком ультрафиолете, образующихся вне окрестностей поверхности донора. Это относится и к абсорбционно-эмиссионным линиям CIII1175, NV1238, SiIV1402, приведенным в работах по внеатмосферному исследованию Бэта Лиры, например, в (Хак и др., 1977). Экстремумы на зависимостях лучевых скоростей и эквивалентных ширин таких линий от орбитальной фазы совпадают с фазами обоих магнитных полюсов донора. Такое же поведение и у линии HeI3889, имеющей нижний метастабильный уровень и образующейся в общей газовой оболочке, расширяющейся от двойной системы как целого (Харманец и др., 1996). Это предполагает наличие общей магнитосферы для двух компонентов системы. Более того, пространственное направление оси магнитного поля в двойной системе Бэта Лиры отражает выявленная односторонняя кривая блеска в далеком ультрафиолете за лаймановским пределом (Полидан, 1989) – в такую кривую трансформировалась характерная двугорбая кривая блеска системы Бэта Лиры с широкими минимумами разной глубины, наблюдающаяся в видимом диапазоне ее спектра. При этом зафиксированы сильные отличия в амплитуде этих ультрафиолетовых изменений блеска в двух последовательных циклах вблизи фаз (0.6 – 0.8)P наблюдений магнитного полюса на доноре, обращенного к аккретору. Они могут одновременно свидетельствовать и об ударном разогреве нестационарной перетекающей струи от донора, накручивающимся на эту струю веществом диска, с образованием “горячей линии” в полости Роша аккретора (Бисикало и др., 2000).

В 1991-2004 гг. исследования магнитного поля Бэта Лиры проводились на более современной аппаратуре – с помощью стоксметра и ПЗС-детектора, установленных на 2.6-м телескопе КрАО. Было подтверждено наличие магнитного поля у донора, однако оно оказалось полем меньшей амплитуды и более сложного характера переменности вдоль орбитальной фазы (Скульский, Плачинда, 1993, 2005). Не прогнозируемый результат показали и независимые спектрофотометрические ежедневные наблюдения вдоль 13-дневного орбитального периода летом 1999 г. в Катанской обсерватории, которые выявили магнитное поле Бэта Лиры уже только положительной полярности со средним значением около 1.3 кГс (Леоне и др., 2003). Таким образом, шкала долговременных изменений магнитного поля от начала 80-х годов наблюдений Бэта Лиры составила 2.5 кГс. Это может свидетельствовать о его вековой

циклической переменности. Исследования магнитного поля Бэта Лиры, в силу ограниченности ее наблюдений, носят сейчас мониторинговый характер.

#### 4 Феномен вторичной периодичности в системе Бэта Лиры

Мы приобщились к еще одному направлению в изучении системы Бэта Лиры, уже сотню лет будоражащему умы наблюдателей, а именно, к вопросу о реальности вторичных неорбитальных периодов и природе соответствующих им долгопериодических процессов. Свежим результатам этого направления исследования уделим больше внимания.

По-видимому, первые такие периодичности заподозрены в переменности элементов орбиты двойной системы (Кэртисс, 1912). Сообщалось о длительных циклических вариациях кривых блеска и интенсивностей эмиссионных линий (Блэгг, 1928; Маури, 1935). Указано о максимально возможной 4.2-летней межсезонной переменности лучевой скорости центра масс двойной системы (Скульский, 1973). Приведены интересные данные об изменении формы кривой блеска Бэта Лиры в течение 240 дней (Алдусева, Коваленко, 1976). Однако эти и подобные им данные были недостаточно точны и не имели продолжения в наблюдениях. Вскоре мы впервые обнаружили вторичную переменность на временах, меньших орбитального периода (Бурнашев, Скульский, 1980, 1991). Так, абсолютный поток излучения в эмиссии линии  $H\alpha$  в течение двух сезонов 1978 и 1979 гг. наблюдений изменялся с периодом в 1.85d, который практически равен  $1/7$  орбитального периода. При исследовании этой переменности была показана возможность резонансного усиления амплитуды колебательных движений на теряющем вещество доноре при взаимодействии нерадиальных колебаний донора с его поверхностной приливной волной (Косовичев, Скульский, 1990).

