

**ИЗВЕСТИЯ
КРЫМСКОЙ АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ
ОБСЕРВАТОРИИ**

Год основания издания – 1947

ТОМ — 98

КРЫМ — 2002

В 98 томе «Известий Крымской Астрофизической Обсерватории» представлено 17 оригинальных статей, в которых обсуждаются проблемы астрофизики. Рассмотрены также вопросы техники астрофизических наблюдений и интерпретации наблюдательных данных.

В сборнике публикуются тезисы конференции «Солнечная активность и параметры ее прогноза», которая состоялась в КрАО в июне 2002 г.

Сборник рассчитан на специалистов в области астрономии и астрофизики.

In the 98 volume of the «Izvestiya Krimskoj Astrophisicheskoy Observatorii» presents the 17 original papers discussing the problems of astrophysics. The problems of technique of astrophysics observations and the interpretation of the observational data are also considered.

The theses of a conference «The solar activity and parameters of its forecast» which was held at CrAO in June 2002 are published here.

The collection of papers is intend for specialists in astronomy and astrophysics.

Редакционная коллегия:

Академик НАНУ Н. В. Стешенко (председатель)
канд. физ.-мат. наук Н. И. Шаховская (ответственный секретарь)
доктор физ.-мат. наук Р. Е. Гершберг
доктор физ.-мат. наук В. В. Прокофьева
доктор физ.-мат. наук И. И. Проник
доктор физ.-мат. наук И. С. Саванов
доктор физ.-мат. наук Б. М. Владимирский

Рецензенты:

доктор физ.-мат. наук Д. Н. Рачковский
доктор физ.-мат. наук Т. Т. Цап

Адрес редакции:

98409 Украина, Крым, Бахчисарайский р-н, п. Научный
Крымская астрофизическая обсерватория
Тел. (380)65-54-71161
FAX (380)65-54-40704
E-mail nish@crao.crimea.ua

Оригинал-макет изготовлен в редакции журнала
Журнал зарегистрирован Государственным комитетом Украины
по делам издательства, полиграфии и распространения книги
7 февраля 1994 г., свидетельство КВ № 424

УДК 523.98

Эволюция корональных дыр на разных высотах в атмосфере Солнца.

Н.Н. Степанян, В.М. Малащук

Крымская астрофизическая обсерватория, Украина, 98409, Крым, Научный
nataly@crao.crimea.ua

Поступила в редакцию 10 мая 2002 г.

Аннотация. Проведено сравнение площадей 104 корональных дыр (КД), наблюдаемых в линиях He I λ 10830Å, Fe IX, X λ 171Å, Fe XII λ 195Å и в линии Fe XV λ 284Å. Были выделены две группы корональных дыр, отличающихся характером изменения площади с высотой. Корональные дыры первой группы являются областями с открытой магнитной конфигурацией. Для корональных дыр второй группы магнитная структура на корональном уровне содержит петельные системы, яркие точки и не может считаться полностью открытой. Изменение площади корональных дыр в сутки составляет в среднем $2 \times 10^{10} \text{ км}^2$. Для КД первой группы изменение площади распространяется снизу. Для КД второй группы картина более сложная, изменения площади на разных уровнях не связаны друг с другом. Полученные результаты важны при разработке методов прогноза солнечного ветра. Они показывают, что использование наблюдений корональных дыр только в линии He I 10830Å для прогноза недостаточно. Необходимо привлечение данных наблюдений короны. Возможно, что моделирование корональных магнитных полей по фотосферным наблюдениям позволит разработать прогностические методы без привлечения спутниковых данных.

EVOLUTION OF CORONAL HOLES AT DIFFERENT HEIGHT LEVELS OF SOLAR ATMOSPHERE, by N.N. Stepanian and V.M. Malashchuk. The comparison of the areas of 104 coronal holes observed in lines He I λ 10830Å, Fe IX, X λ 171Å, Fe XII λ 195Å and in line Fe XV λ 284Å were made. Two groups of coronal holes were chosen. Coronal holes of the first group are regions with open configuration of magnetic field. Structure of the second group of coronal holes contains loops, bright points and is not completely opened. The coronal holes area changes in average on $2 \times 10^{10} \text{ km}^2$ during a day. The changing of the areas begins from bottom for the first group of coronal holes. The changing of the areas is more complicate for the second group of coronal holes. Sometimes the variations of the areas at the various height levels are not connected one with other in the case of the second group of coronal holes. The obtained results are important for the solar wind forecast. They show that the using of the coronal observations data is necessary. It is possible that the modeling of coronal magnetic field with using the photosphere observations data permit us perform forecast's methods without using space observation data.

Ключевые слова: Солнце, корона, хромосфера, корональные дыры

Корональной дырой (КД) по наблюдениям в линии He I 10830Å называется солнечное образование, на 2 – 4% превышающее по яркости невозмущенный диск и имеющее пониженный по сравнению с ним контраст. В ультрафиолетовых и рентгеновских линиях КД имеют вид темных образований.

Магнитную конфигурацию КД принято считать открытой. Этот вывод сделан на основе двух наблюдательных фактов.

1. Сравнение КД с фотосферными фоновыми магнитными полями показало, что каждая КД находится в области фонового поля одного знака.

2. Первые наблюдения КД на космическом аппарате Skylab (Калер и др., 1983) показали, что, как правило, каждой КД, наблюдаемой в линии гелия, соответствует КД такого же размера при наблюдениях в мягком рентгене. Только некоторым КД небольшого размера, наблюдаемым в линии гелия, в рентгене нет соответствующих КД.

Дальнейшие исследования КД показали, что представление об открытой магнитной конфигурации в КД не всегда справедливо. Так, в работе Малакушенко и Степанян (1996) найдено, что изменение площади с высотой различно для разных КД. Площади КД могут достигать максимума на разных высотах. Часть КД наблюдается только на нижнем уровне и отсутствует на верхнем. Эти результаты были получены по ограниченному материалу. Те же авторы, Степанян, Малакушенко, в работе (2001) показали, что такой, казалось бы, неоспоримый факт, как расположение КД в структуре фонового магнитного поля одного знака, не подтверждается для больших высот в атмосфере Солнца. На поверхности источников (2.5 радиуса Солнца) только в 75% случаев над КД магнитное поле имеет тот же знак, что и в фотосфере. Целью настоящей работы является исследование высотной стратификации КД и ее изменений со временем.

1 Наблюдения и их обработка

Исходным материалом нам послужили изображения полного диска Солнца, полученные в нескольких спектральных диапазонах: в инфракрасной линии He I λ 10830Å (далее HeI), и в ультрафиолетовых (далее UV) линиях Fe IX, X λ 171Å (далее 171Å), Fe XII λ 195Å (далее 195Å) и Fe XV λ 284Å (далее 284Å).

Наблюдения в He I получены нами на Башенном Солнечном телескопе БСТ-2 КраО с Универсальным спектрофотометром (Степанян и др., 2001). Остальные данные получены на космическом аппарате (КА) SOHO с прибором EIT и взяты нами из архивов INTERNET для дней наблюдений на БСТ-2. Описание прибора EIT дано в сборнике Флек, Доминго, Поланд, (1995). Там же приведены температуры, характерные для этих линий.

Fe IX, X λ 171Å 1.3×10^6 K

Fe XII λ 195Å 1.6×10^6 K

Fe XV λ 284Å 2.0×10^6 K

По наблюдениям КраО в 2000 году были отобраны изображения Солнца, на которых имелись корональные дыры. С 29.02.2000 г. по 10.08.2000 г. отобрано 104 корональные дыры. Сюда входят одиночные наблюдения и серии – наблюдения одной и той же КД в течение нескольких дней. Изображения, полученные на SOHO прибором EIT, совмещались с изображениями в HeI. Для этого выполнялись следующие операции: приведение изображений к одному масштабу и пространственному разрешению ($10''$ /пиксел), совмещение изображений в разных линиях по отдельным активным областям. На рис. 1 приведены изображения Солнца в четырех линиях за один день.

Корональные дыры на изображении в линии HeI видны как светлые образования, а полученные в линиях 171Å, 195Å и 284Å – как темные. Затем была проведена проверка однородности материала SOHO по яркости. Для каждого изображения Солнца был определен максимум гистограммы распределения яркости по всему диску. На рис. 2 представлены максимумы гистограмм для всех изображений Солнца в трех линиях. Как видно на рис. 2, максимум мало меняется со временем. Это позволило нам принять значение максимума гистограммы за интенсивность невозмущенного Солнца. Для каждого преобразованного изображения проводилась нормировка – деление всех отсчетов яркости на максимум гистограммы распределения по яркости.

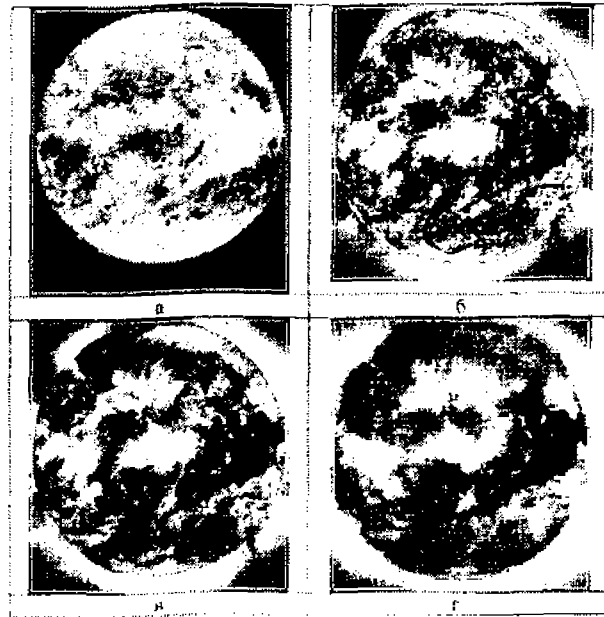


Рис. 1. Изображения Солнца в четырех спектральных линиях (а) $\text{He I} \lambda 10830\text{\AA}$, наблюдения авторов на БСТ-2 КраО, (б) $\text{Fe IX, X} \lambda 171\text{\AA}$, (в) $\text{Fe XII} \lambda 195\text{\AA}$, (г) $\text{Fe XV} \lambda 284\text{\AA}$, данные прибора EIT КА SOHO

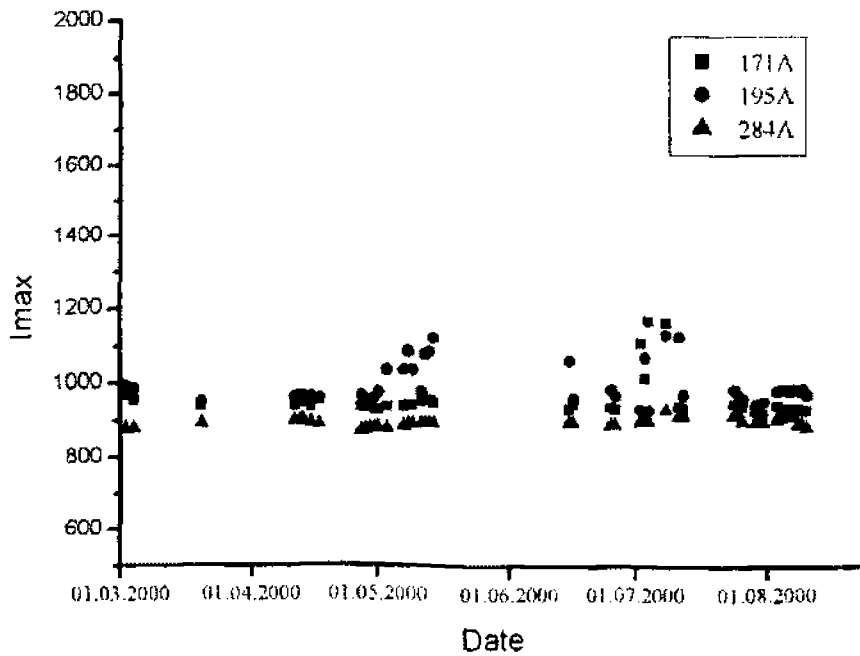


Рис. 2. Значения максимумов гистограмм распределения яркости на изображениях Солнца (I_{max}) в линиях $\text{Fe IX, X} \lambda 171\text{\AA}$, $\text{Fe XII} \lambda 195\text{\AA}$, $\text{Fe XV} \lambda 284\text{\AA}$

2 Определение площади КД

Само понятие площади КД достаточно неопределенно. Во-первых, в большинстве случаев у КД нет четких границ. И, во-вторых, в каждой КД разброс интенсивностей отдельных точек достаточно велик. Заранее неизвестно, какие интенсивности соответствуют КД, а какие – вкраплениям темных и ярких элементов. Поэтому при определении площади КД неизбежно принятие какого-то соглашения. Аналогично тому, как это было сделано в работе Маланушенко, Степанян (1996), сначала мы определили интервал значений относительных интенсивностей, характерных для КД в каждой спектральной линии. Для нормированных данных (интенсивность невозмущенного Солнца равна 1) минимальные границы таких интервалов для линий 171Å, 195Å, 284Å и максимальную границу для линии HeI принимаем за первые граничные значения интенсивностей КД I_{ch1} . За второе граничное значение интенсивности принимаем

$$I_{ch2} = 1 + 0.2(I_{ch1} - 1)$$

Чтобы унифицировать данные для всех линий, мы преобразовали все нормированные значения интенсивности (I_{old}) по формуле

$$I_{new} = 0.5 + 0.5(I_{old} - 1)/(I_{ch1} - 1)$$

При этом новое значение интенсивности невозмущенного диска будет $I_{new} = 0.5$, первое граничное значение интенсивности корональной дыры I_{ch1} преобразуется в 1, а I_{ch2} в 0.6. Таким образом, мы получаем, что для изображений во всех рассматриваемых линиях интенсивности, характерные для корональных дыр лежат в интервале 0.6 – 1.

Теперь можно сформулировать понятие площади корональной дыры. Площадь КД в некотором выделенном участке поверхности Солнца мы называем суммарную площадь элементов, имеющих интенсивность, характерную для КД. Практически, определение площади сводится к выделению прямоугольника на изображении Солнца, заведомо включающего КД на всех четырех видах изображения, и определения для каждого изображения числа пикселей с интенсивностью КД в этом прямоугольнике. Дальнейший учет размера пикселя и расстояния КД от центра Солнца позволяет получить площадь в квадратных километрах. Чтобы не загромождать графики, в качестве единицы площади мы будем использовать пиксели. Площадь одного пикселя равна $5.26 \times 10^7 \text{ км}^2$. На рис. 3 представлены результаты измерения площадей 104 КД в четырех линиях. По оси абсцисс отложены площади на изображениях в линии HeI. По оси ординат разными значками представлены площади на изображениях в линиях 171Å, 195Å и 284Å. Основные ошибки в определении площадей складываются из ошибок совмещения изображений разных типов, ошибок определения уровня невозмущенного Солнца и изменений площади КД, происходящих за время между получением изображений разных типов. При совмещении изображений, в основном, приходится сдвигать изображения друг относительно друга вдоль экватора из-за разницы во времени проведения наблюдений разных типов. При этом на краях диска возможны большие искажения. Поэтому мы проводили совмещение по активным областям, ближайшим к изучаемым КД, и не использовали КД, расположенные близко к краю. Повторная обработка показала, что личная ошибка при совмещении изображений не превышала одного пикселя. Ошибка определения уровня невозмущенного диска 1 – 2% этого уровня. Ниже будет показано, что изменение площади КД за сутки может достигать 1500 пикселей, но основная масса суточных изменений лежит в области $\pm(300 - 500)$ пикселей. Таким образом, при сравнении площадей КД по изображениям, полученным в разных линиях с интервалом в 12 часов, ошибка в определении площади может достигать 300 пикселей.

3 Различия в площадях КД на разных уровнях

Будем рассматривать наблюдения только в трех линиях: 10830, 171 и 195 Å. Наблюдения в линии 284Å неуверенные в том смысле, что КД в них плохо видны и они мало отличаются по интенсивности от других спокойных мест.

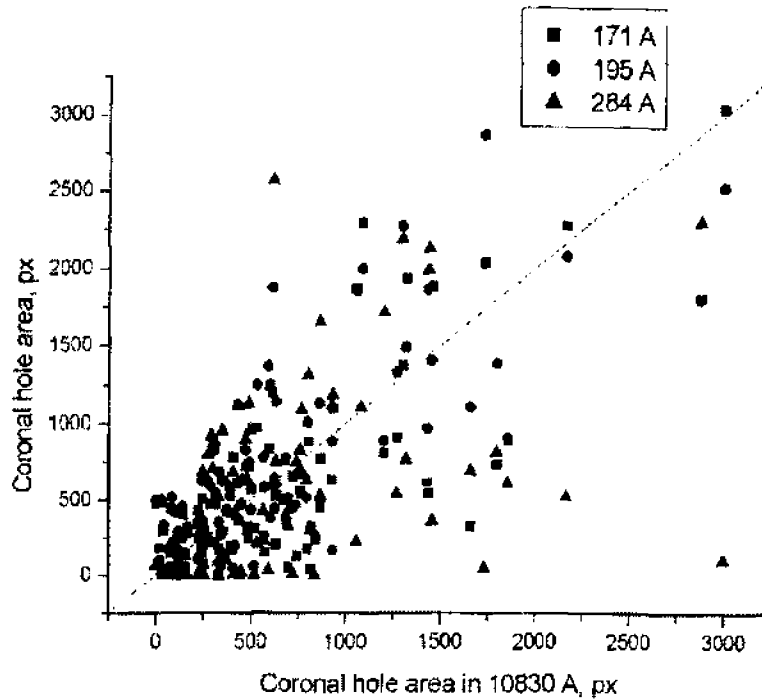


Рис. 3. Площади 104 корональных дыр

На графике рис. 3 представлены все измерения площадей КД в трех линиях. По оси абсцисс отложены площади КД, полученные по изображениям в линии 10830Å, а по оси ординат – площади тех же КД на изображениях в линии 171Å (квадраты) и в линии 195Å (треугольники). На графике можно выделить 3 области расположения точек.

1. Область, в которой во всех линиях $S > 1000$. При этом в UV-линиях площади больше или равны площади в линии HeI ($S_{UV} \geq S_{He}$). Отнесем КД этой области к первой группе.
2. Область, в которой во всех линиях $S > 1000$, но $S_{UV} \leq S_{He}$. Отнесем КД этой области ко второй группе.
3. Область малых площадей, $S < 1000$ для всех видов данных и всех линий.

Рассмотрим КД групп 1 и 2.

Большинство КД, входящих в группу 1 ($S_{UV} \geq S_{He}$), представляют собой на всех уровнях большие аморфные образования без заметных вкраплений элементов, отличающихся по яркости от элементов КД. Аморфность этих КД относительна. Практически везде видны элементы разной яркости, прослеживается супергрануляция. КД второй группы на уровне HeI во многих случаях практически не отличаются от КД первой группы. В некоторых из них можно видеть вкрапление темных точек, а в редких случаях и коротких темных петель. На более высоких уровнях, в линиях 171Å и 195Å, картина существенно меняется. На темном фоне КД видны яркие петли и точки. Если в HeI были видны петли и точки, то на верхних уровнях также видны петли, но более протяженные, чем в He. Количество ярких точек на верхних уровнях существенно больше, чем темных на нижнем уровне.

Определение средней интенсивности элементов КД первой и второй группы в каждой из трех линий (HeI, 171Å и 195Å) привело к следующим результатам, представленным в Таблице 1.

Как видно из таблицы, различия в интенсивностях малы и лежат в пределах ошибок. Аморфность и малая контрастность КД первой группы на всех рассматриваемых уровнях свидетельствует о достаточно простой и однородной магнитной структуре КД. Отсутствие волоконных структур на

Таблица 1. Средние интенсивности элементов корональных дыр первой и второй групп

Группа КД	I (HeI)	I (171 Å)	I (195 Å)
Первая группа	1.015±0.005	0.966±0.021	0.948±0.019
Вторая группа	1.020±0.005	0.973±0.009	0.973±0.009

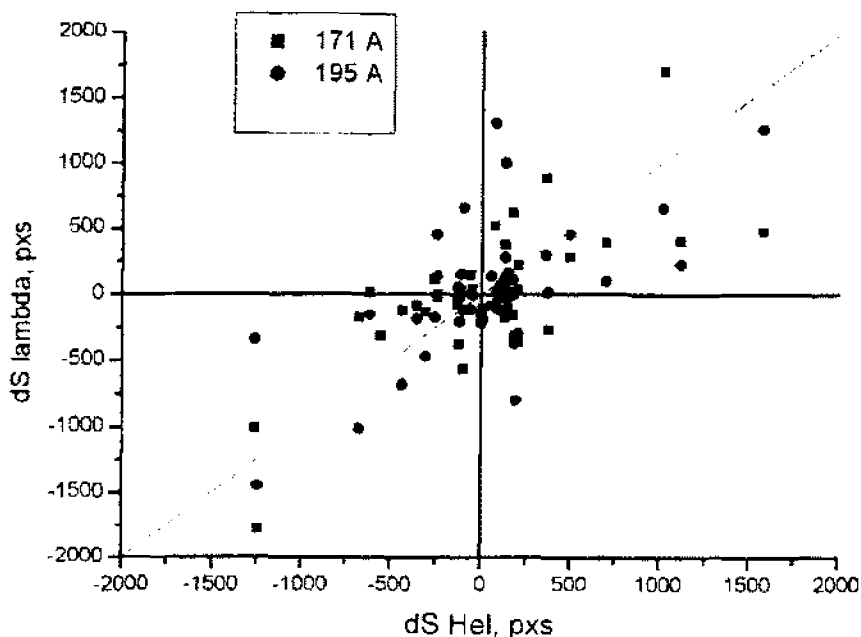


Рис. 4. Суточные изменения площади КД в линиях HeI, $\lambda 171\text{Å}$, $\lambda 195\text{Å}$

всех уровнях позволяет предполагать открытую магнитную конфигурацию в КД. На уровне верхней хромосферы (в линии HeI) вид КД 1-й и 2-й групп практически одинаков. С ростом высоты (в линиях 171Å и 195Å) в КД второй группы количество структурных элементов увеличивается, петельные системы усложняются. Это свидетельствует об усложнении структуры магнитного поля с высотой. В КД 2-й группы трудно предположить наличие открытой магнитной конфигурации. На основании сравнения КД первой и второй групп приходим к выводу, что разное изменение их площадей с высотой можно объяснить различием магнитной структуры атмосферы Солнца в области КД этих групп. Для КД первой группы характерна открытая магнитная конфигурация на всех уровнях. В КД второй группы на уровне верхней хромосферы силовые линии, в основном, вертикальны. Верхние слои КД частично закрыты корональными петельными структурами, основания которых находятся вне КД.

4 Изменение площади КД со временем

Для КД, наблюдавшихся более одного дня, мы определили изменение их площади на трех высотах в течение суток (далее “суточное изменение площади”).

На графике рис. 4 по оси абсцисс отложены суточные изменения площади КД в линии He I, а по оси ординат – суточные изменения площади тех же КД в линиях 171Å (квадраты) и 195Å

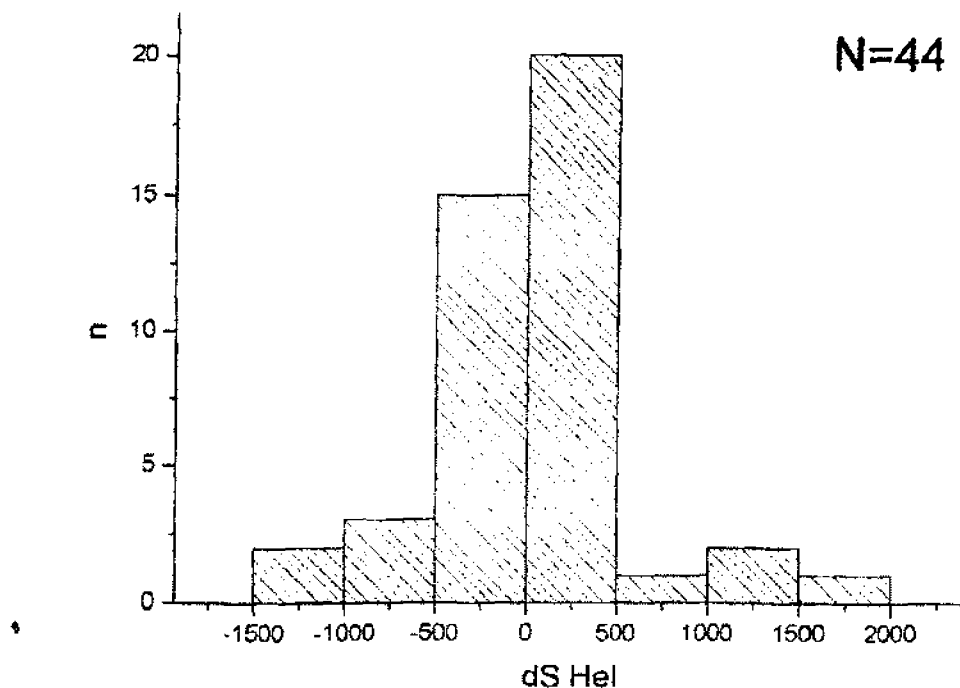


Рис. 5. Распределение суточных изменений площади по размерам в линии He I

(треугольники). Метод наименьших квадратов позволяет представить эти зависимости в виде следующих формул:

$$dS_{171} = 0.68dS_1$$

$$dS_{195} = 0.63dS_1$$

Коэффициент корреляции для этих двух пар линий составили

$$R = 0.697$$

$$R = 0.626$$

Как видно на гистограмме Рис. 5, суточные изменения площадей КД на уровне He I лежат в пределах $\pm(300 - 500)$ pxl.

На рис. 6 приведено несколько примеров изменения площади КД, наблюдавшихся более 4 дней. Как видно, характер изменений площади КД со временем на разных высотах не всегда одинаков.

Изменения площадей на разных высотах для КД первой группы происходят практически синхронно ($R > 0.62$) или с наибольшим запаздыванием на больших высотах по сравнению с уровнем наблюдения линии He I. Кросс-корреляционный анализ, проведенный для этих КД, показал запаздывание (0.5 - 1 сутки). Последнее свидетельствует о том, что источник изменения площади КД находится в нижних слоях. Анализ наблюдений показывает, что для КД первой группы изменения площади чаще всего связаны с выходом нового магнитного потока или с исчезновением имеющихся вкраплений магнитного поля.

Для КД второй группы синхронность изменения площадей наблюдается реже. Часто изменения на верхних уровнях происходят при неизменной площади КД на уровне He I. По-видимому, такие изменения можно связать с изменениями магнитного поля соседних активных областей на больших высотах, например с корональными арочными структурами, их ростом или изменением наклона.

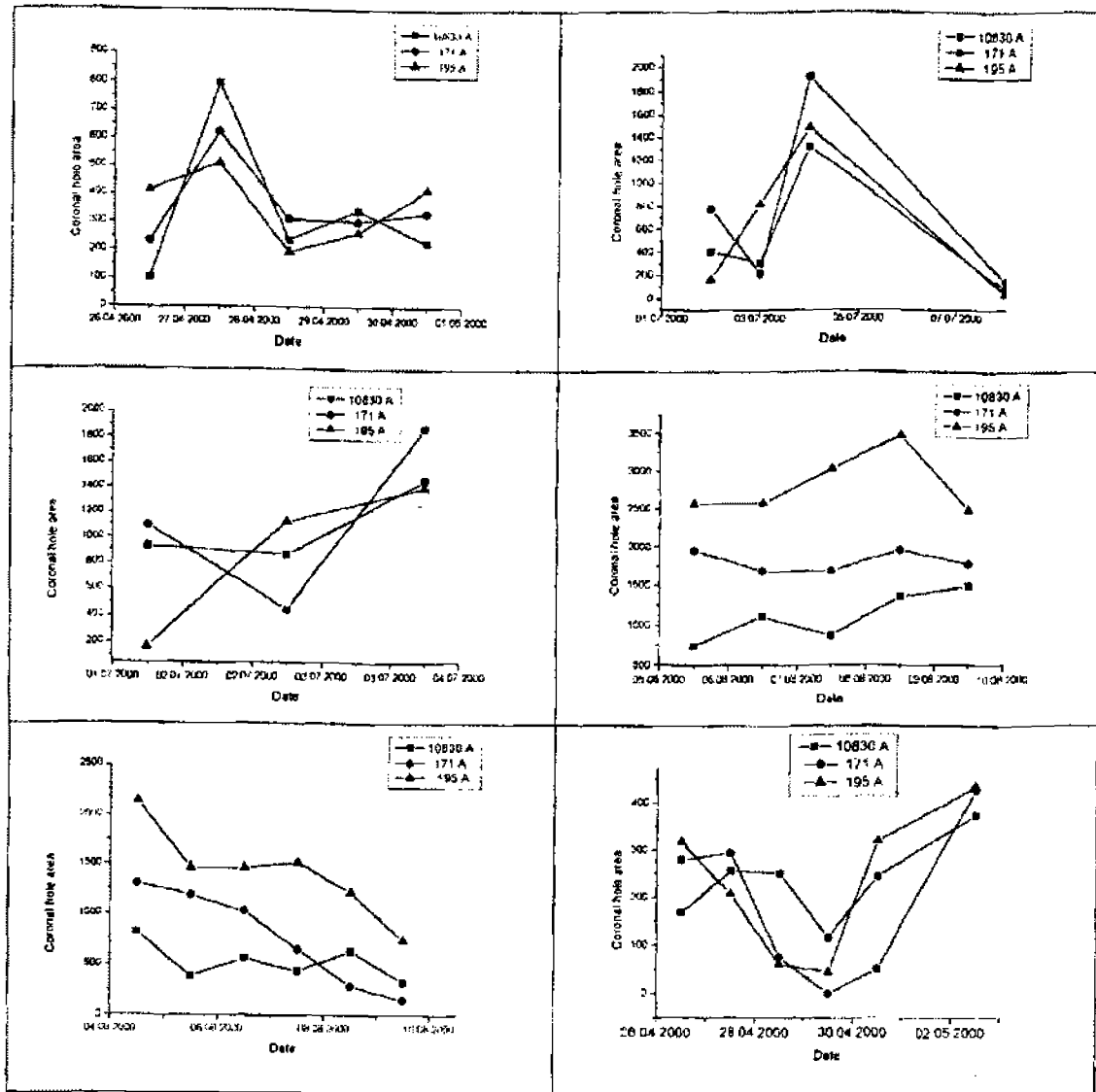


Рис. 6. Примеры изменения площади КД в линиях He I, λ 171 Å и λ 195 Å

5 Выводы

На большом наблюдательном материале были выделены две группы КД, отличающихся характером изменения площади с высотой, что можно объяснить различием магнитной структуры атмосферы Солнца в области КД этих групп. КД первой группы являются областями с открытой магнитной конфигурацией. КД второй группы содержат на верхних уровнях петельные структуры, яркие точки, и их магнитная структура не может считаться полностью открытой.

Изменение площади КД в сутки составляет в среднем 2×10^{10} км². Для КД первой группы изменение площади распространяется снизу. Для КД второй группы картина более сложная, часто

изменения площади на разных уровнях не связаны друг с другом. Это свидетельствует о том, что свечение в линии HeI не может быть полностью объяснено влиянием коронального излучения.

Полученные результаты важны при разработке методов прогноза солнечного ветра. Они показывают, что использование для прогноза наблюдений КД только в линии He I 10830Å недостаточно. Необходимо привлечение данных наблюдений короны. Возможно, что моделирование корональных магнитных полей по фотосферным наблюдениям позволит разработать прогностические методы без привлечения спутниковых данных.

Литература

- Калер, Дэвис, Харви (Kahler S.W., Davis J.M. and Harvey J.W.) // Sol. Phys. 1983. V. 87. P. 47.
- Маланушенко Е.В., Степанян Н.Н. (Malanushenko E.V., Stepanian N.N.) // Comparison of Physical Conditions in Coronal Holes on Different Heights of Solar Atmosphere. // In: Proc. Solar and Heliospheric plasma Physics. Thessaloniki, Greece. 13 – 18 May 1996.
- Степанян Н.Н., Маланушенко Е.В. // Связь корональных дыр с окружающими магнитными полями. Изв. Крымск. астрофиз. обсерв. 2001. Т. 97. в печати.
- Степанян Н.Н., Долгополова Е.В., Елизаров А.И. и др. // Солнечный Универсальный Спектрофотометр, Изв. Крымск. астрофиз. обсерв. 2001. Т. 96. С. 196.
- Флек, Доминго, Поланд (The SOHO Mission, ed. D. Fleck, V. Domingo, A.I. Poland.) // Kluwer Academic Publishers. 1995. P. 291.

УДК 523.745

О природе кроссовер-эффекта в спектрах солнечных пятен

М.Дж. Гусейнов

Крымская астрофизическая обсерватория, 98409, Украина, Крым, Научный

Поступила в редакцию 4 марта 2002 г.

Аннотация. По 12-ти поляризационным спектрограммам солнечных пятен, в которых наблюдается кроссовер-эффект, для четырех простых триплетов Зеемана (FeI $\lambda 5242.5 \text{ \AA}$, CrI $\lambda 5247.6 \text{ \AA}$, FeI $\lambda 5250.2 \text{ \AA}$ и FeI $\lambda 5253.5 \text{ \AA}$) с разными факторами Ланде g измерены величины полного расщепления $\Delta\lambda_i$ и по ним выяснены напряженности магнитных полей H_i в 37-и участках активных областей Солнца.

Характер зависимостей относительных значений полного расщепления $\bar{\alpha}_i = \Delta\lambda_i / \Delta\lambda_{5250}$ и напряженностей магнитных полей $\bar{\beta}_i = H_i / H_{5250}$ от магнитной чувствительности $g_i \lambda_i^2$ выбранных линий поглощения показывает, что обычная интерпретация кроссовер-эффекта, т.е. предположение о существовании в активных областях на Солнце тесно расположенных двух гипотетических систем, состоящих из тонкоструктурных элементов с продольными магнитными полями противоположной полярности и с достаточно большой разницей их лучевых скоростей, не подтверждается.

Делается вывод о том, что кроссовер-эффект, вполне вероятно, связан с наличием значительной поперечной составляющей магнитного поля в наблюдаемых участках активной области и влиянием инструментальной поляризации на поляризацию компонентов магнитного расщепления линий поглощения.

ON THE NATURE OF CROSS-OVER EFFECT OBSERVED IN SPECTRA OF SUNSPOTS, by *M.J. Huseynov*. The total splittings $\Delta\lambda_i$ were measured for four simple Zeeman triplets (FeI $\lambda 5242.5 \text{ \AA}$, CrI $\lambda 5247.6 \text{ \AA}$, FeI $\lambda 5250.2 \text{ \AA}$ and FeI $\lambda 5253.5 \text{ \AA}$) having different Lande factors and magnetic field strengths H_i were determined in 37 locations inside sunspots. For this aim we used 12 polarized spectrograms of sunspots which showed the presence of the cross-over effect.

It is shown that the dependence of relative total splittings $\bar{\alpha}_i = \Delta\lambda_i / \Delta\lambda_{5250}$ and relative field strengths $\bar{\beta}_i = H_i / H_{5250}$ on magnetic sensitivity $g_i \lambda_i^2$ of the spectral lines contradict to the usual interpretation of the cross-over in sunspots (i.e. to the assumption that a pair of hypothetical systems exists in solar active regions consisting of fine-structure elements with longitudinal magnetic field of opposite polarities and large difference in line-of-sight velocity).

We conclude that the cross-over effect is connected plausibly with existence of significant transverse component of the magnetic field in observed locations of active regions; partly, it can arise also due to the influence of instrumental polarization which changes polarization degree of the components of magnetic pattern of absorption lines.

Ключевые слова: магнитные поля, кроссовер-эффект, поперечное поле, инструментальная поляризация

1 Введение

В астрофизике понятие "кроссовер-эффект" впервые было введено в начале 50-х годов XX века Г. Бэбкоком. При исследовании поляризационных спектрограмм магнитных звезд, полученных с помощью анализатора круговой поляризации (пластинка в четверть волны плюс призма Волластона) он обнаружил, что в некоторых случаях полуширины магниточувствительных спектральных линий в одной поляризации значительно больше, чем в ортогональной (Бэбкок, 1951). Это неожиданное наблюдаемое явление им и было названо кроссовер-эффектом. Природу такой необычной картины Г. Бэбкок объяснял возможностью существования на поверхности наблюдаемой звезды в различных ее долготях достаточно больших участков с продольными магнитными полями противоположной полярности, которые, естественно, обладали бы разными лучевыми скоростями из-за вращения звезды. Сложение спектров таких магнитных участков в определенных условиях может привести к наблюдению кроссовер-эффекта.

Но затем появились и другие возможные объяснения природы кроссовер-эффекта в спектрах магнитных звезд. Н.М. Шаховской показал, что не исключено наблюдение картины кроссовер-эффекта в поляризационных спектрограммах в случаях, когда вектор магнитного поля звезды направлен под углом близким 90° к лучу зрения (Шаховской, 1964). Далее, Ягером и Оеткенем было выдвинуто предположение о том, что кроссовер-эффект может быть объяснен влиянием инструментальной поляризации, приводящим к изменению поляризации компонентов магнитного расщепления спектральных линий при отражениях света звезды от зеркал телескопа (Ягер, Оеткен, 1968).

Таким образом, видно, что существующие в настоящее время интерпретации природы кроссовер-эффекта в поляризационных спектрограммах магнитных звезд не являются бесспорными.

Похожая на кроссовер-эффект картина в расщеплении простых триплетов Зеемана в поляризационных спектрограммах солнечных пятен была известна наблюдателям БСТ Крымской астрофизической обсерватории. Подобный вид расщепления магниточувствительных линий поглощения они связывали с наличием поперечного магнитного поля в наблюдаемом месте активной области Солнца. Поэтому при наблюдениях магнитного поля пятен, находящихся вблизи края диска Солнца, когда магнитное поле, в основном, поперечное, с анализатора круговой поляризации снималась пластинка $\lambda/4$, т.е. наблюдения проводились только с поляроидной мозаикой. Тогда в большинстве таких случаев, как и ожидалось, все компоненты магнитного расщепления спектральной линии в фокальной плоскости камеры спектрографа становились более четкими, а точность измерения расстояний между ними заметно улучшалась (Северный, Степанов, 1956).

Наблюдение в редких случаях картины кроссовер-эффекта в спектрах солнечных пятен отмечал К. Мое (Мое, 1967). Григорьев и Кац среди многочисленных спектрограмм пятен, полученных ими в 1969 году с анализатором круговой поляризации, в двух случаях обнаружили картину кроссовер-эффекта в линии FeI $\lambda 5250.2 \text{ \AA}$. По аналогии с Г. Бэбкоком это явление они назвали "кроссовер-эффектом в спектрах солнечных пятен". Для объяснения его природы они предположили, что в активных областях на Солнце могут существовать тесно расположенные тонкоструктурные системы с продольными магнитными полями противоположной полярности и различными лучевыми скоростями. При этом разница лучевых скоростей между такими системами должна составлять значение, способное привести к взаимному сдвигу по длине волны λ соответствующих линий поглощения, возникающих в них, примерно равному величине полного магнитного расщепления наблюдаемой спектральной линии, т.е. должно выполняться условие $\Delta\lambda_{\Delta V} \approx 2\Delta\lambda_H$, где $2\Delta\lambda_H = 9.34 \cdot 10^{-13} \cdot g\lambda_0^2 H$ является расстоянием между центрами σ_+ и σ_- -компонентов. Свет от разных магнитных систем, состоящих из тонкоструктурных элементов, пройдя через анализатор круговой поляризации попадает на щель спектрографа и во время экспозиции в фокальной плоскости камеры спектрографа создается составной спектр этих систем, где и получается картина кроссовер-эффекта (Григорьев, Кац, 1970).

Эта интерпретация природы кроссовер-эффекта в спектрах солнечных пятен схематически показана на рис. 1, где предполагается, что абсолютные величины напряженностей магнитных полей в двух системах равны, т.е. $|H_1| = |H_2| = H$, а $\Delta\lambda_{\Delta V} \approx 2\Delta\lambda_H$. Тогда полное расщепление линий

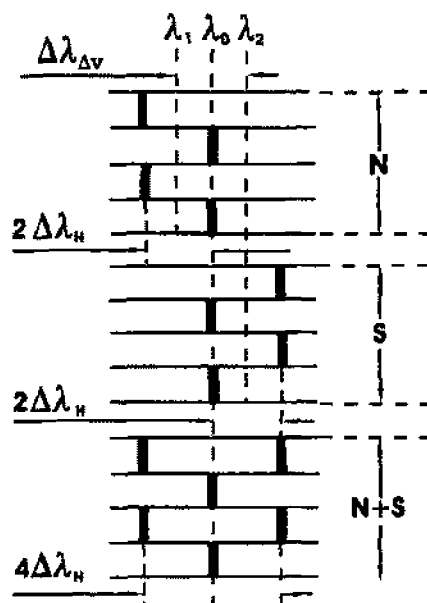


Рис. 1. Схема интерпретации картин кроссовер-эффекта как сложение спектров двух гипотетических магнитных систем с продольными полями противоположной полярности и значительной разницей лучевых скоростей ($\Delta\lambda_{\Delta V} = 2\Delta\lambda_H$) между ними

будет: $\Delta\lambda = \Delta\lambda_{\Delta V} + 2\Delta\lambda_H = 2\Delta\lambda_H + 2\Delta\lambda_H = 4\Delta\lambda_H$.

В дальнейшем исследовании природы кроссовер-эффекта в спектрах солнечных пятен занимались многие авторы (Лазарева, Могилевский, 1972; Голубев, Чистяков, 1972; Головкин, 1974; Баранов, 1975, 1978; Демкина, Обридко, 1976; Мачак, 1979). Результаты этих работ подробно обсуждаются в монографии В.Н. Обридко (1985), откуда следует, что в объяснении природы кроссовер-эффекта в спектрах пятен единого мнения нет. В основном, доминируют две совершенно разные интерпретации: 1) предположение о возможном существовании в активных областях Солнца тесно расположенных систем с продольными магнитными полями противоположной полярности и, к тому же, имеющих значительную разницу лучевых скоростей ($\Delta\lambda_{\Delta V} \approx 2\Delta\lambda_H$) между собой; 2) допущение о наличии поперечного магнитного поля (в общем случае значительной поперечной составляющей поля) в наблюдаемых участках активной области Солнца и определенного влияния инструментальной поляризации на состояния поляризации π - и σ -компонентов расщепления спектральных линий при отражении света от зеркал телескопа. Для понимания тонкой структуры магнитных полей в активных областях на Солнце установление того факта, какая из этих интерпретаций природы кроссовер-эффекта более близка к истине, является чрезвычайно важной задачей.

Для выяснения природы кроссовер-эффекта в спектрах солнечных пятен ранее нами была разработана методика, состоящая из 4-х способов, с помощью которых можно однозначно определить, какое из последних двух предположений лучше подходит к объяснению данного необычного явления (Гусейнов, 1992). Здесь мы приводим результаты исследования природы кроссовер-эффекта в спектрах солнечных пятен одним из этих способов, а именно, изучением зависимостей относительных величин полного расщепления простых триплетов Зеемана с разными факторами Лянде g , с одной стороны, и значениями напряженностей магнитных полей по этим же выбранным линиям поглощения, с другой стороны, от их магнитной чувствительности $g\lambda_0^2$.

2 Материал наблюдения. Выбор спектральных линий

Нами были выбраны поляризационные спектрограммы 12-ти солнечных пятен, снятые наблюдателями БСТ КАО летом 1957 г. с многополосным анализатором круговой поляризации, в которых наблюдаются картины типа кроссовер-эффект. Эти наблюдения проведены в оптической системе телескопа с эквивалентным фокусом $f = 35$ м в пятом порядке дифракционной решетки 600 шт/мм (обратная линейная дисперсия $D = 0.200 \text{ \AA/мм}$) в небольшом участке спектра $\lambda\lambda 5236 \text{ \AA} - 5265 \text{ \AA}$. Анализатор круговой поляризации, который ставился перед щелью спектрографа, состоял из пластинки $\lambda/4$ и многополосной поляроидной мозаики с шириной каждой полоски 0.33 мм (на изображении Солнца с диаметром $D = 32$ см это соответствует 2 секундам дуги). Таким образом, каждая спектрограмма, снятая при одной экспозиции, как бы состоит из многочисленных спектров шириной $2''$, расположенные по высоте вплотную один над другим, с чередующимися ортогональными поляризациями в соседних полосках (Северный, Степанов, 1956). На вышеуказанном участке спектра

Элемент	Длина волны $\lambda_0 \text{ \AA}$	Роуланд. интенс. I_R (фот.)	интенс. I_R^* (пятно)	Схема магнитн. расщепл.	Фактор Ланде g_i	Магн. чувствит. $g_i \lambda_i^2 \cdot 10^{10} (\text{см}^2)$
Fe I	5242.5	3	4	$\frac{(0)-1}{1}$	1.0	27.5
Cg I	5247.6	3	5	$\frac{(0)-5}{2}$	2.5	68.8
Fe I	5250.2	2	3	$\frac{(0)-3}{1}$	3.0	82.7
Fe I	5253.5	2	3	$\frac{(0)-3}{2}$	1.5	41.4

около известной магниточувствительной линии FeI $\lambda 5250.2 \text{ \AA}$ мы выбрали еще три неблендированные простые триплеты Зеемана, удобные для измерения величины их расщепления. Некоторые характеристики этих спектральных линий приведены в таблице, которые показывают, что выбор линий поглощения является достаточно удачным: во-первых, все четыре линии простые триплеты Зеемана, что дает возможность с хорошей точностью измерять расстояния между их компонентами расщепления; во-вторых, роуландовские интенсивности всех линий довольно близки друг другу, а это говорит о том, что в их глубинах образования в атмосфере пятна возможны лишь небольшие различия, которые могут привести к незначительной разнице напряженностей магнитных полей H по ним; в-третьих, т.к. температурная чувствительность линий примерно одинакова (все четыре линии поглощения слабо усиливаются в спектре ядра пятна), можно предполагать, что они возникают в одних и тех же тонкоструктурных элементах тени пятен; в-четвертых, заметное различие факторов Ланде g выбранных линий позволит изучать зависимость относительных величин полного расщепления линий и напряженностей магнитных полей в разных линиях от их магнитной чувствительности $g\lambda_0^2$, что и даст ключ к пониманию природы кроссовер-эффекта в спектрах солнечных пятен.

3 Измерение спектрограмм. Обсуждение результатов

На 37-и полосках отобранных нами 12-ти спектрограмм пятен четко видны и полностью разделены друг от друга крайние σ -компоненты картин кроссовер-эффекта во всех выбранных линиях поглощения. Для участков (мест) активных областей, соответствующих таким полоскам в спектрах, на

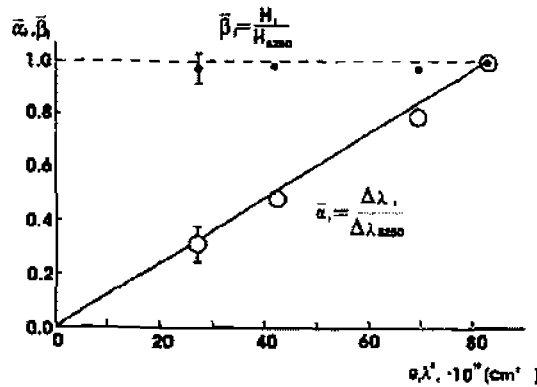


Рис. 2. Зависимости относительных величин измеренных полных расщеплений $\bar{\alpha}_i = \Delta \lambda_i / \Delta \lambda_{5250}$ (кружки) и напряженностей магнитных полей $\bar{\beta}_i = H_i / H_{5250}$ (точки) разных спектральных линий от их магнитной чувствительности $g_i \lambda_i^2$

микроскопе МИР-12 для 4-х спектральных линий были измерены линейные расстояния Δl между центрами длинно- и коротковолновых составляющих расщепления в сотых долях миллиметра (1 деление шкалы МИР-12 равно 0.01 мм в спектрах соответствует 0.002 Å). Для каждой полоски (одного места на пятне размером в 2'') измерения расстояний Δl повторялись пять раз и находились их среднеарифметические значения $\bar{\Delta l}$, которые затем выражались в ангстремах. В дальнейшем эти величины, обозначаемые $\Delta \lambda$, мы будем называть полным расщеплением измеряемых линий. Здесь уместно отметить, что среднеквадратические ошибки измерений $\Delta \lambda$ небольшие и в пересчете на напряженность магнитного поля H для линий поглощения FeI $\lambda 5250.2$ Å, CrI $\lambda 5247.6$ Å, FeI $\lambda 5253.5$ Å и FeI $\lambda 5242.5$ Å они соответственно составляют 25, 40, 50 и 70 Гс.