Увеличился интерес к проблеме существования вторичных неорбитальных периодов в 90-е годы, когда в двух работах достоверно был выявлен  $(283 \pm 1)$ -дневный период, почти в 22 раза превышающий орбитальный период (близкий теперь к  $P=12.94d$ ). Первое его определение с хорошей точностью  $(283.39 \pm 0.26)$  d получено по отклонениям от усредненных кривых блеска за последние 150-лет наблюдений Бэта Лиры (Ван Хамме и др., 1995). Через год этот период определен с еще большей точностью  $(282.425 \pm 0.070)$ d по усредненной V-кривой блеска фотоэлектрических наблюдений последних 36 лет (Харманец и др., 1996). Приведена амплитуда изменений блеска с этим периодом, составляющая  $0.^m0236 \pm 0.^m0008$ . Она значительно меньше в сравнении с амплитудой  $0.^m9$  в изменении V-кривой блеска двойной системы. Разница в  $0.965d$  между определениями вторичного периода в этих двух работах значительно больше  $3\sigma$ , что позволило нам заподозрить реальное уменьшение со временем этого длительного вторичного периода (Скульский, 2000). Важно, что при этом был выявлен и новый, более короткий чем орбитальный, вторичный период, равный  $4.7479d$ . Вместе с длительным вторичным периодом и орбитальным периодом, равным  $P=12.9385d$  на 1994 год, они, согласно (Харманец и др., 1996), образовали причинное соотношение:

$$3((12.9385d)^{-1} - 2(282.425d)^{-1}) = (4.7479d)^{-1}. \quad (1)$$

Исходя из таких данных и включая данные наших наблюдений (Бурнашев, Скульский, 1980, 1991), мы выполнили предварительное исследование всех наблюдаемых вторичных периодов в их совокупности (Скульский, 2000). Было показано, что существует и другое соотношение, связывающее с длительным вторичным периодом и орбитальным периодом еще один короткий период:

$$(12.9385d)^{-1} + 4(282.425d)^{-1} = (10.9349d)^{-1}. \quad (2)$$

Именно взаимодействие двух вторичных периодов  $T_1=4.7479d$  и  $T_2=10.9349d$  приводит к длительному вторичному периоду  $T=282.425d$ . Эти периоды связаны простым соотношением  $T=18T_1T_2/(3T_1-T_2)$ , а соотношение между вторичными и орбитальными периодами имеет вид:

$$T = 2T_1T_2P/(4T_1T_2 - P(T_1 + T_2)). \quad (3)$$

Видим, что наблюдаемое в системе Бэта Лиры возрастание со временем орбитального периода, равное 18.9 с/год (Харманец, Шольц, 1993; Бисикало и др., 2000), свидетельствует о переменности вторичных периодов и приводит к уменьшению со временем длительного вторичного  $T$ -периода (Скульский, 2000). Поэтому различие в  $\Delta T=0.965d$  между определениями длительного  $T$ -периода в работах (Ван Хамме и др., 1995; Харманец и др., 1996) нами просто объяснено двумя разными выборками наблюдений, эффективные центры которых разнесены во времени на 60 лет. Интересно заметить, что вторичные краткие периоды  $T_1$  и  $T_2$ , выраженные в фазах орбитального периода, лежат практически вдоль проекции оси диполя магнитного поля донора на плоскость орбиты, отличаясь между собой на полпериода. Вместе с анализом соотношений (1) и (2) это позволило определить и величину осевого периода вращения донора, который синхронно возрастает с орбитальным периодом ( $P_{rot}=13.2387d$  при величине орбитального периода  $P=12.9355d$  на 1980 год, что на два процента больше орбитального периода). Все вторичные периоды (на временах меньше и больше орбитального периода) взаимоувязаны в системе, изменяющейся с эволюционным возрастанием орбитального периода (Скульский, 2000, 2001).

В случае асинхронизма орбитального и осевого вращения яркого компонента-донора, наблюдаемый длительный неорбитальный  $T$ -период имеет простое физическое толкование (Скульский, 2000, 2001). Действительно, исходя из динамики приливных волн в двойных системах (Като, 1974; Косовичев, Скульский, 1990), получается, что в результате биения орбитального периода с осевым периодом донора возникает фундаментальный период  $T_f=P_{bt}$ , связанный с ними простым соотношением:

$$T_f = P_{bt} = PP_{rot}/(P_{rot} - P) = 564.85d. \quad (4)$$

Приливное же возмущение от массивного аккректора создает на доноре бегущую приливную волну с периодом

$$T = T_{run} = PP_{rot}/2(P_{rot} - P) = 282.425d. \quad (5)$$

Таким образом, наблюдаемый вторичный период  $T=0.5T_f=282.425d$ , как первая гармоника периода  $T_f$ , является периодом приливной волны на доноре. Следует заметить, что период осевого вращения донора  $P_{rot}$  можно непосредственно определить из уравнения (5), если а priori принять наблюдаемый вторичный  $T$ -период равным периоду бегущей приливной волны на поверхности донора  $T_{run}$ . Это вносит независимое подтверждение в определение периода осевого вращения донора (Скульский, 2000, 2001).