Для выяснения природы кроссовер-эффекта в наблюдаемых участках активных областей по известным значениям полного расщепления линий поглощения $\Delta \lambda$ нами были вычислены относительные величины полного расщепления выбранных спектральных линий $\alpha_i = \Delta \lambda_i / \Delta \lambda_{5250}$, где $\Delta \lambda_i$ полное расщепление исследуемой линии поглощения, а $\Delta \lambda_{5250}$ — та же величина для FeI $\lambda 5250.2$ Å. Оказалось, что для одной и той же спектральной линии значения α_i для всех 37-и мест очень близки (вернее, для разных мест различия α_i незначительны). Тогда мы для каждой линии определили среднеарифметическое значение $\bar{\alpha}_i$ для всех 37-и участков и построили их зависимость от магнитной чувствительности фраунгоферовых линий $g_i \lambda_i^2$ (рис. 2, кружки).

Как видно из этого рисунка, относительные величины полного расщепления линий поглощения ложатся на прямую, которая проходит через начало координат. Это прямо указывает на то, что в равенстве $\Delta \lambda = \Delta \lambda_{\Delta V} + 2\Delta \lambda_H$ слагаемое, обусловленное разницей лучевых скоростей между предполагаемыми магнитными системами, $\Delta \lambda_{\Delta V} = 0$. Следовательно, и разниця лучевых скоростей равна нулю, т.е. $\Delta V = V_1 - V_2 = 0$, откуда $V_1 = V_2$. Таким образом, становится очевидным, что для наблюдаемых участков одно из важных условий объяснения картин кроссовер-эффекта, а именно, существование гипотетических тонкоструктурных магнитных систем с достаточно различными лучевыми скоростями, не выполняется. Далее при условии $\Delta \lambda_{\Delta V} = 0$ мы найдем, что $\Delta \lambda = 2\Delta \lambda_H$. А это означает, что величины полного расщепления линий поглощения для наблюдаемых участков обусловлены только их магнитным расщеплением. Правомерность такого утверждения можно проверить и другим путем. Считая, что для наблюдаемых случаев в действительности $\Delta \lambda_{\Delta V} = 0$, по уже известным нам значениям $\Delta \lambda_i$ мы определяли как значения напряженностей магнитных полей H_i по отдельным линиям поглощения, так и их относительные величины $\beta_i = H_i / H_{5250}$, где H_i значение напряженности магнитного поля в одной из выбранных линий, а H_{5250} — в линии FeI $\lambda 5250.2$ Å. Все значения β_i по каждой из измеренных линий для любого из 37-и мест, оказались очень близкими к единице. Это означает, что каждый раз для одного и того же участка в пятне напряженности магнитных полей по всем четырем линиям поглощения примерно одинаковы. Это

дает нам право определять среднеарифметические значения относительных напряженностей полей для всех 37-и мест $\bar{\beta}_i$, где измерялись полное расщепление спектральных линий, что и было сделано нами. На рис.2 построена зависимость величин $\bar{\beta}_i$ от магнитной чувствительности линий поглощения $g_i \lambda_i^2$, где хорошо видно, что значения $\bar{\beta}_i$ для всех наблюдаемых случаев постоянны и равны единице, т.е. $\bar{\beta}_i = const \approx 1.0$. Некоторые незначительные отклонения величин $\bar{\beta}_i$ от единицы, по-видимому, связаны с возможными небольшими различиями глубин образования отдельных линий поглощения. Например, из таблицы характеристик выбранных спектральных линий видно, что роуландовские интенсивности линий FeI $\lambda 5242.5 \text{ \AA}$ и CrI $\lambda 5247.6 \text{ \AA}$ в спектре пятен несколько больше, чем линии сравнения FeI $\lambda 5250.2 \text{ \AA}$. Поэтому, вполне возможно, что первые две линии возникают в несколько более высоких слоях атмосферы пятна, чем последняя. Тогда можно ожидать, что и напряженности магнитных полей, измеренные по этим линиям, могут немного отличаться друг от друга в соответствии с различиями в их глубинах образования и градиентами напряженности магнитного поля по высоте. Следовательно, можно считать, что значения $\bar{\beta}_i$ на самом деле не зависят от $g_i \lambda_i^2$. Это означает, что величины полного расщепления $\Delta \lambda_i$ исследуемых спектральных линий обусловлены только их магнитным расщеплением, а значение $\Delta \lambda_{\Delta V}$, в действительности, равно нулю. Тогда, естественно, и разница лучевых скоростей $\Delta V = V_1 - V_2 = 0$. Все это говорит о том, что в данных случаях не может быть и речи о возможном существовании в активных областях на Солнце тесно расположенных тонкоструктурных магнитных систем со значительными различиями лучевых скоростей.

Наконец, приведем еще один наблюдательный факт, который указывает на наличие поперечного магнитного поля в исследованных нами участках активных областей Солнца. Допустим, что в местах, где наблюдается кроссовер-эффект, существуют тонкоструктурные магнитные системы с продольными магнитными полями равной величины, но противоположной полярности. Предположим, что доплеровские скорости этих систем отличаются между собой значительно, например, разница скоростей $V_1 - V_2 = \Delta V$ такая, что для линии поглощения FeI $\lambda 5250.2 \text{ \AA}$ с фактором Лаанде $g=3$ выполняется условие $\Delta \lambda_{\Delta V} \approx 2 \Delta \lambda_{H(5250)}$. Тогда эта линия в поляризационной спектрограмме должна показывать картину кроссовер-эффекта типа А, другими словами, схему, схожую магнитному расщеплению простого триплета Зеемана в поперечном магнитном поле: в спектре одной поляризации видны два компонента, а в ортогональной только один компонент (см. рис.1). Но в других простых триплетах с меньшими множителями g , чем у линии FeI $\lambda 5250.2 \text{ \AA}$, картины расщепления должны выглядеть иначе: в обеих поляризациях должны быть видны по два компонента. Однако в спектрах ортогональных поляризаций расстояния между компонентами будут разными: в одной поляризации полное расщепление каждой линии будет определяться как обычно при кроссовер-эффекте $\Delta \lambda_i = 2 \Delta \lambda_{H(5250)} + 2 \Delta \lambda_{H_i}$, а в ортогональной расстояние между компонентами будет $\Delta \lambda_i = 2 \Delta \lambda_{H(5250)} - 2 \Delta \lambda_{H_i}$, т.е. в этой поляризации полное расщепление $\Delta \lambda_i$ будет меньше. Величина разности $\Delta \lambda_i$ для каждой линии в разных поляризациях зависит от того, на сколько отличается магнитная чувствительность $g_i \lambda_i^2$ данной линии поглощения от такового для FeI $\lambda 5250.2 \text{ \AA}$. Однако на наших спектрограммах такого эффекта не видно, все выбранные линии показывают один и тот же вид расщепления: в спектре одной поляризации присутствуют два компонента, а в ортогональной — один компонент. Таким образом, предположение о существовании двух магнитных систем для объяснения природы кроссовер-эффекта не подтверждается. Наблюдаемая картина расщепления разных спектральных линий, скорее всего, указывает на наличие поперечного магнитного поля в исследованных участках активных областей на Солнце. Здесь уместно отметить, что Лазарева и Могилевский (1972), Баранов (1975, 1978), Мачак (1979) в отличие Григорьева и Каца (1970), Головки (1974) кроссовер-эффект в спектрах пятен объясняют присутствием поперечного магнитного поля в наблюдаемых местах активной области на Солнце и возможным сдвигом фазы поляризации π - и σ -компонентов зеемановского расщепления линий поглощения при отражениях света от зеркал телескопа. Более того, ранее нами было показано, что наблюдения Григорьева и Каца (1970) кроссовер-эффекта в полутени пятен, скорее всего, объясняются наличием значительной поперечной составляющей магнитного поля в наблюдаемых участках пятен (Гусейнов, 1992).

Кроссовер-эффект в поляризационных спектрограммах солнечных пятен подробно изучен Демкиной и Обридко (1976), которые выделяют два типа картин этого явления (типы А и В), отли-

чающиеся разными интенсивностями π - и σ -компонентов в ортогональных поляризациях. К обобщенному кроссовер-эффекту типа А относятся случаи, когда в обеих поляризациях наблюдается π -компонент, но в одной из них он намного сильнее. В спектре где π -компонент слабее, σ -компоненты, наоборот, значительно интенсивнее, чем в ортогональной поляризации. К типу В отнесены случаи, когда в одной поляризации хорошо видны π -компонент и один из σ -компонентов, а в спектре другой поляризации только σ -компонент ортогональной поляризации (Обридко, 1985). По-видимому, все типы кроссовер-эффекта обусловлены различиями углов γ между направлением силовых линий магнитного поля и лучом зрения, азимутов поля χ , а так же возможным влиянием инструментальной поляризации при отражениях света от металлических покрытий зеркал, так как от этих факторов зависит ориентация направлений поляризации компонентов зеемановского расщепления относительно кристаллических осей $\lambda/4$ пластинки, что и определяет интенсивность того или иного компонента в спектрах ортогональной поляризации. Для простоты мы здесь исследуем случаи типа А, как наиболее часто встречающиеся картины кроссовер-эффекта. Интересно отметить, что Демкина и Обридко природу кроссовер-эффекта типа А пытались объяснить более сложным механизмом, чем другие исследователи. Они предполагают наличие в полутени пятна трехкомпонентной структуры: стационарного магнитного поля, близкого к поперечному, и еще двух магнитных систем с более слабыми продольными полями разной полярности, движущихся относительно стационарного поля с равными скоростями, но во взаимно противоположных направлениях. Их альтернативным объяснением природы этого типа кроссовер-эффекта является предположение о возможных быстрых поперечных колебаниях силовых линий магнитного поля в полутени (Демкина, Обридко, 1976). Однако затем Обридко отмечает, что такие колебания в пятнах пока никак не обнаружены. Кроме того, интерпретацию кроссовер-эффекта типа А предположением о наличии в полутени пятен двух систем магнитных полей разной полярности и движущихся в противоположных направлениях со значительной разницей лучевых скоростей он считает неоспорным. По его мнению, существование в сложных пятнах участков с относительными скоростями 1–3 км/с кажется вполне вероятным, однако, то, что при этом они должны иметь взаимно противоположную полярность магнитного поля, несколько сомнительно (Обридко, 1985). Более того, наши результаты, полученные здесь, однозначно показывают вообще несостоятельность интерпретации кроссовер-эффекта в спектрах пятен предположением о существовании в активных областях на Солнце систем с продольными магнитными полями обратной полярности и со значительной разницей их лучевых скоростей. Не лишне напомнить о том, что ни для одного места из 37-и исследованных нами, где наблюдается кроссовер-эффект, как было показано выше, не выполняется условие $\Delta\lambda_{\Delta V} \approx 2\Delta\lambda_H$, а наоборот, во всех случаях $\Delta\lambda_{\Delta V} = 0$, т.е. $\Delta V = V_1 - V_2 = 0$. И, совершенно естественно, что измеренные напряженности магнитных полей в этих участках находятся в пределах обычно наблюдаемых значений магнитных полей пятен, а аномально больших величин напряженностей, ожидаемых при условии выполнения $\Delta\lambda_{\Delta V} \approx 2\Delta\lambda_H$, нет. Следовательно, становится очевидным, что нужно отказаться от гипотезы о возможном существовании в активных областях Солнца тонкоструктурных магнитных систем с продольными полями противоположной полярности, между которыми разница лучевых скоростей составляла бы значительную величину (2–3 км/с).

Учитывая все вышеизложенное, нам кажется, что наиболее подходящим объяснением природы кроссовер-эффекта в спектрах может служить предположение о наличии в подобных наблюдаемых участках активных областей Солнца поперечного магнитного поля (в общем случае поля со значительной поперечной составляющей) и возможным влиянием инструментальной поляризации. Это предположение, во-первых, непосредственно обеспечивает наличие в спектре одновременно как обоих крайних компонентов, так и центрального компонента магнитного расщепления простого триплета Зеемана, избегая совершенно искусственной гипотезы о существовании 2-х магнитных систем противоположной полярности, что чрезвычайно важно; во-вторых, отпадает необходимость требования о выполнении условия $\Delta\lambda_{\Delta V} \approx 2\Delta\lambda_H$, когда, естественно, измеренные величины полного расщепления линий поглощения будут соответствовать обычно наблюдаемым значениям напряженностей магнитных полей пятен, т.к. они будут определены только магнитным расщеплением спектральной линии по известной формуле $\Delta\lambda = 2\Delta\lambda_H = 9.34 \cdot 10^{-13} g \lambda^2 H$ (из-за того, что слагаемое $\Delta\lambda_{\Delta V} = 0$).

Единственным осложнением здесь является то, что в поперечном магнитном поле, как известно, и π -, и σ -компоненты имеют плоскопараллельную поляризацию. Поэтому пройдя через анализатор круговой поляризации они должны были бы создавать такую картину, где в спектрах обоих поляризаций присутствовали бы все три компонента зеемановского триплета. А на самом деле картина кроссовер-эффекта типа А такая, которая при наблюдении с анализатором круговой поляризации могла бы получиться, если бы π - и σ -компоненты имели бы не линейную, а круговую поляризацию, что противоречило бы законам атомной физики о поляризации компонентов расщепления спектральных линий в поперечном магнитном поле. По нашему мнению, возможны два варианта разрешения этого противоречия. Во-первых, как было показано Н.М. Шаховским, кроссовер-эффект в спектрах магнитных звезд может быть объяснен тем, что во время наблюдения магнитное поле звезды, вероятно, было направлено примерно под углом 90° к лучу зрения, т.е. имелась значительная поперечная составляющая магнитного поля. Как известно, при поперечном магнитном поле π -компонент зеемановского расщепления линии поляризован параллельно, а σ -компоненты – поперек направлению силовых линий поля. Проходя через пластинку в четверть волны, в общем случае, они становятся эллиптически поляризованными. При этом степень эллиптичности зависит от ориентации плоскости поляризации компонентов расщепления относительно кристаллических осей $\lambda/4$ пластинки; в определенных случаях поляризация π - и σ -компонентов может превратиться в круговую, а в других – останется, по-прежнему, линейной. В случаях, когда магнитное поле звезды не является полностью поперечным, степень эллиптичности π - и σ -компонентов спектральных линий будет различной; после прохождения через двупреломляющий кристалл в спектре одной поляризации σ -компоненты могут быть усилены по сравнению с π -компонентом, а в ортогональной поляризации – наоборот, что и приведет к кроссовер-эффекту (Шаховской, 1964). Очевидно, что при наблюдениях с линзовым телескопом аналогичное объяснение, по-видимому, вполне подходило бы и к случаям кроссовер-эффекта в спектрах отдельных участков активных областей Солнца в предположении о наличии в них поперечного магнитного поля, что встречается не так редко. Во-вторых, как было отмечено выше, многие исследователи считают, что при наблюдениях с зеркальным телескопом неоднократное отражение света от металлических покрытий зеркал приводит к сдвигу фазы поляризации π - и σ -компонентов расщепления, т.е. телескоп работает как фазовая пластинка (Ягер, Оеткен, 1968; Назарева, Могилевский, 1972; Баранов, 1975, 1978; Мачак, 1979). Поэтому если допустить существование поперечного магнитного поля в наблюдаемых местах активной области Солнца, в спектрах которых видны картины кроссовер-эффекта, то линейная поляризация π - и σ -компонентов линий поглощения после отражения от зеркал телескопа может превратиться в круговую в случаях сдвига фазы поляризации, соответствующем таковому при прохождении света через фазовую пластинку в $\lambda/4$ (в общем случае поляризация компонентов может превратиться в эллиптическую, если сдвиг фазы при отражениях света несколько отличается от $\pi/2$). Затем свет, пройдя через анализатор круговой поляризации и оптическую систему спектрографа, в фокальной плоскости камеры, т.е. в спектре, создаст картину кроссовер-эффекта (схематически все это показано на рис. 3). Относительные интенсивности центрального и крайних компонентов магнитного расщепления простого триплета Зесмана в наблюдаемом спектре, другими словами, образующиеся типы кроссовер-эффекта, как было отмечено выше, будут зависеть от ориентации плоскостей поляризаций π - и σ -компонентов (с учетом возможного влияния инструментальной поляризации при отражениях света от металлических покрытий зеркал) относительно кристаллических осей $\lambda/4$ пластинки.

Итак, как следует из вышеизложенного, в последних двух вариантах объяснения природы кроссовер-эффекта общим и главным условием является наличие в соответствующих местах активной области Солнца поперечного магнитного поля (в общем случае значительной поперечной составляющей его). А что касается процесса изменений состояния поляризаций π - и σ -компонентов зеемановского расщепления линий поглощения при наблюдении поляризационных спектров пятен или других отдельных участков активной области Солнца с помощью рефлектора, кроме основного поляризационного прибора-анализатора круговой поляризации, по-видимому, не малую роль играет возможный сдвиг фазы поляризаций при отражениях света от металлических покрытий зеркал телескопа и дифракционной решетки спектрографа. Этот последний процесс, как и другие ис-

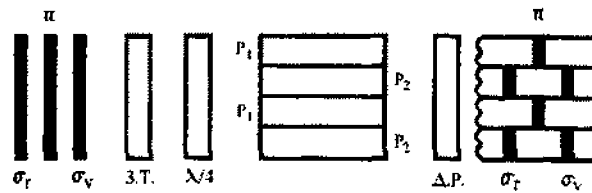


Рис. 3. Схема наиболее вероятной интерпретации природы кроссовер-эффекта в спектрах солнечных образований в предположении о наличии поперечного магнитного поля в наблюдаемом участке активной области и возможном влиянии инструментальной поляризации

следователи, мы коротко назовем “влиянием инструментальной поляризации”. Согласно подробным исследованиям Платонова и Чистякова влияние инструментальной поляризации существенно при углах падения света на отражающие поверхности зеркал телескопа $\theta > 45^\circ$, оно максимально при $\theta \approx 75^\circ$, мало при $\theta < 45^\circ$ (Платонов, Чистяков, 1981). Наконец, необходимо отметить, что в создании картин кроссовер-эффекта в спектрах солнечных образований, по-видимому, может участвовать вышеупомянутый механизм, предложенный Н.М. Шаховским для объяснения кроссовер-эффекта в спектрах магнитных звезд (Шаховской, 1964).

4 Заключение

Учитывая все вышеизложенное можно заключить, что:

1) интерпретация природы кроссовер-эффекта в спектрах отдельных участков активных областей Солнца как сложение спектров двух гипотетических систем с тонкоструктурными продольными магнитными полями противоположной полярности и значительным различием лучевых скоростей между ними не подтверждается;

2) кроссовер-эффект в спектрах солнечных образований вполне удовлетворительно объясняется предположением о наличии поперечного магнитного поля (в общем случае значительного поперечного составляющего его) в наблюдаемых местах активной области Солнца и возможного влияния инструментальной поляризации на состояние поляризаций π - и σ -компонентов зеемановского расщепления линий поглощения при отражениях света от металлических покрытий зеркал телескопа.

Благодарности. Выражаю глубокую благодарность Н.Н. Степанян и А.Н. Бабину за замечания и ценные советы, Н.М. Шаховскому за обсуждение вопроса о влиянии инструментальной поляризации, В.А. Котову и Т.М. Стрельник за большую помощь при оформлении статьи.

Литература

- Баранов А.В. // Солн. данные. 1975. N 5. С. 77.
 Баранов А.В. // Динамические процессы на Солнце. С. 97. Владивосток, 1978.
 Бэбкок (Babcock H.W.) // Astrophys.J. 1951. V. 114. P. 1.
 Григорьев В.М., Кац И.М. // Исслед. по геомагнетизму, аэрономии и физике Солнца. 1970. Вып. 15. С. 37.
 Головки А.А. // там же. 1974. Вып. 31. С. 24.
 Голубев В.А., Чистяков В.Ф. // Астрон.Циркуляр. 1972. N. 670. С. 1.
 Гусейнов М.Дж. // Изв.Крымск.астрофиз.обсерв. 1992. Т. 84. С. 152.
 Демкина Л.В., Обридко В.Н. // Физика солнечных пятен. Труды VIII консультативного совещания Академии наук соц. стран по физике Солнца. М.: Наука, 1976. С. 58.
 Лазарева Л.Ф., Могилевский Э.И. // Солн. данные. 1972. N. 2. С. 97.

- Мачак (Macak P.) // Bull.Astron.Inst.Czech. 1979. V. 30. N. 3. С. 174.
- Мое (Kjeldseeth Moe O.) // In: Structure and Development of Solar Active Regions. IAU Symp. 1967. N 35. P.202.
- Обридко В.Н. // Солнечные пятна и комплексы активности. М.: Наука, 1985.
- Платонов М.Ю. и Чистяков В.Ф. // Магнитные поля и движение активных образований на Солнце. С. 145. Владивосток. ДВНЦ АН СССР, 1981.
- Северный А.Б., Степанов В.Е. // Изв.Крымск.астрофиз.обсерв. 1956. Т. 16. С. 3.
- Шаховской Н.М. // Проблемы магнитной гидродинамики и космической газодинамики. Вопросы космогонии. М.: Наука, 1964. Т. 10. С. 18.
- Ягер и Оеткен (Jager F.M., Oetken L.) // Publ. Astrophys. Obs. Potsdam. 1968. V. 31. P. 5.

УДК 523.98

Тепловые и нетепловые процессы и особенности выделения энергии во вспышке 15 июня 1991 г.

А.Н. Бабин, А.Н. Коваль

Крымская астрофизическая обсерватория, 98409, Украина, Крым, Научный

Поступила в редакцию 10 мая 2002 г.

Аннотация. На основании анализа H_{α} спектральных и монохроматических наблюдений и их сравнения с 2.85 GHz микроволновым радиоизлучением исследуется роль тепловых и нетепловых процессов и временные и пространственные особенности выделения энергии во вспышке балла 3B/X12 15 июня 1991 года. Исследуется предвспышечная, импульсная и постепенная фаза вспышки. Получены следующие результаты. 1) Предвспышечный нагрев хромосферы начался примерно за час до начала импульсного выделения энергии. 2) Два основных всплеска выделения энергии, импульсный и постепенный, произошли в пространственно разнесенных местах активной области. 3) В узле, давшем яркую эмиссию в белом свете, наблюдаемые H_{α} профили во время максимума импульсной фазы показывают особенности, характерные для нагрева хромосферы пучком нетепловых электронов и образования движущейся вниз хромосферной конденсации. Мощность потока нетепловых электронов с энергиями свыше 20 keV превосходила 10^{11} эрг/см² с. В двух других импульсных узлах спектральные особенности H_{α} профилей согласуются с моделью нагрева верхней хромосферы потоком теплопроводности из области усиленного давления в короне (около 10^3 дин/см²). 4) Постепенное усиление в микроволновом излучении связано с возгоранием новых вспышечных узлов. Анализ морфологии и временной эволюции пространственно разрешенных вспышечных узелков и их сравнение с микроволновым излучением показали, что выделение энергии и ускорение частиц имели место и на поздней стадии вспышки. Несколько магнитных структур было вовлечено во вспышечный процесс. В некоторых вспышечных узелках наблюдалось более одного эпизода выделения энергии. 5) Нагрев хромосферы в постепенной фазе осуществлялся пучком нетепловых электронов и теплопроводностью. Относительная роль этих процессов в нагреве хромосферы изменялась с развитием вспышки.

THERMAL AND NONTHERMAL PROCESSES AND SOME PECULIARITIES OF ENERGY RELEASE DURING THE FLARE OF 15 JUNE 1991, by A.N. Babin and A.N. Koval. Using spectral and monochromatic H_{α} observations and comparing them with 2.85 GHz microwave data we investigate the temporal and spatial peculiarities of the energy release during the 1991 June 15 3B/X12 solar flare and the mechanisms of energy transport from the flaring corona to the chromosphere. We consider the preflare, impulsive and gradual phase of the flare. The study led us to the following results. 1) The preflare heating of the chromosphere began for about an hour before the impulsive energy release starts. 2) Two main phases of energy release, impulsive and prolonged, occurred in spatially different sites of active region. 3) The observed impulsive H_{α} line profiles in the white light flare kernel showed some peculiarities which are compatible with the chromospheric heating by the beam of nonthermal electrons and the formation of downwards moving chromospheric condensation. The flux of nonthermal electrons above 20 keV was estimated to be more than 10^{11} ergs/cm²s. The spectral signatures of H_{α} profiles for the two other impulsive kernels are in accordance with the model of predominant heating of the upper chromo-

sphere by thermal conduction front from the region of enhanced coronal pressure (about 10^3 dyn/cm^2). 4) The gradual enhancement in microwave was associated with the flaring of new H_α knots. The study of morphology and temporal evolution of spatially resolved H_α emission kernels and the comparison with microwave suggests that energy release and particle acceleration took place during the late phase of the flare as well. Several magnetic structures were involved in the flaring process. Some flare kernels exhibit more than one episode of energy release. 5) During gradual phase the chromospheric heating was carried out by beam of non-thermal electrons and heat conduction from a hot corona. The relative importance of each mechanism changed during the course of the flare.

Ключевые слова: Солнце, вспышки, механизмы нагрева хромосферы

1 Введение

В настоящее время общепринята точка зрения, согласно которой вспышки являются результатом очень быстрой реализации свободной магнитной энергии в короне в верхушке магнитной петли. Согласно расчетам теоретиков место первичного выделения энергии представляет собой область очень малого размера, существенно меньше нынешнего разрешения телескопов. Поэтому наблюдательные подтверждения той или иной теории являются косвенными. Реализуемая в короне энергия идет на ускорение электронов и ионов до высоких энергий, а также на прямой нагрев и движение плазмы. Она переносится к другим областям вспышечной атмосферы ускоренными заряженными частицами, теплопроводностью, радиативным переносом и гидродинамическими движениями. Нетепловые электроны, распространяясь вдоль магнитных силовых линий к основанию магнитной петли, при проникновении в нижнюю корону и верхнюю хромосферу производят гиросинхротронное микроволновое излучение и магнитотормозное жесткое рентгеновское излучение (НХР), а также излучение в оптическом диапазоне вследствие различного вида взаимодействия с веществом солнечной атмосферы, и достигают верхней хромосферы менее чем за 1 секунду. Фронт теплопроводности движется вдоль петли со скоростью 100 – 1000 км/сек, и излучение в линии H_α начинается, когда фронт достигнет хромосферы, с запаздыванием 10 – 20 секунд относительно микроволнового всплеска и НХР (Кунду, Вудгейт, 1989; Браун, 1971, 1976; Браун и др., 1979; Калер, 1975). Свидетельства об ускорении ионов и релятивистских электронов в солнечных вспышках получают, в основном, из наблюдений гамма-линий и непрерывного гамма-излучения.

Изучение морфологии, временного изменения излучения вспышки в линии H_α и сравнение с излучением в жестком рентгене и микроволновом диапазоне дает возможность определить механизмы переноса энергии из короны в хромосферу, оценить относительную роль тепловых и нетепловых процессов и тем самым получить сведения о природе первичного источника выделения энергии, так как в случае действия разных механизмов относительная роль тепловых, нетепловых и гидродинамических процессов различна. Спектральные H_α наблюдения позволяют получить некоторые количественные оценки энергетики вспышечной плазмы. Наблюдения с высоким пространственным и временным разрешением позволяют также ответить на вопрос: является ли выделение энергии однократным и происходит в одной магнитной петле, или многократным и в разных магнитных петлях.

На основании анализа H_α спектральных и монохроматических наблюдений и их сравнения с микроволновым излучением мы исследуем роль тепловых и нетепловых процессов, а также временные и пространственные особенности выделения энергии во вспышке 15 июня 1991 г.

2 Наблюдения

Вспышка 15 июня 1991 г. (оптической балл 3В, рентгеновский X12) произошла в активной области NOAA 6659, когда она находилась вблизи западного лимба. Координаты вспышки N33 W69. Согласно Solar Geophysical Data вспышка началась в 8:10 UT и достигла максимума в 8:20 UT. По

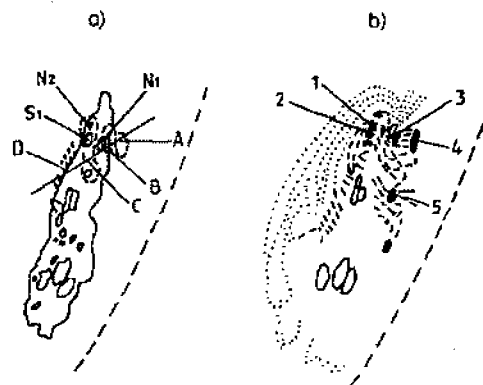


Рис. 1. а) Зарисовка активной области 6659 15 июня 1991 года, нанесены импульсные узлы H_{α} вспышки в 8:20 UT (штриховая линия) и положение щели спектрографа (прямая линия). б) Схематическое изображение основных особенностей структуры активной области в свете линии H_{α} , узлы флоккулов затемнены, точками нанесены темные волокнистые структуры, штриховыми линиями – яркие, сплошной линией – ядра δ -пятна

крайней мере, на протяжении 6 – 7 минут вспышка наблюдалась в белом свете (Бабин, Коваль, 1992; Бабин и др., 1998).

Спектральные и монохроматические наблюдения этой вспышки в Крымской астрофизической обсерватории проводились на Башенном солнечном телескопе БСТ-2 и коронографе КГ-1. Наблюдения микроволнового радиоизлучения вспышки на частоте 2.85 ГГц получены в Кацивели на патрульном радиотелескопе. На БСТ-2 во время импульсной фазы в интервале времени 8:17 – 8:19 UT получены четыре спектрограммы вспышки в области длин волн 651.7 – 659.8 нм. Наблюдения активной области на коронографе КГ-1 с фильтром H_{α} (полоса пропускания 0.05 нм) были начаты в 5:50 UT, но прерывались из-за проходящих облаков и технических неполадок. Можно выделить несколько периодов непрерывных наблюдений активной области: 5:50 – 6:08 UT; 6:23 – 6:35 UT; 7:27 – 7:50 UT; 8:28 – 8:59 UT; 9:20 – 10:36 UT. Изображения активной области в линии H_{α} регистрировались на пленку при помощи кинокамеры сериями с частотой съемки около 100 кадров в минуту (снимались 4 или 2 серия в минуту, по 6 – 8 кадров в серии). Использовалась оптическая система, строящая изображение Солнца диаметром 5 см и обеспечивающая пространственное разрешение порядка 2 – 3 угловых секунд.

3 Предвспышечная фаза

3.1 Магнитное окружение

Вспышка возникла в очень сложной активной области δ -конфигурации, в которой уже произошли четыре вспышки балла 3В – 4В (Шмидер и др., 1994). Выраженный магнитный шир существовал вдоль основной линии раздела полярностей и оставался относительно стабильным на протяжении нескольких дней (Шмидер и др., 1994; Бумба и др., 1993; Бабин, Коваль, 2001; Зирин, Ванг, 1993). Очагом нестабильности стало ядро S1, образовавшееся 12 июня вблизи основной линии раздела полярности к югу от пятна N1 и двигавшееся сначала к востоку вдоль линии раздела полярности, а затем к северо-востоку, вклиниваясь между ядрами N1 и N2 и увеличивая деформацию силовых линий (Бумба и др., 1993; Бабин и др., 1995). 15 июня ядро S1 вплотную приблизилось к ядру N2 (рис. 1а).

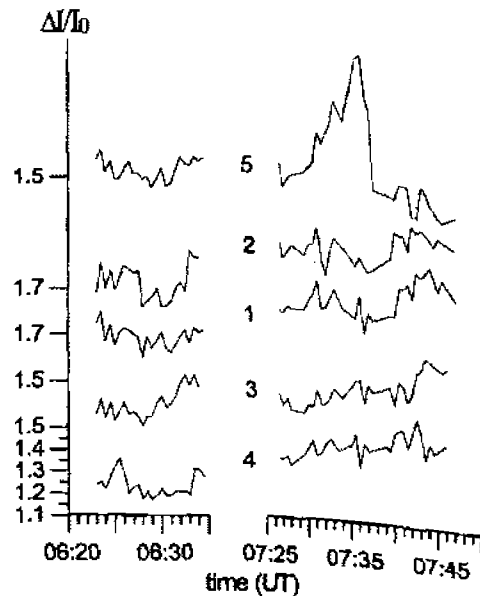


Рис. 2. Кривые изменения яркости некоторых флоккулярных узлов перед вспышкой

Рассмотрим морфологические особенности магнитного поля активной области перед вспышкой вблизи мест возгорания импульсных вспыхивающих узлов, исходя из того, что системы фибрилл в ней следуют структуре магнитного поля в хромосфере (Степанов, 1958; Цап, 1962).

Предвспыхивающая активная область характеризовалась несколькими яркими флоккулярными узлами 1, 2, 3, 4, 5. Схематическое изображение H_{α} структуры несколькими яркими флоккулярными узлами некоторой степени магнитные связи между основными ядрами пятна и наиболее яркими узлами флоккулов. Самый яркий узел 1 располагался в том месте, где движущееся ядро S1 сталкивалось с ядром N2. Две системы фибрилл выходили из узла 1. Одна система компактных фибрилл, часть из которых была в эмиссии, связывала узел 1 с узлами 3 и 4, следуя ходу линии раздела полярностей. Вторая система фибрилл (часть из них тоже была в эмиссии), огибая δ -пятно с востока, связывала ядро N2 с разными участками восточной части полутени S-полярности. Возможно, существовала еще третья система фибрилл, связывающая ядра S2 и N1, так как эти ядра были полностью закрыты тонкими эмиссионными волокнистыми структурами. В месте флоккулярных узлов 3 и 4 также сходились две системы фибрилл. Кроме системы, связывающей их с узлом 1, между узлами 3 и 4 на стадии предвспыхивающего уярчения флоккула возникали слабые эмиссионные петельные структуры.

Представляет интерес тот факт, что волокнистые структуры наблюдались на диске в эмиссии. Согласно расчетам (Швестка и др., 1987) волокнистые структуры на диске видны в эмиссии в том случае, если электронная плотность в них $n_e \geq 10^{12} \text{ см}^{-3}$.

3.2 Изменение яркости флоккулярных узлов

На рис. 2 представлена временная эволюция интенсивности флоккулярной эмиссии в пяти узлах. Интенсивность выражена в единицах интенсивности смежной невозмущенной области в той же полосе пропускания фильтра, центрированной на линию H_{α} . Кривые яркости узлов 1, 2, 3 и 4 показывают, что эмиссия флоккулов увеличивалась постепенно, а также испытывала внезапные увеличения яркости за полтора часа до начала импульсной фазы вспышки. Предвспыхивающие уярчения флоккулов происходили в местах будущих импульсных узлов. Флоккулярный узел 5, который впоследствии не являлся вспыхивающим узлом, показывал другой вид уярчения. В этом случае оно выглядело как небольшая вспышка.

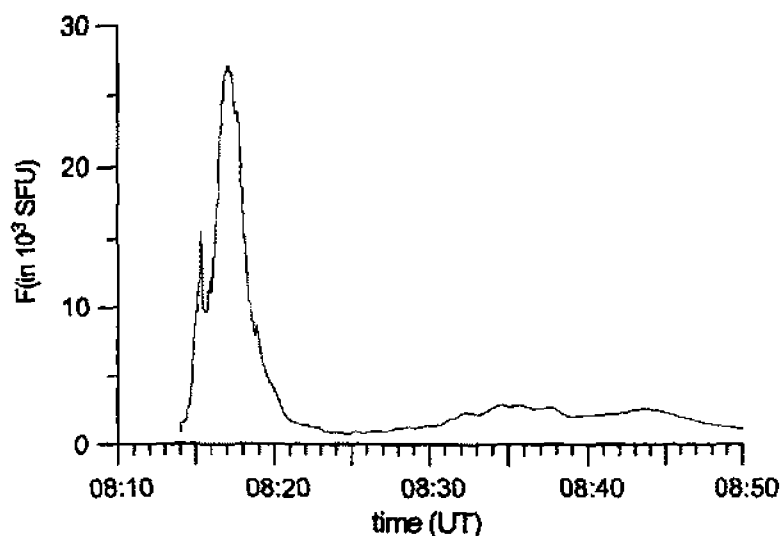


Рис. 3. Временной профиль микроволнового радиоизлучения вспышки 15.06.1991 года на частоте 2.85 ГГц

Тот факт, что яркость флоккулов увеличивалась непрерывно без признаков затухания, указывает на непрерывный процесс поступления энергии в хромосферу. Если считать, что импульсная фаза связана с быстрым пересоединением магнитных силовых линий, а выделяемая энергия приводит к внезапному росту яркости H_{α} , то наши наблюдения показывают, что этому процессу предшествует более медленный нагрев, вызванный более медленным процессом пересоединения.

Наши результаты подтверждают полученные в (Мур, Раумелиотис, 1991) выводы о том, что глобальная стабильность конфигурации магнитного поля активной области теряется до начала быстрого пересоединения. Скорость пересоединения магнитных силовых линий согласно теоретическим расчетам (Хонг Вэй Ли и др., 1987) зависит от условий всплывания нового магнитного потока. Рассмотренные (Хонг Вэй Ли и др., 1987) четыре типа пересоединений объясняют как предвспышечный нагрев, так и импульсную фазу вспышки.

4 Импульсная фаза вспышки

На рис. 3 приведены данные радионаблюдений вспышки, полученные в Кадивели на частоте 2.85 GHz. Микроволновое излучение вспышки состояло из мощного импульсного всплеска, продолжительностью около 8 минут с резким подъемом и затуханием, с максимумом около 08:17 UT, и относительно более слабого продолжительного (около 20 минут) постепенного всплеска, интенсивность которого составляла около 10% максимального значения интенсивности импульсного всплеска.

Положение основных H_{α} вспышечных узлов относительно ядер δ -пятна во время импульсной фазы представлено на рис. 1а (на основании снимка, полученного Б. Ромпальтом в 8:20 UT с H_{α} фильтром, полоса пропускания которого 0.3 нм). Узлы А и В были компактными образованиями и, как показывает сопоставление с картами продольной составляющей магнитного поля 15 июня (Шмидер и др., 1994), находились в области разной магнитной полярности. Кратковременное появление эмиссионных петельных структур между узлами А и В на стадии предвспышечного уярчания флоккулов указывает на то, что эти узлы могли быть основаниями вспышечных петель. Узел С представлял собой вспышечную ленту, которая частично следовала ходу предвспышечной системы ярких фибрилл.

Щель спектрографа одновременно пересекала узлы А, В и С (Бабин и др., 1998). Узел С излучал яркую непрерывную эмиссию. Слабая непрерывная эмиссия наблюдалась также в спектре узла А. Часть вспышечного узла В, излучавшая в белом свете, не попадала на щель спектрографа (Бабин

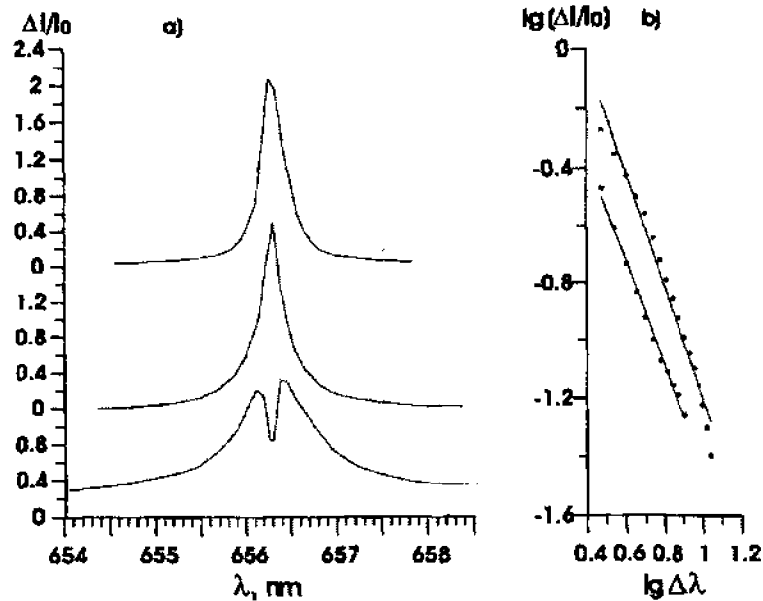


Рис. 4. а) Профили избыточной эмиссии линии H_{α} в трех вспыхивающих узлах А, В, С. б) Ход интенсивности эмиссии в синем крыле линии H_{α} в узлах А и В в штарковских осях

и др., 1998). Наши наблюдения относятся к максимальной и послемаксимальной фазе импульсного всплеска. На рис. 4а представлены профили избыточной эмиссии линии H_{α} в трех вспыхивающих узлах, которые получены вычитанием профиля H_{α} в невозмущенной хромосфере из оригинального профиля во вспышке.

Профили линии H_{α} являются важным диагностическим инструментом для исследования механизмов нагрева и динамики хромосферы. Различные спектральные участки линии H_{α} дают информацию о физических условиях на различных глубинах вспыхивающей атмосферы. В (Кэнфилд и др., 1984; Фаунг и др., 1993) приводится набор теоретических H_{α} профилей, соответствующих тем физическим процессам, которые играют определяющую роль в энергетике вспыхивающей атмосферы: проникновение нетепловых электронов, распространение фронта теплопроводности и воздействие усиленного коронального давления. Результаты теоретических вычислений показывают следующие качественные характеристики контуров линии H_{α} : 1) Только при мощности потока нетепловых электронов (с энергиями свыше 20 keV) $F_{20} \geq 10^{10}$ эрг/см² с, нагревающих хромосферу, возникают протяженные штарковские крылья (свыше 0.3 нм). 2) H_{α} профили с центральным обращением, несомненно, связаны с относительно низким давлением в короне ($P_0 < 10^2$ дин/см²). 3) Только при наличии высокого давления в короне над областью хромосферы можно получить сильные необращенные эмиссионные профили.

Рассмотрим некоторые особенности наблюдаемых профилей и сравним их с теоретическими. Этот метод применялся ранее рядом авторов для диагностики нагрева хромосферы во вспышках (Ганклер и др., 1984; Валсер, 1987; Валсер, Марти, 1989; Кэнфилд, Ганклер, 1985). Из рис.4а видно, что профили H_{α} в разных вспыхивающих узлах имеют различную форму. Эмиссия в узле С показывает протяженные крылья и центральное обращение. Эти особенности профилей согласуются с моделью нагрева хромосферы пучком нетепловых электронов. Сравнивая интенсивность и протяженность крыльев наблюдаемых профилей в узле С с набором теоретических профилей (Кэнфилд и др., 1984), мы можем оценить такие физические параметры вспышки, как мощность потока нетепловых электронов, проникающих в хромосферу, а по величине центрального обращения – давление в короне. Сравнение показало, что мощность потока электронов, проникающих в хромосферу, была не меньше 10^{11} эрг/см²с, а давление в короне $P_0 < 10^2$ дин/см².

Полученная мощность потока электронов с энергиями свыше 20 keV довольно большая. Столь же большие значения получены в (Ганклер и др., 1984; Кэнфилд, Ганклер, 1985) из количественного сравнения протяженности крыльев наблюдаемых и теоретических профилей линии H_{α} , и эти значения хорошо согласуются (в пределах ошибок) с данными наблюдений HXRBS для исследованных ими вспышек.

В узлах А и В наблюдаются H_{α} профили без центрального обращения, что является указанием на существование в короне области высокого давления. Согласно теоретическим расчетам в условиях гидростатического равновесия центральное обращение исчезает, если давление в короне P_0 достигает значений, близких к 10^3 дин/см². Профили к тому же имеют протяженные крылья. Наличие протяженных крыльев, превосходящих 0.3 нм, с избыточной эмиссией 10% и более предполагает нагрев хромосферы нетепловыми электронами с мощностью потока F_{20} близкой к 10^{10} эрг/см² с.

Следует отметить, что согласно (Эну и др., 1993) воздействие на хромосферу пучка протонов с энергиями 100 keV – 1 MeV также приводит к образованию H_{α} профилей без центрального обращения, но протяженность крыльев в этом случае не превосходит 0.2 нм. В (Смит, Эну, 1993) показано, что в короне при температуре 10^7 K и давлении P_0 близким к 10^3 дин/см² плотность достигает значений $3.64 \cdot 10^{11}$ см⁻³. При такой плотности электроны с энергиями 20 keV теряют свою энергию, не достигая тех слоев хромосферы, которые ответственны за формирование крыльев линии H_{α} . Однако наши наблюдения показывают, что в узлах А и В ход интенсивности в крыльях линии достаточно хорошо согласуется с штарковским распределением, что характерно для нагрева хромосферы нетепловыми электронами. Ход интенсивности в синем крыле линии H_{α} в штарковских осях представлен на рис. 4б.

Еще одной особенностью профиля линии H_{α} в узлах А, В и С является сдвиг эмиссии в красную сторону спектра, что указывает на наличие направленного вниз движения излучающего вещества. Ряд авторов провели теоретические расчеты динамического отклика хромосферы на импульсный нагрев энергичными электронами или теплопроводностью (Костюк, Пикельнер, 1974; Сомов и др., 1981; Сомов и др., 1982; Бадалая, Лившиц, 1982; Лившиц и др., 1981; Фишер и др., 1985). В узле С максимум интенсивности в красном крыле больше, чем в синем, а профиль в целом сдвинут в красную сторону спектра. Лучевая скорость опускания, определенная по смещению бисектора эмиссии синего и красного крыла, соответствует 27 км/с в 8:17:30 UT и 23 км/с в 8:18 UT. В этом же узле в линиях ионизованного углерода 657.8 нм и 658.28 нм, кроме статического компонента, наблюдался сдвинутый в красную сторону спектра компонент, который исходил от вспышечной плазмы, движущейся вниз со скоростью около 20 км/сек (Бабин, Коваль, 1999). Эти наблюдательные особенности спектра согласуются с физической моделью испарения хромосферы и образования движущейся вниз конденсации при нагреве хромосферы пучком нетепловых электронов с энергиями свыше 20 keV, мощность потока которых F_{20} превышает 10^{10} эрг/см²с (Фишер и др., 1985).

Смещение профилей H_{α} в узлах А и В в красную сторону спектра соответствует лучевой скорости опускания излучающего объема 18 км/с и 14 км/с соответственно. В (Сомов и др., 1982) показано, что поток теплопроводности также может произвести достаточный нагрев хромосферы с испарением и образованием движущейся вниз конденсации. Из-за низкого временного разрешения (примерно 30 сек) и неуверенности в том, что на последовательных спектрограммах снималось точно одно и то же место вспышечного узла (вследствие дрожания изображения), мы не анализируем количественно временные изменения профилей линии H_{α} . Исследования рядом авторов временной эволюции лучевой скорости излучающего вещества показали, что максимальные скорости наблюдаются в начальный период импульсной фазы и очень быстро уменьшаются (примерно в два раза) менее, чем за 30 секунд (Ичимото, Курокава, 1984; Валсер, Марти, 1989; Кэнфилд и др., 1990).