С другой стороны, можно показать, что наблюдаемый вторичный период  $T=282.425d$  равен периоду прецессии внешнего края диска, образованного вокруг аккректора (Скульский, Плачинда, 2005). Действительно, для отношений масс донора и аккректора  $q \leq 0.3$ , которые присущи катаклизмическим двойным звездам, существует хорошо известное теперь соотношение (Осаки, 1985), связывающее период прецессии аккреционного диска  $P_{pr}$  с орбитальным периодом  $P$ , отношением масс  $q$ , расстоянием между центрами звезд  $A$  и внешним критическим радиусом аккреционного диска  $R_d$ :

$$P_{pr} = 1.333P (R_d/A)^{-3/2} (q+1)^{1/2} q^{-1}. \quad (6)$$

Параметры, входящие в соотношение (6), вполне позволяют применить его к системе Бэта Лиры, хотя и значительно более массивной по сравнению с катаклизмическими двойными звездами. Для Бэта Лиры  $q = 0.222$ , а радиус диска можно определить по характеру изменения с фазой эквивалентных ширин и лучевых скоростей линий-спутников, формирующихся в диске при просвечивании аккреционного диска донором, по изменению колориндексов и монохроматических кривых блеска (Бурнашев, Скульский 1980, 1991; Скульский, 1993б). Усредненные эффективные краевые радиусы внешнего критического и внутреннего краев диска оказались такими:  $R_{rim} = 0.45A$  и  $R_{in} = 0.29A$ . Они соответствуют границам наблюдаемых скоростей вращения вещества в аккреционном диске, увеличивающимся примерно от 200 км/с на внешнем ободе диска до 270 км/с на его внутреннем, как на цельном газовом образовании. Этот внешний диск вращается вокруг аккретора, который вместе с охватывающим его близлежащим плотным балджем показывают орбитальную скорость вращения в 40 км/с. При значении  $R_{rim} = 0.452A$  внешний край аккреционного диска делает согласно (6) прецессионный оборот за время, равное наблюдаемому длительному вторичному периоду  $P_{pr,rim} = T = 282.425d$ , определенному из анализа кривой блеска системы Бэта Лиры (Харманец и др., 1996). Более того, период прецессии на внешнем крае диска аккретора оказывается равным периоду приливной волны на поверхности донора, – значит, эти колебательно-волновые процессы находятся в резонансе. Таким образом, двойной системе Бэта Лиры присущи синхронизационные взаимодействия между прецессионным вращением диска аккретора, возмущенного донором, и бегущей приливной волной на поверхности донора, вызванной вращением массивного аккретора вокруг донора.

При анализе кривых блеска Бэта Лиры оказалось также, что в некоторые десятилетия ее наблюдений одновременно выявляются вторичные 283- и 340-дневные периоды (Пиил, 1997). Это позволило сделать нам предположение о возможном крупномасштабном структурировании аккреционного диска. Действительно, исходя из соотношения (6) и эффективного радиуса внутреннего края диска  $R_{in} = 0.285A$  получим, что период прецессии на внутреннем крае диска  $P_{pr,in} = 564.85d$ . Поскольку  $P_{pr,rim} = T = 282.425d$ , то периоды прецессии на внешнем и внутреннем краевых кольцах диска соотносятся как целые числа, а именно, как 1:2 (октава). Внутренняя краевая часть диска прецессирует в два раза медленней внешней. Однако скорость движения вещества в диске по направлению к центру увеличивается. Скорость вращения вещества в диске, соответствуя лучевым скоростям линий-спутников, формирующимся на внешнем и внутреннем краях аккреционного диска, такова, что соответствующие им периоды осевого вращения вещества на этих краях диска равны  $P_{rot,rim} = 0.5P$  и  $P_{rot,in} = 0.25P$ , т. е. относятся как 2:1. Это позволяет предположить, что внутри аккреционного диска существуют его подструктуры с другими периодами вращения вещества в этих составляющих диска. Одним из таких периодов может быть и 340-дневный вторичный период, выявленный (Пиил, 1997) из анализа кривой блеска Бэта Лиры. Если это так, то вещество в диске, вращаясь дифференциально и ускоренно по направлению к центру аккретора, стратифицируется при этом в квазистационарные подструктуры диска, которые прецессируют с замедлением. Возникает также вопрос о количестве таких обособленных кольцеобразных подструктур в диске.