Кроме эмиссионных узлов со смещением эмиссии в красную сторону спектра наблюдалась также область, в которой эмиссия сдвинута в синюю сторону. Эта область располагалась вдали от основных импульсных узлов в том месте, где впоследствии разгоралась новая вспышечная лента, связанная с постепенным всплеском в микроволновом радиоизлучении. Оригинальный профиль линии H_{α} в этом эмиссионном узле в 8:17:30 UT, невозмущенный, а также их разность представлены на рис. 5. Он заметно отличается от профилей в основных импульсных узлах. Разностный профиль сложный. Он показывает, что в данном месте мы наблюдаем наложение нескольких эмиссий. Четко можно

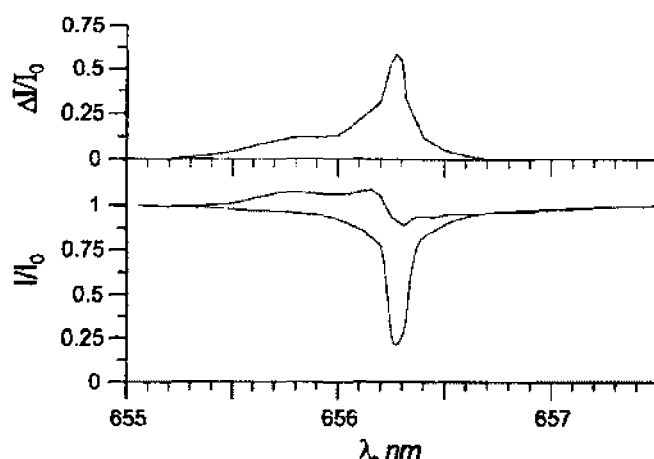


Рис. 5. Профили линии H_{α} в синем выбросе и невозмущенной хромосфере, а также их разность

выделить относительно узкую несмещенную эмиссию (полуширина около 0.15 нм) в центральной части профиля и широкую эмиссию, смещенную в синюю сторону спектра. Лучевая скорость поднимающегося газа, определенная по положению максимума интенсивности в смещенном профиле, достигает 200 км/с.

Мы хотим отметить ряд особенностей наблюдаемых профилей, которые не согласуются с теоретическими расчетами. Протяженность крыльев наблюдаемых профилей больше вычисленных, а центральная интенсивность ниже. Центральное обращение заметно глубже, и его глубина остается значительной в разностном профиле. В узле С наблюдается смещение в красную сторону эмиссионного профиля H_{α} , но остается несмещенным центральное обращение профиля. В узле В смещена центральная часть профиля, в то время как эмиссия протяженных крыльев не смещена.

5 Постепенная фаза

В 8:28 UT, когда были возобновлены наблюдения на КГ-1, импульсные узлы А, В и часть центральной ленты С находились в стадии образования и подъема петель (Бабин и др., 1995). В это время начинает относительно медленно разгораться восточная лента вспышки и южная часть центральной ленты (рис. 6а). В микроволновом диапазоне после импульсного всплеска наблюдается усиление излучения – постепенная фаза всплеска (рис. 3). Телескоп GAMMA-1 регистрирует (наблюдения начаты в 8:37:22 UT) гамма-излучение с энергиями до 2 GeV. Затем гамма-излучение уменьшается, в основном следуя затуханию плотности потока микроволнового излучения (Акимов и др., 1994).

Постепенное усиление микроволнового излучения, которое появляется в некоторых мощных вспышках через несколько минут (или десятков минут) после импульсного всплеска, представляет особый интерес с точки зрения ускорения частиц, так как часто сопровождается, как и в исследуемой нами вспышке, энергичными частицами, которые обнаруживаются в межпланетном пространстве (Кай и др., 1983). Существуют две модели для объяснения данного явления: 1) ускоренные во время импульсной фазы частицы длительно удерживаются на Солнце и медленно высыпаются; 2) происходит длительное ускорение частиц на протяжении поздней фазы вспышки и их быстрое высыпание (Рамати, Манджавидзе, 1994). Чтобы ответить на вопрос, имело ли место ускорение электронов во время постепенной фазы вспышки, важно разрешить отдельные структуры, вовлекаемые во вспышечный процесс и проследить их временную эволюцию.

Магнитное окружение, в котором развивалась восточная лента вспышки было сложным: на систему длинных скрученных фибрилл, выходящих из северной части пятна N-полярности и замыкавшихся на восточную часть полутени S-полярности, накладывалась система тонких коротких

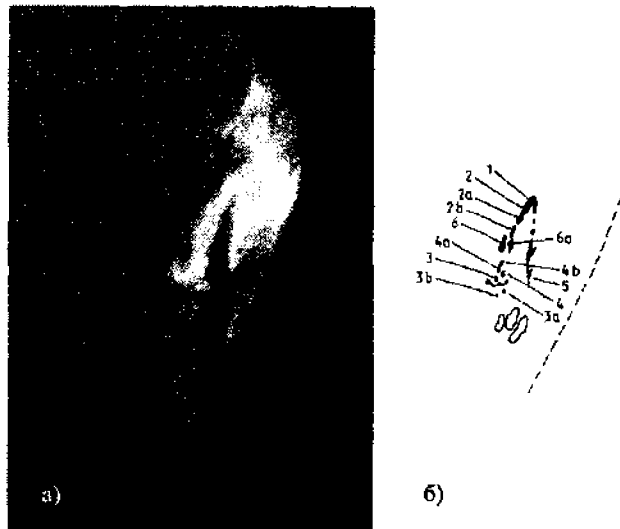


Рис. 6. а) Вид вспышки в H_{α} во время постепенного микроволнового всплеска в 8:37 UT. б) Зарисовка восточной и центральной ленты вспышки. Эскиз не соответствует какому-либо определенному моменту времени, на нем нанесены все исследуемые узелки

петель. Разгорание восточной ленты не носило взрывного характера, когда масса светящегося бесструктурного вещества экранирует тонкую структуру вспышечных узлов. В разных частях ленты одновременно или последовательно ярчали небольшие (размером несколько угловых секунд) узелки, которые в процессе разгорания увеличивались в размере. При этом одни узелки впоследствии образовывали небольшие двухленточные образования (6 и 6а на рис. 6б), а в других ядрышках максимум эмиссии смещался в сторону лимба (2а и 3), что можно интерпретировать, как подъем вещества. На протяжении развития вспышки возникали кратковременные (порядка 1 минуты) взаимодействия узелков восточной ленты с центральной лентой и северной частью вспышки, проявляющиеся в виде образования нескольких тонких петельных структур, соединяющих узелки разных лент. Такие особенности развития и структуры восточной ленты позволили нам получить световые кривые отдельных вспышечных узелков, которые хорошо отождествлялись на фильтрограммах и развивались после 8:28 UT, и проанализировать эволюцию пространственно разрешимой вспышечной эмиссии.

Исследуемые узелки восточной и центральной лент отмечены на рис. 6б. Последовательность возгорания различных участков восточной ленты можно проследить по кривым яркости в центре линии H_{α} (рис. 7). Чтобы несколько уменьшить влияние качества изображений на форму световых кривых, мы провели усреднение измерений, вычисляя среднее значение в пределах каждой серии. Из рис. 7 видно, что даже соседние узелки, как правило, не показывают одинаковых световых кривых.

Первый импульсный подъем H_{α} интенсивности примерно идентичен в нескольких узлах (1, 2, 2а, 4, 4а, 3). После первого подъема интенсивности различные узлы имеют разные кривые развития. Узел 1, самый яркий, испытывает небольшие пульсации яркости, но при повторных возгораниях интенсивность узла не достигает интенсивности первоначального подъема. Узлы 2, 2а, 2в, 6 и 6а разгораются повторно. Интенсивность при повторном возгорании превосходит интенсивность при первичном и сохраняется примерно на том же уровне (с небольшими пульсациями) на протяжении исследуемого нами временного интервала. Повторные возгорания наблюдались в узелках в северной части восточной ленты. В южной части после угасания одних узелков вспыхивали другие (вблизи, но не точно в том же месте (3а, 3б, 4б)). Кривая развития узелка 5, расположенного в южной части центральной ленты, заметно отличается от кривых развития узелков восточной ленты.

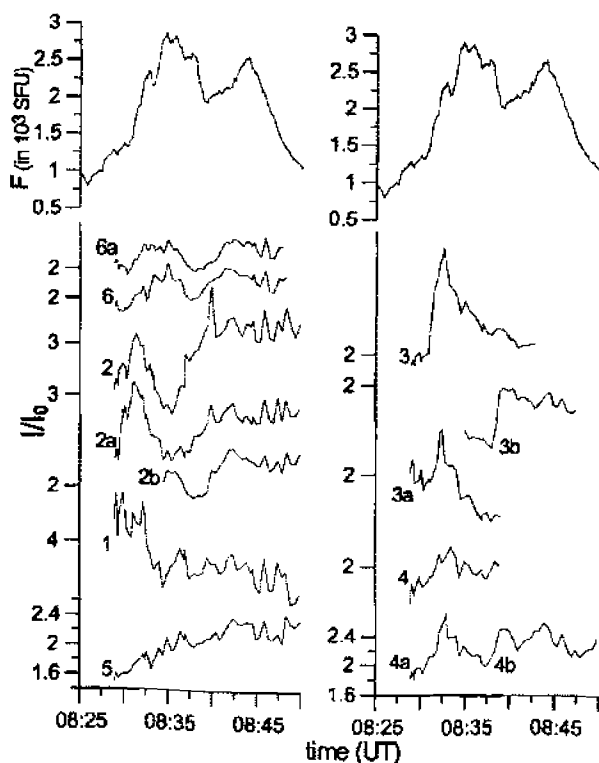


Рис. 7. Кривые развития яркости исследуемых узелков вспышки и их сопоставление с временным ходом микроволнового излучения на частоте 2.85 ГГц во время постепенной фазы

Суммируя, можно сказать, что на основании исследования морфологии, динамики и кривых яркости отдельных участков восточной вьшечной ленты, мы приходим к заключению, что эта лента состояла из нескольких образований, которые имели различную магнитную структуру, размер, разгорались и достигали максимума в разное время и имели разные кривые яркости. Интересным явлением, наблюдаемым на протяжении вспышки, являются пульсации яркости узлов. Исследование большого количества кривых развития вспышек (Огирь, Стешенко, 1961; Шапошникова, 1961) показало, что наличие ярко выраженных пульсаций яркости является характерной особенностью большинства вспышек.

Рассмотрим, какие механизмы переноса энергии из вьшечной короны в хромосферу преобладали во время постепенной фазы вспышки. Для выяснения этого вопроса проведем сравнение кривых развития отдельных узлов H_{α} вспышки с микроволновым излучением в постепенной фазе. Считается, что временные профили микроволнового излучения так же, как и НХР, являются хорошими индикаторами временной инжекции электронов (Далк, 1985). Временной ход микроволнового излучения в постепенной фазе вспышки в увеличенном масштабе представлен на рис. 7 (сверху). Микроволновое излучение показывает сложную временную структуру. Как видно из рис. 3 и рис. 7 постепенный рост потока начался примерно в 8:26 UT. В интервале 8:29 – 8:45 на постепенный компонент накладывается серия хорошо разрешаемых импульсных субвсплесков. В кривой развития постепенного микроволнового всплеска можно выделить две фазы: 1) 8:29 – 8:39 UT и 2) 8:39 – 8:49 UT. С первой фазой, в основном, связаны первичные возгорания узелков, со второй фазой – повторные возгорания.

Сравнение кривых яркости различных вьшечных узлов с временным ходом микроволнового излучения показало: 1) Все исследуемые узлы восточной ленты в начале возгорания (фаза 1) показывают импульсный подъем в H_{α} , появляющийся одновременно (в пределах нашего временного

разрешения) с ростом микроволнового субвсплеска. Отклик хромосферы столь же кратковременный, как и субвсплеск микроволнового излучения. Это можно интерпретировать как сильное свидетельство в пользу нагрева хромосферы в это время нетепловыми электронами. 2) Большинство импульсных субвсплесков хорошо коррелируют с возгоранием одного или нескольких H_{α} узелков. Это является указанием на то, что на протяжении постепенной фазы было несколько дискретных инжекций ускоренных частиц в различных областях вспышечной ленты. Профиль микроволнового излучения является суперпозицией всплесков от различных областей вспышки. Пульсации интенсивности являются свидетельством того, что в одном и том же месте происходило несколько эпизодов выделения энергии. Это может указывать на тонкую структуру магнитного поля в месте реализации. 3) Повторные возгорания вспышечных узлов в H_{α} показывают относительно быстрый рост интенсивности, а затем интенсивность в центре H_{α} остается почти на одном уровне, в то время как поток микроволнового излучения начинает уменьшаться. Более медленное падение интенсивности H_{α} излучения указывает на поступление потока тепла из короны в верхнюю хромосферу. Таким образом, на более поздней стадии вспышки основная роль в нагреве хромосферы в этих вспышечных узлах принадлежала теплопроводности. 4) Интенсивность исследованного узла (5) центральной вспышечной ленты постепенно увеличивалась на протяжении всего рассматриваемого временного интервала. Кривая развития этого узла хорошо коррелирует с ходом постепенного компонента микроволнового излучения. Исходя из этого, можно предположить, что нагрев хромосферы в этом вспышечном узле происходил, в основном, за счет распространения фронта теплопроводности.

6 Основные выводы

Анализ H_{α} спектральных и монохроматических наблюдений активной области NOAA 6659 и вспышки 15 июня 1991 года и их сопоставление с микроволновым радиоизлучением показали:

- 1) Вспышечные узлы располагались в местах, где сходились несколько систем фибрилл.
- 2) Предвспышечный нагрев хромосферы начался более чем за час до начала импульсного выделения энергии.
- 3) Временная и пространственная эволюция вспышки показывает, что два всплеска выделения энергии, импульсный и постепенный, произошли в пространственно разнесенных местах активной области.
- 4) Во время импульсной фазы вспышки перенос энергии из места реализации в хромосферные слои вспышки осуществлялся как пучком нетепловых электронов, так и теплопроводностью. Анализируя наши наблюдения с точки зрения теоретических расчетов (Кэнфилд и др., 1984), мы приходим к заключению, что во время максимума импульсной фазы в разных вспышечных узлах преобладали различные механизмы нагрева хромосферы. В узле, давшем яркую эмиссию в белом свете (контраст непрерывной эмиссии 0.2 в области 656 нм и 0.5 в области 550 нм (Бабин и др., 1998), наблюдаемые H_{α} профили хорошо согласуются с теоретическими, рассчитанными для случая нагрева хромосферы мощным потоком нетепловых электронов ($F_{20} > 10^{11}$ эрг/см²с) с образованием движущейся вниз хромосферной конденсации. Два других импульсных узла показали спектральные особенности линии H_{α} , характерные для нагрева верхней хромосферы преимущественно потоком теплопроводности из области усиленного давления в короне ($P_0 = 10^3$ дин/см²). Однако протяженные штатковские крылья в профилях линии H_{α} указывают на то, что в этих узлах также имело место проникновение нетепловых электронов в глубокие слои атмосферы. Наблюдаемые профили показывают смещение эмиссии в красную сторону спектра, что указывает на движение вниз вещества во вспышечной хромосфере. Можно предположить, что испарение хромосферы и образование хромосферной конденсации имело место и в этих вспышечных узлах.
- 5) Профиль H_{α} с синей асимметрией наблюдался в том месте активной области, где впоследствии разгорелась новая вспышечная лента. Лучевая скорость подъема излучающего вещества достигала 200 км/с.
- 6) В течение постепенной фазы наблюдалось несколько дискретных инжекций ускоренных частиц в различных областях вспышечной ленты, то есть выделение энергии происходило в различных

силовых линиях. Повторные возгорания узлов и пульсации яркости указывают на то, что в некоторых узлах происходило несколько эпизодов выделения энергии.

7) В начальный период постепенного микроволнового всплеска быстрые H_{α} уярчения вспышечных узелков вызваны преимущественно проникновением в хромосферу нетепловых электронов. Более медленный подъем интенсивности при повторных возгораниях узлов можно связать с изменением условий распространения электронов в петле. На более поздней стадии развития вспышечной ленты основная роль в нагреве хромосферы принадлежит теплопроводности. В исследованном узле центральной ленты нагрев хромосферы теплопроводностью преобладал на протяжении всего рассматриваемого временного интервала.

Исследуемая вспышка имела сложную магнитную структуру и сложную эволюцию. Наблюдаемая H_{α} эмиссия являлась результатом реализации энергии в отдельных петлях. В каждый момент различные узлы вспышки находились в разных стадиях развития. Выделение энергии и ускорение электронов происходило как в импульсной, так и в постепенной фазе вспышки. Нагрев хромосферы осуществлялся лучком нетепловых электронов и теплопроводностью, относительная роль которых изменялась со временем.

Благодарности. Авторы благодарны Ю.Ф. Юровскому за предоставление наблюдений микроволнового излучения.

Литература

- Акимов и др. (Akimov V.V., Belov A.V., Chertok I.M. et al.) // Proc. of Kofu Symp. NRO Report. 1994. N 360. P. 370.
- Бабин А.Н., Коваль А.Н. // Письма в Астрон.журн. 1992. Т. 18. Вып.5. С. 727.
- Бабин А.Н., Барановский Э.А., Коваль А.Н., Калман Б., Герлеи О. // Кинематика и физика небесных тел. 1998. Т. 14. N 6. С. 330.
- Бабин А.Н., Коваль А.Н. // Изв. Крымск. Астрофиз. Обсерв. 2001. Т. 97. С. 43.
- Бабин А.Н., Коваль А.Н., Огирь М.Б. // Изв. Крымск. Астрофиз. Обсерв. 1995. Т. 92. С. 28.
- Бабин А.Н., Коваль А.Н. // Кинематика и физика небесных тел. 1999. Т. 15. N 1. С. 51.
- Бадалян О.Г., Лившиц М.А. // Астрон. журн. 1982. Т. 59. Вып. 5. С. 975.
- Браун (Brown J.C.) // Solar. Phys. 1971. V. 18. P. 489.
- Браун (Brown J.C.) // Phil. Trans. R. Soc. London. V. 281. P. 473.
- Браун и др. (Brown J.C., Melrose D.B., Spiser D.S.) // Astrophys. J. 1979. V. 228. P. 592.
- Бумба и др. (Bumba V., Klvana M., Kalman B., Gyori L.) // Astron. Astrophys. 1993. V. 276. P. 193.
- Валсер (Wulser J.P.) // Solar Phys. 1987. V. 114. P. 115.
- Валсер и Марти (Wulser J.P. & Marti H.) // Astrophys. J. 1989. V. 341. P. 1088.
- Ганклер и др. (Gunkler T.A., Canfield R.C., Acton L.W., Kiplinger A.L.) // Astrophys. J. 1984. V. 285. P. 835.
- Далк (Dulk G.A.) // Ann. Rev. Astron Astroph. 1985. V. 23. P. 169.
- Зирин и Ванг (Zirin H. & Wang H.) // Solar Phys. 1993. V. 144. P. 37.
- Ичимото и Курокава (Ichimoto K. & Kurokawa H.) // Solar Phys. 1984. V. 93. P. 105.
- Кан и др. (Kai K., Nakajima H., Kosugi T., Kane S.R.) // Solar Phys. 1983. V. 86. P. 231.
- Калер (Kahler S.V.) // IAU Symp. 68. 1975. edited by Kane S.R. P. 211.
- Костюк Н.Д., Пикельнер С.Б. // Астрон. журн. 1974. Т. 51. С. 1002.
- Кунду и Вудгейт (Kundu M.R. & Woodgate B.) // in Energetic Phenomena on the Sun. 1989. Ed. Kundu M.R., Wootgate B., Shmahl E.J. P. xiii.
- Кэнфилд и др. (Cenfitld R.C., Gunkler T.A., Richiazzi P.J.) // Astrophys. J. 1984. V. 282. P. 296.
- Кэнфилд и Ганклер (Canfield R.C. & Gunkler T.A.) // Astrophys. J. 1985. V. 288. P. 353.
- Кэнфилд и др. (Canfield R.C., Kiplinger A.L., Penn M.J., Wulser J.P.) // Astrophys. J. 1990. V. 363. P. 318.
- Лившиц и др. (Livshits M.A., Badalyan O.C., Kosovichev A.G., Katsova M.M.) // Solar Phys. 1981. V. 73. P. 269.

- Мур и Раумелиотис (Moog R.L. & Roumeliotis G.) // Proc. of Coll. N 133. 1991. Argentina. P. 69.
- Огирь М.Б., Степенко Н.Е. // Изв. Крымск. Астрофиз. Обсерв. 1961. Т. 25. С. 134.
- Рамати и Манджавидзе (Ramaty R. & Mandzhavidze N.) // Proc. of Kofu Symp. NRO Report N 360. 1994. P. 275.
- Смит и Эну (Smith D.F. & Henoux J.C.) // Solar Phys. 1993. V. 143. P. 247.
- Сомов и др. (Somov B.V., Sermulina B.L., Spektor A.R.) // Solar Phys. 1982. V. 81. P. 281.
- Сомов и др. (Somov B.V., Syrovatskii S.I., Spektor A.R.) // Solar Phys. 1981. V. 73. P. 145.
- Степанов В.Е. // Изв. Крымск. Астрофиз. Обсерв. 1958. Т. 20. С. 52.
- Фанг и др. (Fang C., Henoux J.C., Gen W.Q.) // Astron. Astrophys. 1993. V. 274. P. 917.
- Фишер и др. (Fisher G.H., Canfield R.C., McClymont A.N.) // Astrophys. J. 1985. V. 289. P. 414. P. 434.
- Хонг Вей Ли и др. (Hong Wei Li, Palavicini P., Chung-Chih Cheng) // Solar phys. 1987. V. 107. P. 271.
- Цап Т.Т. // Изв. Крымск. Астрофиз. Обсерв. 1962. Т. 31. С. 200.
- Шапошникова Е.Ф. // Изв. Крымск. Астрофиз. Обсерв. 1961. Т. 25. С. 122.
- Швестка и др. (Svestka Z., Fontenla J.M., Machado M.E. et al.) // Solar Phys. 1987. V. 108. P. 237.
- Шмидер и др. (Schmider B., Hagyard M.J., Guoxiang Ai et al.) // Solar Phys. 1994. V. 150. P. 199.
- Эну и др. (Henoux J.C., Fang C., Gan W.Q.) // Astron. Astrophys. 1993. V. 274. P. 923.

УДК 523.746

Моделирование хромосферы вспышки

Э.А. Барановский¹, У.С. Баязитов², А.В. Шумко¹

¹ Крымская астрофизическая обсерватория, 334413 Украина, Крым, Научный

² Уфимский Университет, Россия, Уфа

Поступила в редакцию 15 мая, 2002

Аннотация. Исследуется вспышка балла SN M 2.7 по профилям бальмеровских линий, линий H CaII, HeI D3 и 4471 и линий железа средней интенсивности. Спектрограммы получены с эшелльным спектрографом для нескольких моментов. Вычисление профилей линий железа по программе не-LTE показали, что модели хромосферы, рассчитанные по линиям водорода, кальция и гелия и имеющие протяженное температурное плато в области образования бальмеровских линий (5000 K – 7000 K), дают также хорошее согласие профилей для линий железа. Температурное плато простирается до $lg(m) = -1.5$, плотность на плато составляет $lg(N) = 13.5 - 14.5$, электронная плотность $lg(N_e) = 12.7 - 13.1$. Сделана оценка энергетического состава потока электронов, при котором может появляться температурное плато.

THE MODELING OF THE FLARE CHROMOSPHERE, E.A. Baranovsky, U.S. Bayazitov, A.V. Shumko. The flare of importance SN M 2.7 is investigated using the line profiles of Balmer, H CaII, HeI D3 и 4471 and the lines of iron of middle intensity. The observed profiles have been obtained for several moments with eshele spectrograph. The calculation of iron lines profiles with non-LTE program have shown that the chromosphere models with extended temperature plato in the region of Balmer lines formation (5000 K – 7000 K), calculated by the lines of hydrogen, calcium and helium are also valid for the interpretation of iron lines profiles. Temperature plato is extending up to $lg(m) = -1.5$, the density on plato is $lg(N) = 13.5 - 14.5$, electron density $lg(N_e) = 12.7 - 13.1$. An estimation of energy distribution is made in electron beam which can cause the appearance of temperature plato.

Ключевые слова: Солнце, вспышка, модель

1 Введение

Хромосферная вспышка развивается в результате увеличения температуры хромосферных слоев, вызванного потоком рентгена, быстрых электронов или другими причинами. Часть хромосферной плазмы нагревается до корональных температур, происходит так называемое испарение хромосферы. При этом увеличивается масса вещества над хромосферой, а плотность в хромосфере увеличивается в соответствии с гидростатическим равновесием. Изменения температуры и плотности вызывают, в свою очередь, изменения спектра – профилей спектральных линий и иногда величины непрерывного спектра.

Возможно решение обратной задачи – по изменениям спектральных характеристик определить изменения температуры и плотности хромосферы. Для этого применяется метод моделирования –

рассчитываются профили спектральных линий для множества различных моделей. Модели задаются ходом температуры, плотности и турбулентной скорости с высотой. В моделях выполняется условие гидростатического равновесия, но величина плотности может быть различной в зависимости от величины m_0 -массы вещества над хромосферой. От величины плотности зависит вычисленное соотношение интенсивностей отдельных линий, в частности соотношение интенсивностей линий водорода и кальция. Это дает возможность фиксировать величину плотности, так как согласие профилей всех линий оказывается наилучшим при определенном значении плотности в хромосфере. Вычисленные профили сравниваются с наблюдаемыми и таким образом отбираются модели, дающие наилучшее согласие профилей. Метод широко применяется при изучении хромосфер Солнца и звезд. В частности, этим методом рассчитаны стандартные модели невозмущенной хромосферы Солнца (Верназа, Аврет, Лоезер, 1981). Достоверность рассчитанных таким образом моделей зависит от количества наблюдаемых профилей линий, используемых при расчетах.

2 Наблюдения и расчет моделей

Здесь мы делаем расчеты моделей хромосферы и верхней фотосферы для вспышки балла SN M 2.7, расположенной над полутенью пятна в очень активной группе NOAA 6233 (14N,31W). Используются профили линий H_α , H_β , H_δ , H Ca II, D3 HeI и линий нейтрального железа. Фотосферная часть модели рассчитывалась с учетом наблюдаемого контраста полутени по отношению к невозмущенной области для разных длин волн. Величина контраста составляет 0.45 – 0.6. Наблюдаемые профили линий получены с эшелльным спектрографом на солнечном телескопе БСТ-2 Крымской Астрофизической Обсерватории для нескольких последовательных моментов вблизи максимума вспышки. Наблюдения подробно описаны в статье Барановского и соавторов (Барановский и др., 1997), наблюдаемые профили показаны на рис. 1 и 3.

Ранее (Барановский и др., 1997) была рассчитана последовательность моделей, объясняющая изменение интенсивностей эмиссионных профилей с развитием вспышки. Но в работе Барановского и соавторов (Барановский и др., 1997) не удалось объяснить появление широких крыльев бальмеровских линий вблизи максимума вспышки. Широкие крылья нельзя получить с помощью увеличения плотности, так как при этом значительно увеличивается интенсивность линий. Проблема интерпретации широких крыльев возникает не впервые. Во многих исследованиях широкие профили линий вспышек объясняются с помощью большой макротурбулентности. При этом иногда берется разная величина макротурбулентности для разных линий, как, например, в работе Фанга и соавторов (Фанг и др., 1995).

Согласование наблюдаемых профилей с протяженными крыльями с вычисленными оказалось возможным с помощью моделей, в которых имеется область с низким градиентом температуры – температурное плато. Появление такого плато связано с более глубоким прогревом хромосферы.

Вывод о существовании температурного плато в хромосфере звезд типа UV Ceti (красные карлики с эмиссионными бальмеровскими линиями) был ранее сделан в работах Барановского и др. (Барановский и др., 2001) и Алексеева и др. (Алексеев и др., 2002) на основании наблюдаемых особенностей профилей бальмеровских линий – широких крыльев и бальмеровского декремента. Изменение протяженности плато и величины температуры на плато дает возможность изменять как ширину профилей, так и соотношение интенсивностей отдельных линий.

Здесь для расчетов моделей хромосферы мы используем кроме линий H_α , H_β , H_δ , H CaII и D3 HeI также линии нейтрального железа. Мы выбрали 6 линий железа с остаточной интенсивностью $0.2 = 0.4$. Эти линии образуются вблизи температурного минимума, глубже области образования линий водорода, кальция и гелия. Использование этих линий дает возможность уточнить модели в области от нижней хромосферы до температурного минимума. Расчет профилей линий железа сделан, как и для всех других линий, по программе не-ЛТР. Для вычисления профилей хромосферных линий применялась программа, основанная на решении интегрального уравнения для функции источников (Аврет, Лоезер, 1969). При вычислениях была принята модель атома водорода с 9 уровнями, гелия – 16 уровнями, кальция – 6 уровнями. Модели были рассчитаны сначала без учета линий

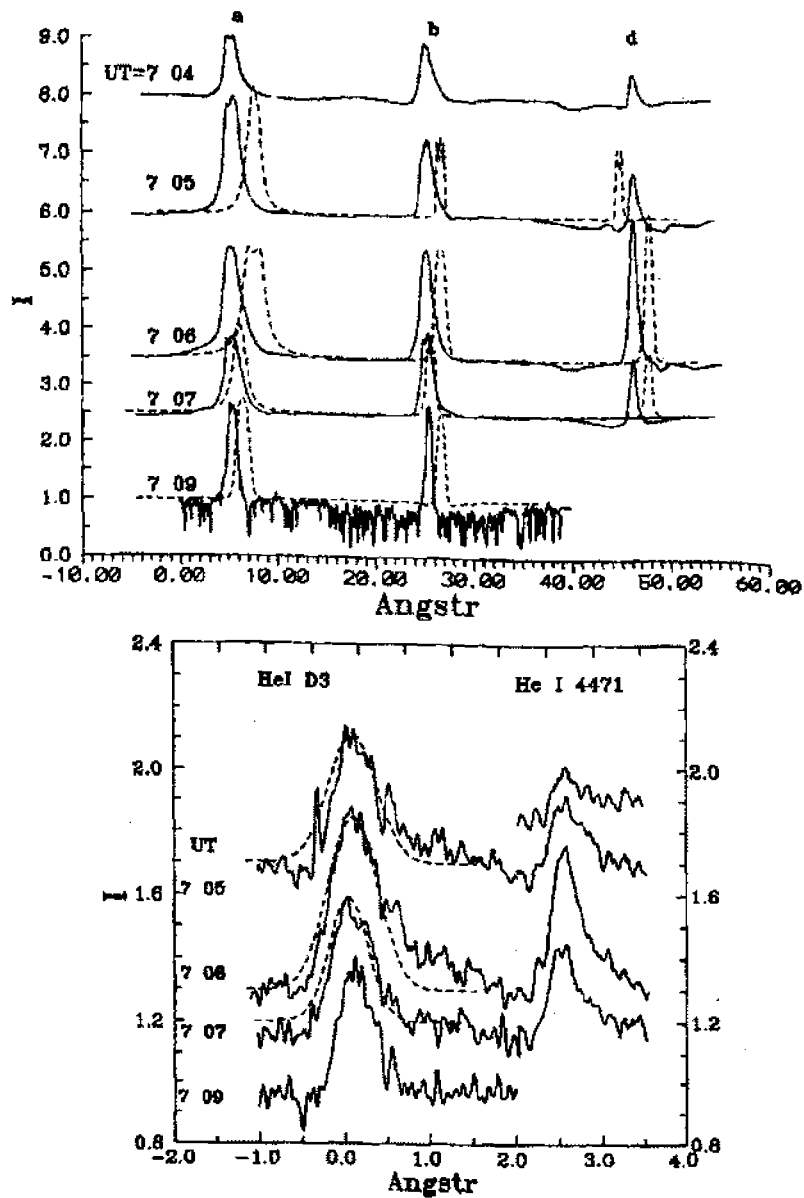


Рис. 1. Наблюдаемые (сплошная) и вычисленные (пунктир) профили бальмеровских линий альфа, бета, дельта (а) и линий гелия (б). Смещение вычисленных профилей относительно наблюдаемых произвольное

FeI. Затем в моделях были сделаны изменения хода температуры в области над температурным минимумом. Эти изменения почти не меняют профили бальмеровских линий, но дают возможность улучшить согласие профилей линий железа. Необходимо было увеличить температуру в области от температурного плато до температурного минимума, чтобы получить эмиссию в линиях железа, сравнимую с наблюдаемой.

Модели верхней и средней хромосферы рассчитаны по линиям водорода, гелия и кальция для четырех моментов наблюдений – перед максимумом, в максимуме и после максимума свечения в линии H_{α} . Интенсивность бальмеровских линий для всех четырех моментов различаются незначи-

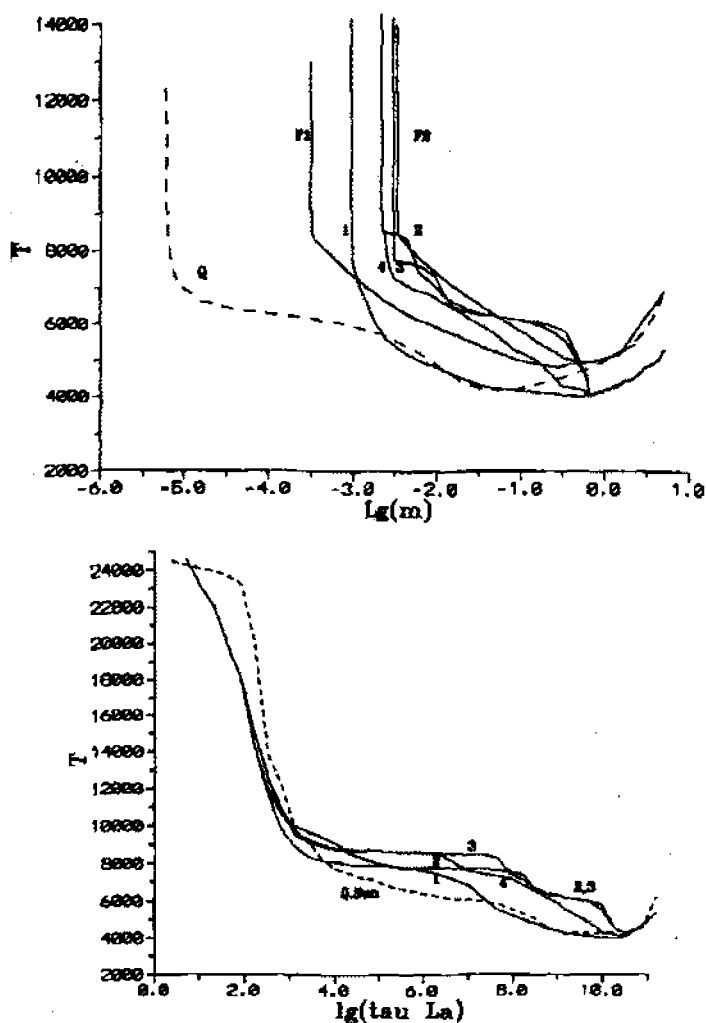


Рис. 2. Модели хромосферы 1, 2, 3, 4, рассчитанные для четырех моментов наблюдения ($UT = 7\ 04, 7\ 05, 7\ 06, 7\ 09$). По оси Y: а) колонковая плотность б) оптическая глубина в центре линии L_{α} . Q, F1, F2 – модели спокойного Солнца и модели вспышек Мачадо (Мачадо и др., 1980)

тельно, но во время максимума (два момента) профили линий имеют протяженные крылья (рис. 1). Рассчитанные модели показаны на рис. 2.

Модели 2 и 3, соответствующие профилям с протяженными крыльями ($UT = 7\ 05$ и $7\ 06$), имеют более протяженное температурное плато и более высокую плотность, чем модели 1 и 4. Ход температуры в моделях 2 и 3 от нижней границы плато до температурного минимума (в интервале колонковой плотности от $lg(m) = -2.0$ до $lg(m) = -0.5$) подобран так, чтобы получить наилучшее согласие наблюдаемых и вычисленных профилей FeI. Эта часть хромосферы дает основной вклад в излучение линий железа.

Сравнение вычисленных и наблюдаемых профилей показано на рис. 1 и 3.

Далее мы обсуждаем возможные причины появления температурного плато в хромосфере. Вычисленные нами модели – полуэмпирические. Основным критерием при поиске таких моделей является согласие вычисленных и наблюдаемых профилей.

Теперь мы сравним наши полуэмпирические модели с моделями теоретическими, которые рас-

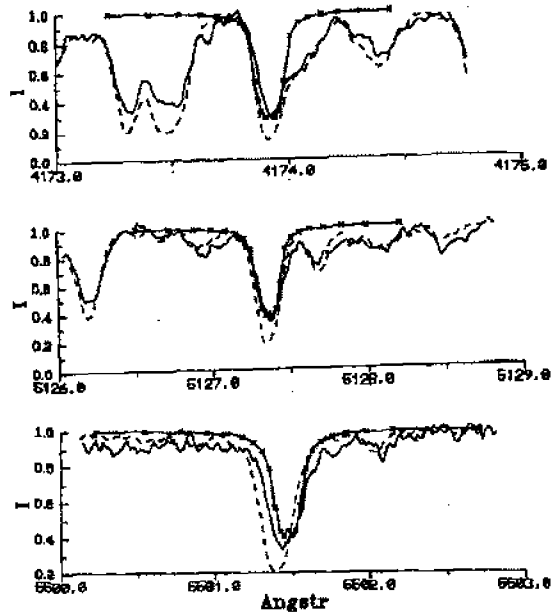


Рис. 3. Сравнение наблюдаемых (сплошные) и вычисленных (сплошные с крестиками) профилей линий железа для момента UT=7 05. Пунктир - профили невозмущенной области

считываются на основании энергетического баланса в хромосфере. Вычисляется поглощение энергии от потока рентгена или быстрых электронов и сравнивается с радиационными потерями для заданной модели, т. е. для заданной зависимости температуры от высоты. Путем подбора находят такую модель, для которой радиационные потери равны энергии, поступающей от потока электронов или рентгена. Вид температурной кривой в таких моделях зависит от энергетического состава потока. В некоторых случаях появляется температурное плато.

На рис. 4 дано сравнение наших моделей с теоретическими моделями из [8], рассчитанными Фангом и др. (Фанг, Хену, 1983) для потока рентгена (модель X2) и потока быстрых электронов (модель E) с мощностью около $1.0 \cdot 10^8 \text{ эрг}/(\text{см}^2 \cdot \text{с})$. Мы видим, что в моделях X2 и E имеется температурное плато, но оно расположено выше (при меньших значениях m) и температура в пределах плато ниже, чем в наших моделях. Для энергетического баланса в наших моделях нужно увеличить энергию потока, нагревающего хромосферу. Мы сделали расчеты для модели 3 с потоком электронов $E=4.0 \cdot 10^8 \text{ эрг}/(\text{см}^2 \cdot \text{с})$. Чтобы получить энергетический баланс в глубоких слоях (на нижней границе температурного плато), поток электронов должен быть с большим избытком очень энергичных ($> 50 \text{ keV}$) электронов. Для пучка с минимальной энергией электронов $E = 20 \text{ keV}$ мы взяли количество электронов с энергией больше 50 keV , равное 25%. Это количество очень энергичных электронов в 4 раза больше, чем в пучке обычного распределения по энергиям с $\delta = 4$, где δ - степенной показатель. Таким образом, появление протяженного температурного плато соответствует появлению потока очень энергичных электронов.

Сравнение величины радиационных потерь для нашей модели 2 с величиной энергии, поставляемой потоком электронов, дано на рис. 5. Аналогичное согласование величины радиационных потерь с величиной поглощенной энергии было получено также для нагрева хромосферы одновременно мягким рентгеном и электронами.

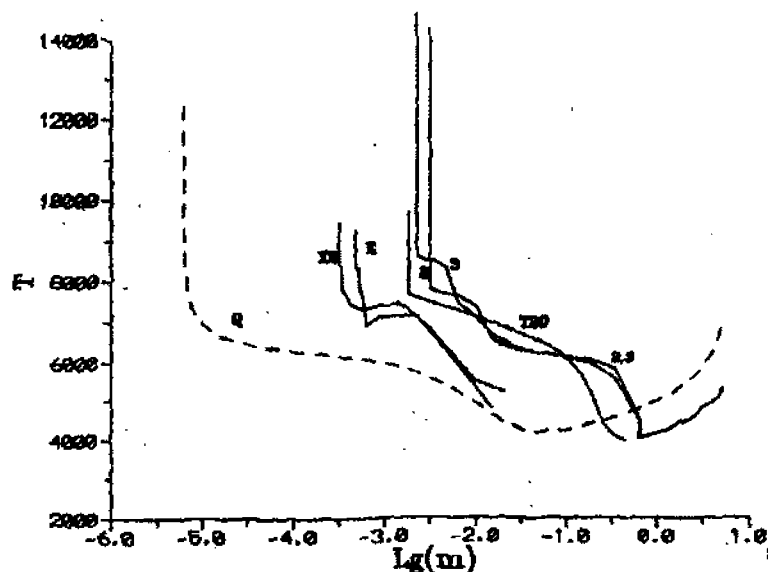


Рис. 4. Сравнение вычисленных нами моделей 2 и 3 с теоретическими моделями E и X2 (Фанг, Хеду, 1983) и T20 (Хаули, Фиппер, 1992)

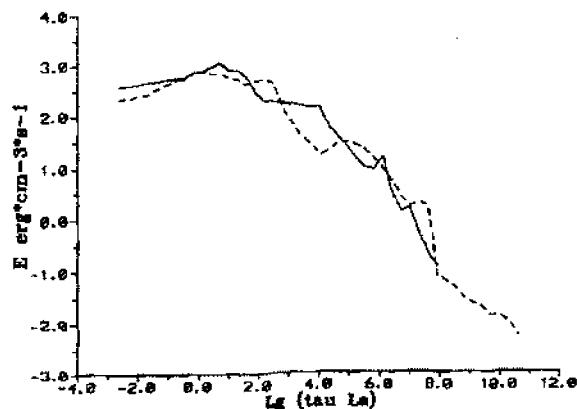


Рис. 5. Сравнение радиационных потерь для модели 2 с величиной энергии, поставляемой в хромосферу потоком энергичных электронов. Сплошная – энергия электронов, пунктир – радиационные потери

3 Заключение

Рассчитанные модели хромосферы имеют температурное плато, наиболее выраженное для тех моментов, когда наблюдалась наибольшая протяженность крыльев бальмеровских линий. Ход температуры с глубиной в области от нижней границы плато до температурного минимума определен по профилям линий железа. Сравнение наших моделей с теоретическими, рассчитанными на основании энергетического баланса, показывает, что температурное плато может возникать при определенном энергетическом составе потока рентгена и/или электронов. Получено, что энергетический баланс в моделях с протяженным температурным плато осуществляется, если поток электронов имеет избы-

ток очень энергичных электронов с $E > 50$ keV.

Литература

- Аврет, Лоезер (Avrett E.H., Loeser R.) // *Smiths. Astrophys. Obs. Sp. Rep.* 1969. V. 303.
Алексеев И., Барановский Э.А., Гершберг Р.Е. и др. // *Астрон. журн.* 2002. в печати.
Барановский Э.А., Гершберг Р.Е., Шаховской Д.Н. // *Астрон. журн.* 2001. Т. 73. N 4. С. 359.
Барановский Э.А., Маланушенко Е.П., Шумко А.В. // *Астрон. журн.* 1997. Т. 74. N 1. С. 454.
Верназа, Аврет, Лоезер (Vernazza J.E., Avrett E.H., Loeser R.) // *Astrophys. J. Suppl. Ser.* 1981. V. 45. N 4. P. 635.
Мачадо, Аврет, Верназа, Нойе (Machado M.E., Avrett E.H., Vernazza J.E., Noyes R.W.) // *Astrophys. J.* 1980. V. 242. P. 336.
Фанг, Хену (Fang C., Henoux J.C.) // *Astron. and Astrophys.* 1983. V. 118. N 1. P. 139.
Фанг, Хену, Ху Жу (Fang C., Henoux J.C., Hu Ju et al.) // *Solar Phys.* 1995. V. 157. N 1 - 2. P. 271.
Хаули, Фишер (Hawley S.L., Fisher G.H.) // *Aph. J. Suppl.* 1992. V. 78. N 3. P. 565.

УДК 524.7

К поиску истинной природы 160-минутного колебания: активное ядро сейфертовской галактики NGC 4151

В.А. Котов¹, В.М. Лютый², В.И. Ханейчук¹, Н.И. Меркулова¹, Л.П. Метик¹

¹ Крымская астрофизическая обсерватория, 98409 Крым, Бахчисарайский р-н, пос. Научный

² Государственный астрономический институт им. П.К. Штернберга, Крымская станция, 98409 Крым, Бахчисарайский р-н, пос. Научный

Поступила в редакцию 20 ноября 2000 г.

Аннотация. Новые оптические наблюдения быстрой переменности ядра NGC 4151, выполненные в 1987 – 1991 гг. в ГАИШ и КраО, подтверждают фазово-когерентную в течение длительного времени периодичность $\approx 160^m$ со средней амплитудой ≈ 0.01 зв. вел. Вывод основан на анализе средних кривых блеска, построенных для всех данных 1968 – 1991 гг. (включая рентгеновские измерения). Спектр мощности обнаруживает сильный пик – со значимостью 4σ , – соответствующий периоду $160^m0104 \pm 0^m0006$, в пределах ошибки совпадающему с априорным периодом $P_0 = 160^m0101 \pm 0^m0001$ (открытым ранее в глобальных колебаниях Солнца).

Кратко обсуждаются космологическая P_0 -гипотеза и свойства “повсеместного” P_0 -резонанса, наблюдаемого во Вселенной.

Специальный анализ данных NGC 4151 с моментами времени, не приведёнными к Солнцу, показал (на уровне значимости $\approx 90\%$), что фаза средней P_0 -кривой NGC 4151 не зависит от орбитального движения Земли. Это подтверждает космологическую интерпретацию “универсальной” 160-минутной осцилляции, но требует проверки новыми наблюдениями.

TO THE SEARCH FOR TRUE NATURE OF THE 160-MINUTE OSCILLATION: THE ACTIVE NUCLEUS OF THE SEYFERT GALAXY NGC 4151, by V.A. Kotov, V.M. Lyuty, V.I. Haneychuk, N.I. Merkulova and L.P. Metik. New optical observations of rapid variability of the NGC 4151 nucleus performed in 1987 – 1991 at the Sternberg Astronomical Institute and the Crimean Astrophysical Observatory, confirm the presence of the long-term phase-coherent periodicity $\approx 160^m$ with an average amplitude ≈ 0.01 mag. The conclusion is based on analysis of the mean light curves plotted for the total 1968 – 1991 data (including X-ray measurements). The power spectrum reveals the prominent 4σ peak corresponding to a period of $160^m0104 \pm 0^m0006$ which fairly well, within the error limits, coincides with the a priori period $P_0 = 160^m0101 \pm 0^m0001$ (discovered earlier in the Sun's global oscillations).

The cosmological P_0 -hypothesis and properties of the “ubiquitous” P_0 -resonance as observed in the Universe are briefly discussed.

A special analysis of the NGC 4151 data with time moments not reduced to the Sun, showed (with about 90% confidence) that the phase of the NGC 4151 mean P_0 -curve does not depend on the orbital motion of the Earth. This finding strongly supports the cosmological interpretation of the “universal” 160^m oscillation but needs confirmation by analysis of new observations.

Ключевые слова: Активные ядра галактик: переменность

1 Введение

Дискуссию о природе 160-минутной периодичности, обнаруженной у Солнца (Савэн, 1946; Брукс и др., 1976; Северный и др., 1976) и активных ядер галактик (АЯГ), нельзя считать завершённой. Ранее были проанализированы многолетние измерения колебаний Солнца, выполненные в КраО и Станфордском университете (1974 – 1991 гг., в сумме около 11000 ч наблюдений; см. Шеррер и др., 1993). Спектры мощности двух рядов данных, продемонстрировавшие совпадение максимального пика в районе периода $P_0 \approx 160^m$, говорят в пользу солнечного происхождения последнего. Что касается быстрой переменности АЯГ, то по мере увеличения числа наблюдений неуклонно растёт и достоверность периодичности $\approx 160^m$ в вариациях блеска этих внегалактических объектов (Котов, Лютый, 1988, 1990; Лютый, Котов, 1990, 1992).