По аналогии с катаклизмическими двойными системами (Осаки, 1985), в которых наблюдается резонанс 3:1 между вращением вещества в диске и орбитальным периодом –  $P_{rot,d} = 0.33P$ , предположим, что такая подструктура существует и внутри диска Бэта Лиры. Тогда периоды вращения вещества в трех подструктурах диска соотносятся как  $0.25P : 0.333P : 0.5P = 3 : 4 : 6$ . Заполнив этот ряд целых чисел, получим такое соотношение периодов вращения вещества уже в четырех подструктурах диска:  $3 : 4 : 5 : 6 = 0.25P : 0.333P : 0.416P : 0.5P$ . Периоды же прецессии соответствующих подструктур диска тогда равны  $564.85d$ ,  $423.68d$ ,  $339.05d$ ,  $282.425d$  и соотносятся между собой внутри октавы как  $2 : 1.666 : 1.333 : 1$ . Как видно из

периодограмм (Пиил, 1997), кроме более сильных пиков, принадлежащих 340- и 283-дневным периодам, заметен и слабый пик, который принадлежит 423-дневному периоду и соответствует более внутренней подструктуре диска. Это свидетельствует о том, что в анализируемой кривой блеска 19-летнего периода наблюдений Бэта Лиры проявлялся блеск трех внешних кольцеобразных подструктур диска. Четвертая самая внутренняя краевая подструктура диска с периодом прецессии в 564.85d, по-видимому, не проявляется отдельно в кривой блеска, а лишь в наблюдениях лучевых скоростей линий-спутников. Таким образом, в аккреционном диске могут наблюдаться четыре кольцеобразные подструктуры, динамические параметры которых пропорциональны целым числам. Отсюда следует, что перемещение вещества внутри диска в направлении к аккретору проходит при наличии четко расположенных в радиальном направлении подструктур аккреционного диска или, возможно, неких “прецессионных” волн, синхронизованных с приливной волной на поверхности донора. При этом результаты анализа кривой блеска системы Бэта Лиры (Пиил, 1997) свидетельствуют о том, что в некоторые эпохи наблюдений аккреционный диск перестраивается, проявляя более четко внутреннюю подструктуру. Традиционно это можно объяснить возмущениями эруптивного характера, вносящих наблюдаемые изменения в истечении газа от донора к аккретору. Однако такие возмущения могут быть вторичными, так как не менее важными могут оказаться долгопериодические и вековые изменения циклического характера в процессе переноса вещества между компонентами взаимодействующей системы Бэта Лиры.

## 5 Перспективные инициативы для будущих исследований Бэта Лиры

Краткое изложение результатов основных направлений нашего исследования Бэта Лиры свидетельствует о том, что система Бэта Лиры продолжает ставить интригующие вызовы ее исследователям. Как нам видится, основными в настоящее время являются такие задачи:

1. Систематическое изучение магнитного поля в системе Бэта Лиры в линиях атмосферы яркого донора на предмет детального изучения переменности поля и его связи с колебательными процессами на его поверхности.
2. Длительный мониторинг магнитного поля донора с целью изучения вопроса о реальности изменения знака полярности магнитного поля в связи с другими долгопериодическими процессами, например, прецессионным вращением диска аккретора.
3. Проведение внеатмосферных фотометрических и спектральных наблюдений высокого разрешения в далекой ультрафиолетовой области за и перед лаймановским пределом как с целью изучения переменности параметров двойной системы в целом, так и в связи с изучением структуры магнитного поля и магнитосферы донора и двойной системы в целом.
4. Детальное систематическое изучение спектральных линий высокого разрешения в видимом диапазоне спектра в связи с орбитальными и неорбитальными процессами, например, в переменности магнитного поля или прецессионном вращении аккреционного диска.
5. Систематический мониторинг блеска системы Бэта Лиры вплоть до инфракрасной области для детального исследования феномена вторичной мультипериодичности как на временах меньше, так и больше орбитального периода.

В связи со спецификой наблюдений системы Бэта Лиры (орбитальный период достаточно длителен и практически кратен 13 дням) такие задачи могут быть решены при организации наблюдений на нескольких обсерваториях, симметрично расположенных вдоль земной широты, и достаточного количества заинтересованных исследователей.