Бирюков и Терехин (1991) подвергли сомнению результаты по ядру галактики NGC 4151, указав, что их обработка фотометрических измерений блеска, выполненных В.М. Лютым в 1968 – 1986 гг., не показала значимой периодичности $P_0 \approx 160^m 010$. В ответе оппонентам Лютый и Котов (1992), однако, утверждают, что анализ данных, проведённый Бирюковым и Терехиным (1991), не опровергает, а скорее подтверждает наличие P_0 -периодичности у ядра NGC 4151.

Недоверие астрономической общественности к результатам по АЯГ (Котов, Лютый, 1988, 1990, 1993; Лютый, Котов, 1990) обусловлено, прежде всего, двумя обстоятельствами:

а) близостью объявленного периода $P_0 = 160^m 0101 (\pm 1)$ к 1/9-ой среднесолнечных суток (в скобках – стандартная ошибка в единицах последнего знака);

б) абсурдностью результата с точки зрения устоявшихся представлений, заключающейся в независимости периода, наблюдаемого у Солнца и нескольких АЯГ (Котов, Лютый, 1990), от расстояния до внегалактического объекта и его красного смещения z , т.е. от скорости удаления АЯГ.

Неоднократно подчёркивалось (Лютый, Котов, 1990, 1992), что решение спора может быть найдено только путём анализа новых данных о быстрой – в течение ночи – переменности АЯГ.

2 Средние кривые блеска

Моменты наблюдений перед обработкой приводятся к Солнцу, причём каждое измерение блеска формально относится к интервалу усреднения 5^m (хотя в действительности последний составлял иногда 4–15^m). Медленные тренды удаляются полиномами порядка 1 или 2; в ряде случаев – обычно при длительности наблюдений от 2^h до 3^h – вычитается среднее за ночь. Спектр мощности (СМ) вычисляется методом дискретного Фурье-преобразования. Средние кривые блеска строятся с *априорным* периодом P_0 , начальная фаза которого отвечает эпохе UT 0^h 0^m 1 января 1974 г.

В качестве статистического критерия значимости средней кривой блеска или пика в СМ берётся величина \mathcal{P} , выраженная в “сигмах” (σ) нормального распределения (Дорошенко и др., 1985; Котов, Лютый, 1992). Другие обозначения: Δ – стандартное отклонение временного ряда, N – число остатков, A_h – гармоническая амплитуда средней кривой.

Первый вывод о присутствии периодичности P_0 в вариациях блеска NGC 4151 основывался на измерениях, выполненных В.М. Лютым в фильтре U в 1968 – 1986 гг. (Котов и Лютый, 1987, 1988). Массив остатков “измерения минус тренд” состоял из $N = 290$ точек со стандартным отклонением $\Delta_U = 0.084$ зв. вел. Средняя кривая, построенная для этих измерений с периодом P_0 , приведена на рис. 1а: $A_h = 0.016 \pm 0.004$ зв. вел., фаза гармонического максимума $\varphi_h = 0.50 \pm 0.04$, фаза негармонического (“пикового”) минимума $\psi = 0.03 \pm 0.04$, достоверность $\mathcal{P} \approx 3.2\sigma$.

Далее проанализированы все *мировые* данные по быстрой переменности NGC 4151; часть из них получена наблюдателями ГАИШ и КраО в фильтре V ($N = 218$) в результате специальной наблюдательной программы.

V-данные 1987 – 1988 гг. относятся к трём ночам с сильной переменностью (Лютый и др., 1989): 3 – 4 февраля и 23 – 24 марта 1987 г., 20 – 21 апреля 1988 г.; в сумме около 12.4 час наблюдений, число остатков $N = 93$, $\Delta = 0.022$ зв. вел. Остальные V-измерения сделаны в 1989 – 1991 гг. на телескопе КраО АЗТ-11 (диаметром 1.25 м; диафрагма 20”) в течение 5 ночей, показавших заметную переменность (Котов и др., 1998): 17 марта 1989 г., 28 апреля 1990 г., 16 – 17 января, 11 – 12

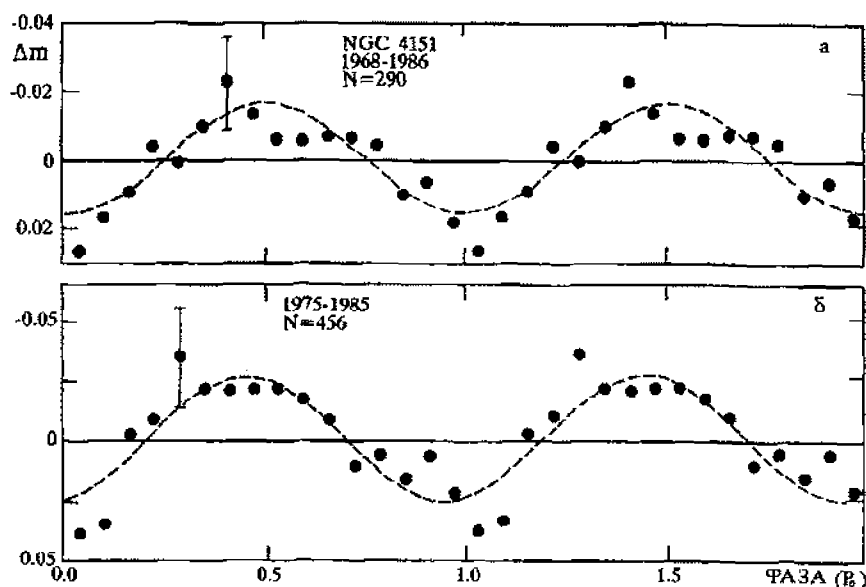


Рис. 1. Средние кривые блеска NGC 4151, построенные (а) по оптическим наблюдениям 1968 – 1986 гг. (фильтр U, $N = 290$) и (б) по рентгеновским измерениям 1975 – 1985 гг. ($N = 456$). Штриховые линии – синусоиды, проведённые через точки методом наименьших квадратов; вертикальные чёрточки – типичные стандартные ошибки ($\pm\sigma$) средних значений вариаций светимости (то же – на рис. 5 и 6). Моменты наблюдений приведены к Солнцу; интервал усреднения по фазе $\tau = 20^m$ (а) и 30^m (б)

февраля и 11 – 12 марта 1991 г., – с общей длительностью наблюдений около 19 час. Все эти данные приведены в табл. 1; после снятия трендов получен массив остатков: $N = 125$, $\Delta = 0.042$ зв. вел. Общий V-массив 1987–1991 гг. содержит $N = 218$ остатков с величиной $\Delta_V = 0.035$ зв. вел.

(Предположение о космологической природе P_0 -колебания пока ничего не говорит о возможном характере его возбуждения и временном поведении амплитуды. В общепринятой модели АЯГ (дисковая аккреция на сверхмассивную чёрную дыру) в оптике мы наблюдаем флуктуации интенсивности излучения диска. Добавление ночей, когда оптическая переменность вообще отсутствует, естественно, снижает значимость периодичности. Поэтому мы включаем в анализ только те наблюдения, для которых стандартное отклонение ряда (“ночи”) вдвое или более превышает ошибку отдельного измерения. Это не может повлиять на объективность анализа и конечные результаты, т.к. селекция ночей производится по признаку *общей переменности*, безотносительно к какой-либо периодичности, а тем более, конечно, к периоду P_0 .)

Наконец, проанализированы все доступные нам рентгеновские (X) измерения, выполненные в 1975 – 1985 гг. на спутниках Ариэль-5 и EXOSAT в диапазоне энергий 0.04 – 10 кэВ ($N = 456$, $\Delta_X = 0.199$ зв. вел.), см. Котов и др. (1998), Лютый и Котов (1990).

В итоге для всего 24-летнего интервала получены три массива остатков: U-массив 1968 – 1986 гг. ($N = 290$), X-массив 1975 – 1985 гг. ($N = 456$) и V-массив 1987 – 1991 гг. ($N = 218$).

Средние P_0 -кривые для X- и V-наблюдений приведены на рис. 1б и 2а. Видно, что фазы φ_X и φ_V этих кривых, построенных по *независимым* данным, близки к фазам U-кривой (рис. 1а), причём при достаточно высокой значимости каждой из трёх кривых (\mathcal{P} – в пределах от 2.4σ до 3.2σ).

Остатки X- и V-рядов затем были умножены на нормировочные коэффициенты Δ_U/Δ_X и Δ_U/Δ_V соответственно (в результате их дисперсии были приведены к дисперсии U-ряда), и три ряда, X, U, V, были объединены в единую временную последовательность 1968 – 1991 гг.: $N = 964$, $\Delta =$

Таблица 1. Измерения блеска NGC 4151, выполненные в 1989 – 1991 гг. на крымском телескопе АЗТ-11

JD _⊙ 244...	V, зв. вел.	JD _⊙ 244...	V, зв. вел.	JD _⊙ 244...	V, зв. вел.	JD _⊙ 244...	V, зв. вел.	JD _⊙ 244...	V, зв. вел.
7603.377	12.088	8273.449	11.807	8273.542	11.785	8299.521	11.637	8327.479	11.578
.400	.125	.452	.821	.544	.827	.535	.700	.493	.555
.424	.150	.454	.797	.555	.805	.538	.639	.495	.605
.435	.149	.457	.806	.557	.888	.541	.661	.497	.560
.443	.203	.468	.787	.561	.915	.544	.712	.501	.630
.472	.061	.471	.790	8299.392	11.658	.560	.674	.513	.791
8010.369	11.886	.473	.790	.395	.660	.562	.697	.516	.746
.372	.895	.477	.793	.398	.647	.564	.661	.519	.677
.387	.813	.479	.804	.402	.638	.568	.661	.522	.632
.390	.844	.482	.806	.415	.647	.582	.618	.534	.582
.399	.857	.484	.810	.421	.649	.585	.623	.537	.641
.402	.845	.487	.852	.423	.638	.587	.638	.539	.653
.418	.875	.497	.836	.437	.666	.589	.608	.542	.682
.421	.906	.500	.861	.440	.624	8327.369	11.893	.554	.625
.435	.910	.502	.803	.443	.603	.372	.915	.556	.631
.437	.939	.505	.812	.446	.627	.375	.819	.560	.646
.440	.893	.508	.798	.460	.682	.378	.819	.563	.665
.450	.913	.510	.839	.462	.672	.395	.780	.575	.709
.452	.896	.516	.817	.469	.632	.411	.809	.577	.710
.454	.873	.526	.798	.472	.619	.413	.708	.580	.641
.457	.895	.529	.813	.492	.671	.416	.598	.584	.705
8273.438	11.801	.532	.814	.494	.655	.422	.749	.595	.719
.441	.804	.534	.810	.512	.704	.470	.763	.598	.713
.443	.815	.536	.806	.514	.654	.473	.852	.601	.706
.446	.800	.539	.836	.517	.634	.476	.724	.603	.706

Таблица 2. Средние P₀-кривые блеска ядра NGC 4151 (моменты наблюдений приведены к Солнцу)

Интервал наблюдений	Фильтр	N	A _R , зв. вел.	φ _R	ψ	P
1968–1986	U	290	0.016 (± 4)	0.50 (± 4)	0.03 (± 4)	3.2σ
1975–1985	X	456	0.026 (±10)	0.44 (± 6)	0.03 (± 3)	2.4σ
1987–1991	V	218	0.010 (± 4)	0.66 (± 7)	0.07 (± 4)	3.2σ
1968–1991	X, U, V	964	0.012 (± 4)	0.54 (± 5)	0.06 (± 3)	3.7σ

0.084 зв. вел. Средняя кривая для неё показана на рис. 26, а в табл. 2 приведены параметры всех четырёх P₀-кривых. Хорошее согласие фаз φ_R, и особенно фаз ψ, говорит в пользу реальности малоамплитудной, ~ 1%, периодичности P₀ в вариациях блеска ядра NGC 4151. Для более уверенного заключения, однако, желательно построить СМ.

3 Спектр мощности

Мы рассматриваем сложный временной ряд с громадным числом пропусков: всего 964 измерения за интервал L ≈ 24 года. Поэтому не имеет смысла вычислять полный СМ, от нуля до частоты Найквиста ν_N = 1/(2t₀), если нет дополнительных предположений, т.е. когда не известны частота или достаточно узкий диапазон частот, где ожидается заметная периодичность (t₀ = 5^m). Причина

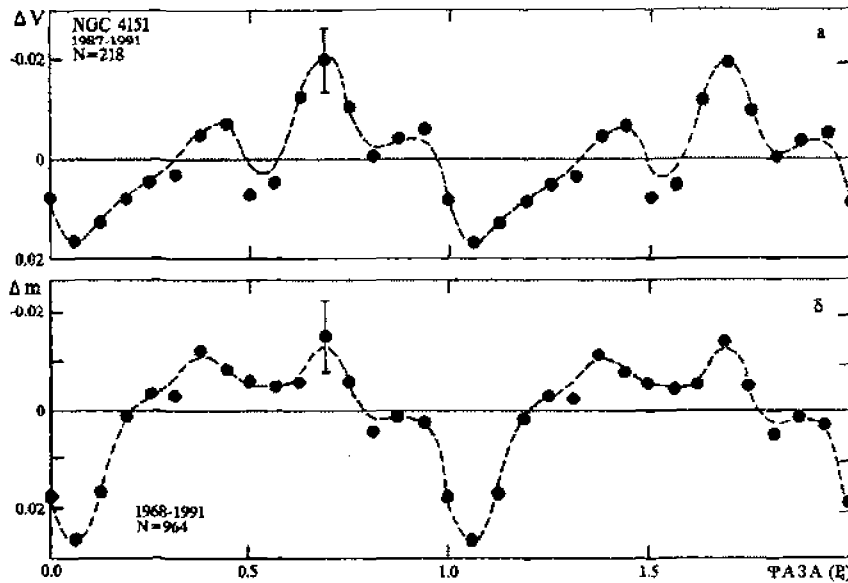


Рис. 2. То же, что на рис. 1, для (а) V-наблюдений 1987 – 1991 гг., $N = 218$, и (б) полного ряда наблюдений 1968 – 1991 гг., $N = 964$. Штриховые кривые через точки проведены “от руки”; $\tau = 20^m$

в том, что нужно проверить очень большое число независимых частот – в нашем случае оно равно $N_f = L/(2t_0) \approx 1.3 \cdot 10^6$. К тому же все теоретические формулы для оценки значимости пиков в СМ выведены для равномерных рядов (см., например, Дорошенко и др., 1985). Мы же имеем дело с крайне неравномерными рядами, для которых известные формулы оценки достоверности, строго говоря, нельзя применять. Значимость результата легче оценивать при наличии *априорных* предположений. Поэтому в нашей работе проверяется гипотеза о возможном присутствии одной, наперед заданной, частоты $\nu_0 \approx 104.160$ мкГц. Мы оцениваем значимость этой частоты в исследуемых рядах наблюдений.

Известно, что в СМ, вычисленном для достаточно широкого диапазона частот, может появиться большое число пиков, превышающих высоту реального пика (из-за пробелов временного ряда при наличии шумов, трендов, реальных флуктуаций блеска и т.д.). Ввиду этого поиск сигнала на *данной* частоте является корректным и наиболее эффективным, а иногда и единственно возможным. (В отличие от случаев без *априорного* знания, когда СМ вычисляется для широкого частотного диапазона, с числом независимых частот $m \gg 1$. Тогда вероятность p случайного появления пика должна увеличиваться в m раз; при *априорной* же информации $m \approx 1$.)

В нашем случае частота известна ($\nu_0 = P_0^{-1}$) из космологической гипотезы (Котов, Лютый, 1990), и неважно, присутствуют ли другие пики, отвечающие другим частотам. В принципе, достаточно построить кривую блеска с периодом P_0 и определить её статистическую значимость, или даже построить фрагмент СМ в интервале $\nu_0 \pm \Delta\nu_L$, где $2\Delta\nu_L = L^{-1}$ соответствует формальному разрешению СМ (подробнее см. Лютый, Котов, 1992). В то же время, вычисление спектра для достаточно широкого частотного диапазона около ν_0 представляет, конечно, самостоятельный интерес.

На рис. 3а показан СМ для первой части данных (фильтр U, $N = 290$), где пик, отвечающий периоду $160^{m}0102 (\pm 8) \approx P_0$, безусловно, нельзя считать значимым, если ничего не знать об *априорной* частоте ν_0 (сходные спектры для тех же данных вычислены Бирюковым и Терещижем, 1991, Лютым и Котовым, 1992). Надо заметить, однако, что в первых сообщениях об обнаружении P_0 -периодичности у NGC 4151, основанных на тех же 290 измерениях (Котов, Лютый, 1987, 1988), СМ

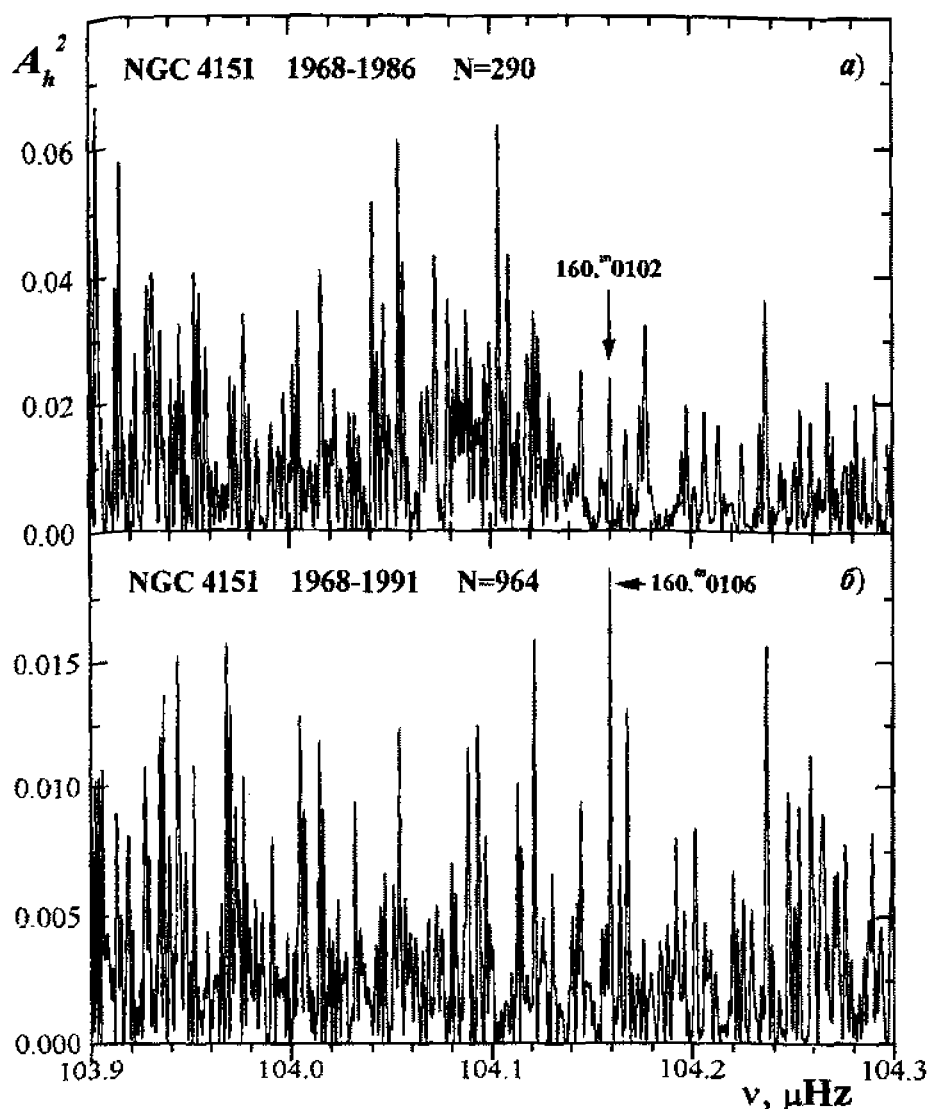


Рис. 3. Спектр мощности быстрых вариаций блеска NGC 4151 по данным за (а) 1968 – 1986 гг., $N = 290$, и (б) 1968 – 1991 гг., $N = 964$. По вертикали – величина A_h^2 в единицах $(0.1 \text{ зв. вел.})^2$; шаг по частоте $\Delta\nu = 0.2 \text{ мГц}$ (то же на рис. 4)

вычислялся для диапазона частот $\approx 104.12 - 104.20 \text{ мГц}$, в 5 раз меньшего, чем на рис. 3а. Распирение диапазона часто увеличивает вероятность появления пиков, по амплитуде превышающих пик P_0 (из-за влияния скважности, трендов и других причин). Поэтому Котов и Лютый (1988, 1990) неоднократно подчёркивали, что решение проблемы статистической значимости периодичности P_0 у АЯГ состоит прежде всего в увеличении числа независимых наблюдений.

Известно, что быстрая переменность многих АЯГ характеризуется значительными и хаотическими (на первый взгляд, т.е. без специального статистического анализа) флуктуациями блеска на временной шкале часы – сутки. Поэтому поиск периодического сигнала с амплитудой $\approx 1\%$, как отмечалось выше, является трудной задачей: из-за “пробелов” в наблюдениях появляется много

ложных пиков по соседству с априорным пиком. Наилучший выход – накопление данных, приводящее к подавлению ложных пиков вблизи периода P_0 (если, конечно, периодичность P_0 реальна).

Теперь мы имеем спектр (рис. 3б), построенный для числа остатков $N = 964$, в 3.3 раза большего, чем в случае первого спектра (рис. 3а). Видим, что рост числа данных подавил все посторонние пики, и пик P_0 стал доминирующим. А именно, из выборки $m \approx 600$ независимых частотных интервалов максимальная мощность концентрируется в интервале, соответствующем априорному периоду P_0 .

Значимость P пика P_0 на рис. 3б составляет $\approx 4\sigma$, а его период, $160^m 0106 (\pm 6)$, в пределах ошибки совпадает с “солнечным” значением P_0 и с первым определением периода для $N = 290$ (Котов, Лютый, 1987, 1988). Таким образом, вероятность случайного появления периода P_0 в вариациях блеска NGC 4151 равна $p \sim 6 \cdot 10^{-5}$.

4 О космологическом истолковании

Несмотря на жёсткую критику первых ($N = 290$) результатов по NGC 4151, оппоненты (Бирюков, Терещихин, 1991) готовы серьёзно обсуждать космологическую (P_0 -) гипотезу Котова и Лютого (1988, 1990, 1993), хотя и с расхождениями в подходах к моделям Вселенной.

Согласно P_0 -гипотезе постоянство $\nu_0 = P_0^{-1}$ (независимость от z) при перманентном космологическом “расширении” Вселенной обусловлено сопутствующим “замедлением” времени t , носящим также истинно космологический характер. В этом процессе особая роль принадлежит периоду P_0 как константе *темпа замедления времени*. На языке общей теории относительности период P_0 трактуется как временной масштаб “флуктуаций пространственно-временной метрики” (“колебания Вселенной” как физическое свойство времени?). При этом выполняется соотношение (Котов, Лютый, 1988)

$$dP_0/dt = H_0 \cdot P_0 = \Psi \approx 2 \cdot 10^{-14} = const;$$

$H_0 \approx 60 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1} \cdot \text{Мпс}^{-1}$ – параметр Хаббла, определяющий в стандартной модели Вселенной “канонический возраст” последней $T_0 = H_0^{-1} \approx 16$ млрд. лет. Безразмерная константа Ψ характеризует рассматриваемый “универсальный” процесс (константа *космологического взаимодействия*?).

Опираясь на P_0 -гипотезу, мы полагаем, что “расширение” Вселенной происходит не равномерно, а периодически, осциллируя с периодом P_0 (период *временной повторяемости* – малой относительной амплитуды – состояний Вселенной). Не исключено, что именно в “универсальном” P_0 -колебании заключены причина и физический механизм “расширения”.