**Литература:**

- Алдусева В.Я., Коваленко В.М. // В сб. “Тесные двойные системы и их эволюция”, ред. Мартынов Д.Я. Издат. Моск. Унив. 1976. С. 195.
- Балачандран (Balachandran S., Lambert D.L., Tomkin J. et al.) // *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* 1986. V. 219. P. 479.
- Бисикало и др. (Bisikalo D.I., Harmanec P., Boyarchuk A.A. et al.) // *Astron. Astrophys.* 2000. V. 353. P. 1009.
- Блэгг (Blagg M.A.) // *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* 1928. V. 88. P. 162.
- Боярчук А.А. // *Астрон. журн.* 1959. Т. 36. С. 5.
- Бурнашев В.И., Скульский М.Ю. // *Изв. Крымск. Астрофиз. Обсерв.* 1978. Т. 58. С. 64.
- Бурнашев В.И., Скульский М.Ю. // *Письма в АЖ.* 1980. Т. 6. С. 587.
- Бурнашев В.И., Скульский М.Ю. // *Изв. Крымск. Астрофиз. Обсерв.* 1991. Т. 83. С. 108.
- Ван Хамме и др. (Van Hamme W., Wilson R.E. and Guinan E.F.) // *Astron. J.* 1995. V. 110. P. 695.
- Зюлковски (Ziolkowski J.) // *Astrophys. J.* 1976. V. 204. P. 512.
- Като (Kato S.) // *Publ. Astron. Soc. Japan.* 1974. V. 26. P. 341.
- Косовичев, Скульский (Kosovichev A.G., Skulsky M.Yu.) *Sov. Astron. Lett.* 1990. V. 16. P.103.
- Кроуфорд (Crauford Z.A.) // *Astrophys. J.* 1955. V. 121. P. 71.
- Кэртисс (Curtiss H.R.) // *Publ. Allegeny Obs.* 1912. V. 2. P. 73.
- Леоне и др. (Leone F., Plachinda S. I., Umaha G. et al.) // *Astron. Astrophys.* 2003. V. 405. P. 223.
- Маури (Maury A.) // *Harvard Col. Astron. Obs. Bull.* 1935. V. 25. P. 899.
- Осаки (Osaki Y.) // *Astron. Astrophys.* 1985. V. 144. P. 369.
- Пиил (Peel M.) // *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* 1997. V. 284. P. 148.
- Полидан (Polidan R. S.) // *Spase Sci. Rev.* 1989. V. 50. P. 89.
- Скульский М.Ю. // *Переменные звезды.* 1973. Т. 18. С. 609.
- Скульский М.Ю. // *Астрон. журн.* 1975. Т. 52. С. 510.
- Скульский М.Ю. // *Письма в АЖ.* 1982. Т. 8. С. 238.
- Скульский (Skulsky M.Yu.) // *Mittelungen KSO Tautenburg* 1990. V. 125. P. 146.
- Скульский М.Ю. // *Письма в АЖ.* 1993а. Т. 19. С. 116.
- Скульский М.Ю. // *Письма в АЖ.* 1993б. Т. 19. С. 417.
- Скульский (Skulsky M.Yu.) // *Kin. and Phys. Celestial Bodies. Suppl. Ser.* 2000. V. 3. P.425.
- Скульский (Skulsky M.Yu.) // *Odessa Astron. Publ.* 2001. V. 14. С. 227.
- Скульский М.Ю., Мальков Ю.Ф. // *Астрон. журн.* 1992. Т. 62. С. 291.
- Скульский, Плачинда (Skulsky M.Yu. and Plachinda S.I.) // *Astron. Lett.* 1993. V. 19. P. 203.
- Скульский, Плачинда (Skulsky M.Yu. and Plachinda S.I.) // In “The A-Star Puzzle” (Zverko J. Ziznovsky J., Adelman S.J. and Weiss W. W. eds.). 2005. Cambridge Univ. Press. P. 647.
- Скульский М. Ю., Топильская Г. П. // *Письма в АЖ.* 1991. Т.17. С. 619.
- Су-Шу Хуанг (Su-Shu Huang) // *Astrophys. J.* 1963. V. 138. P. 342.
- Хак и др. (Hack M., Hutchings J.B., Kondo Y. et al.) // *Astrophys. J. Suppl. Ser.* 1977. V. 34. P. 565.
- Харманец, Шольц (Harmanec P. and Scholz G.) // *Astron. Astrophys.* 1993. V. 279. P. 131.
- Харманец и др. (Harmanec P., Morand F., Bonneau D. et al.) // *Astron. Astrophys.* 1996, V. 312. P. 879.