Приняв такую точку зрения, можно логически заключить, например, что все тесные двойные системы с орбитальными периодами $\approx P_0$ неустойчивы (из-за обмена энергией между системой и “универсальными” флуктуациями метрики; обмен особенно эффективен на частотах, близких к резонансу с ν_0). Относительная амплитуда такого гипотетического взаимодействия мала ($\sim \Psi \approx 2 \cdot 10^{-14}$ (с/с) ?), но ведь речь идёт об интегральном эффекте как конечном (наблюдаемом сейчас) результате длительной эволюции Вселенной в целом и тесных двойных систем в частности. Этим Котов и Лютый (1993) объясняют одну из фундаментальных и нерешённых проблем астрофизики – наличие провала в распределении взрывных переменных на периодах 2 – 3 часа ($\approx P_0$). (При этом, конечно, не требуется тесный резонанс сразу для всего семейства двойных: резонанс для одной системы на каком-то этапе её эволюции может быть очень тесным, а для сотни систем разного возраста он, естественно, проявляется лишь статистически, как дефицит – в форме провала в распределении систем с периодами $\approx P_0$. Причиной является то, что системы находятся в резонансе с P_0 -осцилляцией в течение ограниченного интервала времени.)

Более того, недавно найдено (Котов и др., 1993), что имеет место значимое на уровне $\approx 3\sigma$ разделение АЯГ на две группы (бимодальность распределения), осциллирующие примерно (а) в фазе и (б) в противофазе с Солнцем. Последнее обстоятельство (связываемое с наличием антивещества – группа объектов “б” – во Вселенной), а также инвариантность ν_0 требуют особого внимания к поведению фазы P_0 -колебания.

Авторы P_0 -гипотезы предполагают (и это подтверждается наблюдениями, см. Котов, Лютый, 1990, 1993; Лютый, Котов, 1990, 1992), что начальная фаза колебания для данного внегалактического объекта постоянна на протяжении десятков лет наблюдений. Это эквивалентно постулату о постоянстве начальной фазы в течение $\sim 10^6 - 10^9$ лет, принимая во внимание время распространения света от АЯГ до Земли, а также бимодальность распределения начальных фаз (иначе последняя была бы разрушена).

5 Универсальный P_0 -резонанс

Наблюдаемая амплитуда зависит, по-видимому, от массы M и размера объекта (п. 7). Для АЯГ P_0 -осцилляция вообще находится в тесном резонансе с их потенциальными собственными колебаниями (предполагаем, что наиболее приемлемая модель центрального “двигателя” – чёрная дыра). При $M \sim 10^9 \cdot M_\odot$ шварцшильдовский радиус ядра

$$r_g = 2GM/c^2 \sim 3 \cdot 10^{14} \text{ см}$$

(G – гравитационная постоянная, M_\odot – масса Солнца, c – скорость света), а транспортное время света

$$\Delta t = r_g/c \approx P_0.$$

К этому заметим, что характерный размер центральной области многих АЯГ, определяемый X -переменностью, оказывается $\sim 10^{14} - 10^{15}$ см, т.е. близок к $r_g \approx c \cdot P_0$ (Мак-Харди, 1988).

В случае Солнечной системы имеем также впечатляющий резонанс её основных геометрических параметров с пространственным масштабом $L_0 = c \cdot P_0 \approx 19.24$ а.е. (Савэн, 1946). В частности, отношения больших осей орбит внешних планет (Юпитер, Сатурн, Уран, Нептун и Плутон) к L_0 составляют $\approx 1/2, 1, 2, 3$ и 4 соответственно. Полное статистическое рассмотрение показало, что L_0 является самым “резонансным” (с точки зрения наилучшей соизмеримости) масштабом для всей планетной системы (9 планет и кольцо астероидов; см. Котов, Кучми, 1985б). С достоверностью $\geq 3\sigma$ можно утверждать, что масштаб L_0 (или частота $\nu_0 = P_0^{-1} \approx 160.160$ мкГц) определил размеры нашей планетарной системы. (Вывод обоснован пока только статистически, как и многочисленные формулировки-аналоги закона Тициуса-Боде. Здесь мы даже не берёмся обсуждать механизм, с помощью которого “космологическое колебание” вступает в резонанс с веществом Солнечной системы на характерной длине L_0 .)

Более того, осевое вращение всех больших быстро вращающихся тел Солнечной системы (6 планет и крупные астероиды) в среднем также находится в тесном резонансе с ν_0 (Гаф, 1983; Котов, Кучми, 1985а). Поэтому не удивительно, что период P_0 близок к 1/9-ой земных суток.

Тесный резонанс Солнечной системы с P_0 (или L_0) может являться одним из главных факторов, обеспечивающих её стабильность в течение миллиардов лет и не учитываемых современными космогоническими теориями.

Благодаря орбитальному движению Земли вокруг Солнца можно легко проверить справедливость космологической трактовки P_0 -колебания. Действительно, при наблюдениях вблизи плоскости эклиптики расстояние до АЯГ в течение года изменяется на $\Delta d \approx 2$ а.е., что эквивалентно вполне измеримому фазовому сдвигу $\Delta d/(c \cdot P_0) \approx 0.10$. Единственный объект, для которого уже накоплен более или менее достаточный для такого анализа массив данных – ядро NGC 4151.

(Гипотеза о сохранении начальной фазы “космологического” P_0 -колебания и возможной её независимости от вращения Земли вокруг Солнца не должна противоречить наблюдаемому факту сильного различия – примерно на 4 порядка – относительных амплитуд колебания для Солнца ($\sim 10^{-6}$) и АЯГ ($\sim 10^{-2}$). У конкретного объекта регистрируется опосредованный эффект с амплитудой, существенно зависящей от массы, размера и строения объекта, а также от физических механизмов излучения. Если справедлива общепринятая точка зрения на АЯГ как на чёрную дыру, то АЯГ сильно отличается от обычной звезды: это наиболее сверхмассивный ($M \sim 10^6 - 10^{10} M_\odot$), компактный и, более того, истинно релятивистский объект Вселенной. Этим можно легко объяснить большую, по сравнению с Солнцем, относительную амплитуду P_0 -колебаний блеска АЯГ.)

6 Отсутствие орбитального эффекта?

При изучении короткопериодических астрофизических объектов (двойные звёзды, пульсары и т.д.) моменты наблюдений обычно приводятся к Солнцу, чтобы освободиться от влияния движения Земли по орбите. При анализе же P_0 -периодичности АЯГ, в связи с космологической гипотезой, имеет смысл рассмотреть две возможности.

а) Если периодичность связана с такими процессами, как аккреция диска, вращающегося вокруг чёрной дыры, или с обычной пульсацией АЯГ некосмологической природы, то моменты наблюдений необходимо приводить к Солнцу с помощью поправки

$$\Delta t_{\odot} = -\tau_0 \cos \beta \cos(\lambda - \lambda_{\odot}),$$

где $\tau_0 \approx 8^m$ (время распространения света от Солнца до Земли), β и λ – эклиптические координаты АЯГ; долгота Солнца

$$\lambda_{\odot} = 360^{\circ}(t' - 0.2183),$$

где t' – время наблюдения, отсчитываемое в долях года от момента UT 0^h 0^m 1 января данного года. Координаты NGC 4151: $\beta = 36^{\circ}66$ и $\lambda = 163^{\circ}30$. Без исправления моментов за Δt_{\odot} амплитуда и значимость кривой блеска должны быть занижены из-за рассеяния фаз отдельных измерений на величину $\Delta\varphi = \Delta t_{\odot}/P_0$.

б) В случае космологической трактовки (см. пп. 4, 5 и Котов, Лютый, 1988, 1993) данные не следует исправлять за Δt_{\odot} : они должны анализироваться в той системе координат, в которой проводились измерения, т.е. в системе, связанной с Землёй. Предполагается, что если P_0 -колебание – свойство метрики пространства-времени, то движение Земли не сказывается на фазе регистрируемого сигнала.

До сих пор обработка данных АЯГ по поиску P_0 -осцилляции (Лютый, Котов, 1990, 1992; Котов, Лютый, 1993) проводилась с учётом Δt_{\odot} . Теперь, если из моментов этих скорректированных данных вычесть Δt_{\odot} , то получим “истинный” временной ряд, т.е. ряд с действительными моментами наблюдений на Земле (или вблизи Земли – для рентгеновских спутников). Для такого ряда кривая блеска и амплитуда пика в СМ будут уменьшены – по сравнению с скорректированным рядом – в случае “а”, и увеличены – в случае “б”. Вопрос в том, насколько уверенно эффект может быть зафиксирован ввиду малости поправок $|\Delta\varphi| \lesssim 0.05$.

Рассматривался полный нормированный ряд NGC 4151 с числом $N = 964$. Так как сдвиги Δt_{\odot} малы, а влияние скважности велико, общий вид СМ без коррекций (рис. 4) остался очень похожим на СМ с коррекциями (рис. 3б). Что же касается главного, интересующего нас, пика P_0 , то

(а) его мощность несколько возросла, от $1.8 \cdot 10^{-4}$ до $1.9 \cdot 10^{-4}$ (зв. вел.)²,

(б) период стал ещё лучше совпадать с P_0 : вместо $160^m0106 (\pm 6)$, как на рис. 3б, – теперь для нового, некорректированного за Δt_{\odot} , ряда имеем $160^m0104 (\pm 6)$.

Заметим, однако, что эти изменения малы и находятся в пределах ошибок.

Для более уверенного обнаружения влияния Δt_{\odot} на среднюю кривую блеска из полного ряда остатков были выделены две группы наблюдений с наибольшими по абсолютной величине поправками: (1) данные с $\Delta t_{\odot} \geq 0^s002$, $N = 520$, и (2) данные с $\Delta t_{\odot} < 0^s001$, $N = 299$. Средневзвешенные значения поправок для этих двух групп равны $\Delta t_{\odot 1} = 5^m2$ и $\Delta t_{\odot 2} = -3^m7$ соответственно; их разность, $\approx 8^m9$, отвечает фазовому сдвигу $\Delta\varphi_0 \approx 0.06$.

Усреднённые кривые для двух групп и для обоих рядов – некорректированного и скорректированного за Δt_{\odot} – показаны на рис. 5 и 6. Видно, что фазы φ_n двух групп для ряда без коррекции, т.е. не приведённого к Солнцу (рис. 5), в пределах ошибок совпадают:

$$\varphi_{n1} = 0.57 \pm 0.07, \quad \varphi_{n2} = 0.48 \pm 0.05,$$

а их разность 0.09 не превышает ошибки (± 0.09).

Другой результат имеем для кривых с коррекцией (рис. 6):

$$\varphi_{n1} = 0.60 \pm 0.07, \quad \varphi_{n2} = 0.45 \pm 0.06;$$

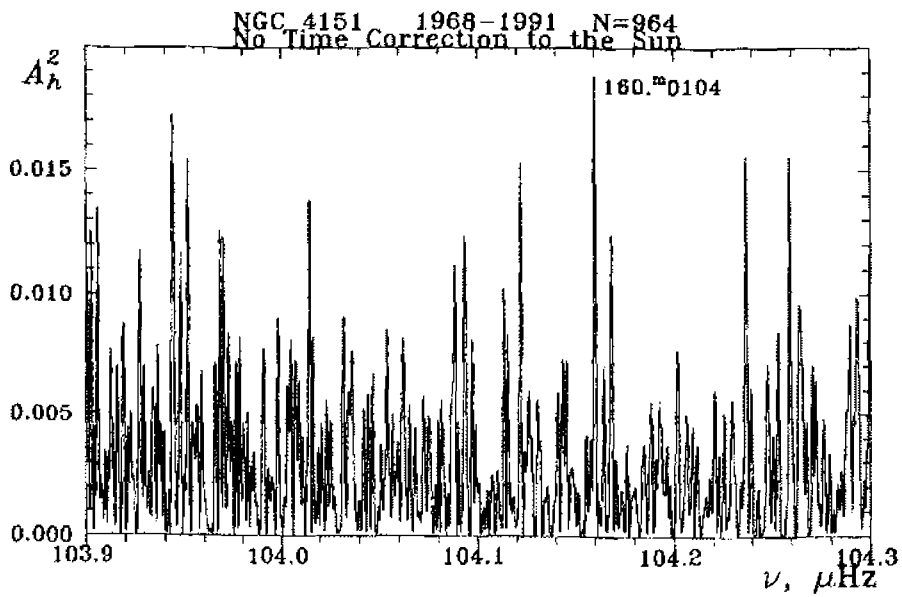


Рис. 4. Спектр мощности временного ряда NGC 4151 без поправок Δt_{\odot} , т.е. без приведения моментов наблюдений к Солнцу (1968-1991 гг., N = 964)

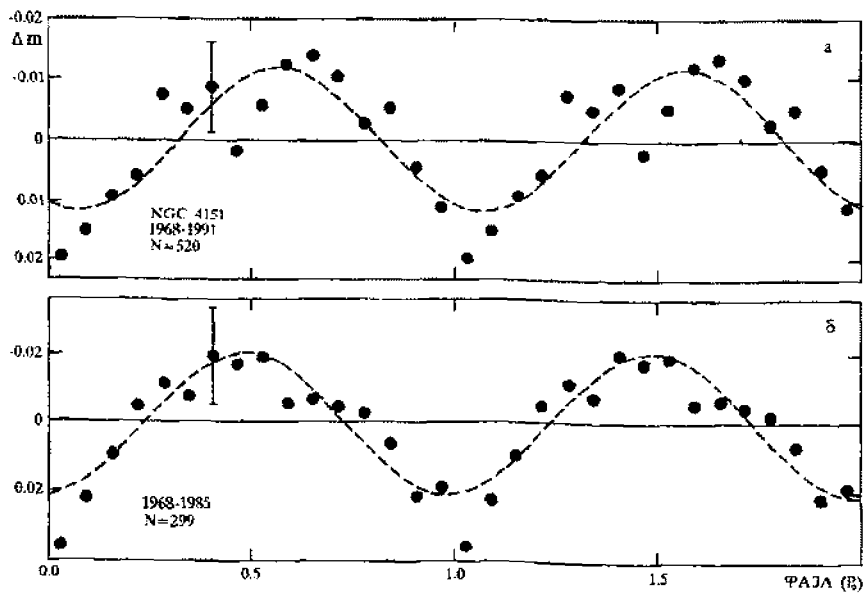


Рис. 5. То же, что на рис. 1, для некорректированного за Δt_{\odot} (т.е. не приведённого к Солнцу) временного ряда NGC 4151: (а) - для $\Delta t_{\odot} \geq 0.002$, N = 520, (б) - для $\Delta t_{\odot} < 0.001$, N = 299; $\tau = 30^m$

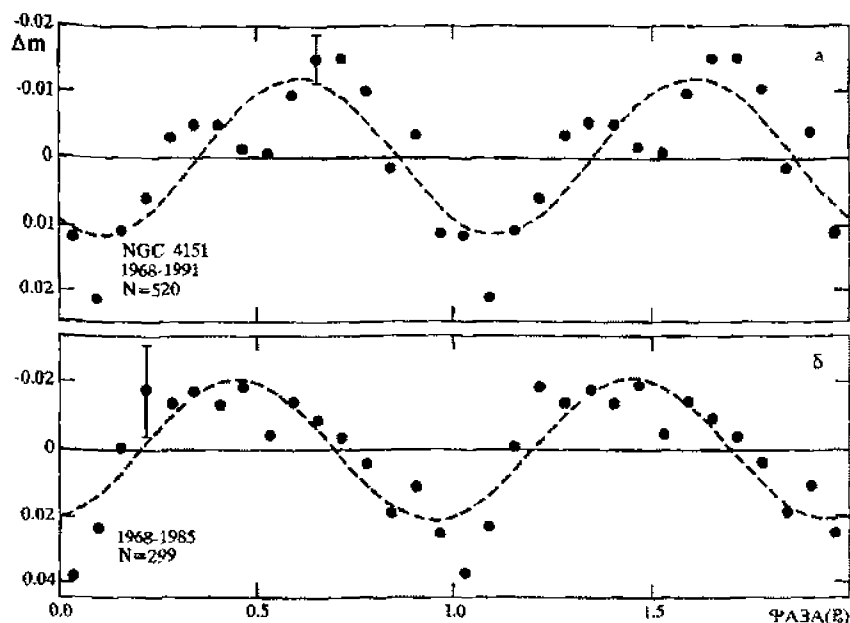


Рис. 6. То же, что на рис. 5, для исправленного за Δt_{\odot} (т.е. приведённого к Солнцу) ряда: (а) - для $\Delta t_{\odot} \geq 0^d002$, $N = 520$, (б) - для $\Delta t_{\odot} < 0^d001$, $N = 299$

разность этих фаз, 0.15 ± 0.09 , того же знака, что и расчётная разность $\Delta\varphi_0 \approx 0.06$, и она примерно в 1.7 раза превосходит свою стандартную ошибку. (Примечательно, что и фазы минимальных значений блеска находятся в тех же соотношениях: для ряда, не приведённого к Солнцу, фазы ψ совпадают ($\psi = 0.03 \pm 0.03$ для обеих групп, $N = 520$ и 299), а для скорректированного ряда имеет место сдвиг фаз: $\psi = 0.09 \pm 0.03$ для $N = 520$ и $\psi = 0.03 \pm 0.03$ для $N = 299$; их разность 0.06 ± 0.04 , совпадает с расчётным значением $\Delta\varphi_0 \approx 0.06$.)

Следовательно, с достоверностью $\approx 90\%$ можно утверждать, что моменты наблюдений NGC 4151 приводить к Солнцу *не следует*, что подтверждает гипотезу о космологическом происхождении P_0 -колебаний АЯГ.

7 Заключение

Парадоксальность ситуации - независимость периода от z и декларируемое присутствие одного и того же периода у разных объектов, Солнца и АЯГ, вызывает вполне понятное недоверие к результатам, см. например, критику Бирюкова и Теребижа (1991).

Следует подчеркнуть, однако, что практически все разумные предположения о земной природе P_0 -периодичности, а также влияние случайных и систематических ошибок уже детально рассмотрены (Котов, Лютый, 1987, 1988; Лютый, Котов, 1990, 1992). В пользу реальной астрофизической природы эффекта говорят и следующие обстоятельства:

- а) отсутствие заметной P_0 -периодичности во флуктуациях блеска стандартных звёзд, относительно которых делаются наземные измерения АЯГ;
- б) согласие результатов, полученных разными авторами и на разных инструментах;
- в) обнаружение P_0 -периодичности в рентгеновских наблюдениях АЯГ, выполненных за пределами земной атмосферы (Лютый, Котов, 1990; Котов и др., 1993);

г) увеличение статистической значимости результата с ростом числа наблюдений;

д) сильное, по сравнению с ошибкой, отличие периода ядра NGC 4151, $P = 160^m 0104 (\pm 6)$, от точной 9-ой гармоники суток (период последней равен $160^m 0000$ для среднесолнечных суток и $159^m 5631$ для звёздных суток);

е) удовлетворительное совпадение средних кривых, построенных по независимым данным (рис. 1, 2 и 5);

ж) взаимно противофазный характер P_0 -кривых, полученных, например, для NGC 4151 и квазара 3C 273 (Котов, Лютый, 1988; Лютый, Котов, 1990); это исключает возможность приписать периодичность влиянию Солнца и его колебаний, а также каким-либо артефактам наблюдений и обработки данных.

Наконец, отметим, что новые (после публикации Лютото и Котова, 1990) оптические наблюдения, проведённые в ГАИШ и КраО в 1987 – 1991 гг., полностью подтвердили P_0 -период у NGC 4151 (рис. 2 и 4).

Перечисленное убеждает нас в правильности космологического истолкования, — по крайней мере в целесообразности принятия его в качестве рабочей гипотезы для будущего, более глубокого, исследования природы “универсального” P_0 -колебания. И здесь наиболее интересным, конечно, представляется отсутствие орбитального эффекта, т.е. независимость фазы регистрируемого P_0 -колебания от положения Земли на орбите.

Изложенные факты представляются абсурдом с точки зрения современной астрофизики. Однако, не настаивая на интерпретации, мы подчёркиваем высокую статистическую достоверность результатов.

Эффект имеет очень малую, в среднем, относительную амплитуду: $\sim 10^{-2}$ для АЯГ и $\sim 10^{-6}$ для колебаний Солнца, — поэтому он выявляется только статистически, при усреднении большого числа наблюдений. Также надо полагать, что эффект у Солнца регистрируется исключительно благодаря его близости к Земле. Для далёких звёзд детектирование относительных вариаций светимости с амплитудой $\sim 10^{-6}$ представляется пока очень трудным, если вообще технически возможным. В то же время такие факты, как статистически значимая соизмеримость (чётная или нечётная) периодов пульсаций звёзд типа RR Лун в шаровых скоплениях, а также периодов тесных двойных звёзд Галактики (Котов, Лютый, 1987, 1993) с периодом P_0 говорят о том, что P_0 -колебание должно иметь более общую и более глубокую природу, нежели просто 160-минутное колебание Солнца. Поэтому и возникла идея искать P_0 -периодичность в вариациях блеска АЯГ – сверхмассивных и компактных (в модели чёрной дыры) *релятивистских* объектов Вселенной.

Действительно, в случае АЯГ, с их гигантскими массами $M \sim (10^6 - 10^{10})M_\odot$, амплитуда P_0 -колебания светимости оказывается примерно на 4 порядка больше, чем у Солнца, составляя $\sim 1\%$, — величину, которую вполне можно регистрировать с помощью современных наземных и космических инструментов и применяя специальные методы анализа данных.

Отсутствие орбитального эффекта (т.е. независимость фазы колебания от движения Земли вокруг Солнца) пока установлено на уровне значимости $\approx 90\%$. Безусловно, оно требует подтверждения новыми данными о быстрой переменности АЯГ, доступных наблюдениям на максимально разных — по поправке Δt_\odot — участках орбиты Земли, — для таких сейфертовских галактик, как, например, NGC 4151 и NGC 3516.

Литература

- Бирюков В.В. и Терещиж В.Ю. // Изв. Крым. Астрофиз. Обсерв. 1991. Т. 83. С. 230.
 Брукс и др. (Brookes J.R., Isaak G.R., van der Raay H.B.) // Nature. 1976. V. 259. P. 92.
 Гаф (Gough D.O.) // Phys. Bull. 1983. V. 34. P. 502.
 Дорошенко В.Т., Ефимов Ю.С., Терещиж В.Ю. и Шаховской Н.М. // Изв. Крым. Астрофиз. Обсерв. 1985. Т. 73. С. 143.
 Котов В.А. и Кучми С. // Изв. Крым. Астрофиз. Обсерв. 1985а. Т. 70. С. 38.
 Котов В.А. и Кучми С. // Изв. Крым. Астрофиз. Обсерв. 1985б. Т. 72. С. 199.

- Котов В.А. и Люты́й В.М. // Изв. Крым. Астрофиз. Обсерв. 1987. Т. 77. С. 148.
- Котов В.А. и Люты́й В.М. // Изв. Крым. Астрофиз. Обсерв. 1988. Т. 78. С. 89.
- Котов В.А. и Люты́й В.М. (Kotov V.A., Lyuty V.M.) // Compt. Rend. Acad. Sci. Paris. 1990. V. 310. P. 743.
- Котов В.А. и Люты́й В.М. // Изв. Крым. Астрофиз. Обсерв. 1992. Т. 86. С. 108.
- Котов В.А. и Люты́й В.М. (Kotov V.A., Lyuty V.M.) // in: "GONG 1992: Seismic Investigation of the Sun and Stars". Astron. Soc. Pacific Conf. Ser. 1993. V. 42. P. 289.
- Котов В.А., Люты́й В.М., Меркулова Н.И., Метик Л.П. и Ханейчук В.И. // Изв. Крым. Астрофиз. Обсерв. 1998. Т. 94. С. 123.
- Котов В.А., Люты́й В.М. и Ханейчук В.И. // Изв. Крым. Астрофиз. Обсерв. 1993. Т. 88. С. 47.
- Люты́й В.М., Асланов А.А., Волков И.М., Колосов Д.Е. и Хрузина Т.С. // Письма в Астрон. Журн. 1989. Т. 15. С. 579.
- Люты́й В.М. и Котов В.А. // Письма в Астрон. Журн. 1990. Т. 16. С. 771.
- Люты́й В.М. и Котов В.А. // Изв. Крым. Астрофиз. Обсерв. 1992. Т. 84. С. 104.
- Мак-Харди (McHardy I.) // Mem. Soc. Astron. Ital. 1988. V. 59. P. 239.
- Савэн (Sevin E.) // Compt. Rend. Acad. Sci. Paris. 1946. V. 222. P. 220.
- Северный и др. (Severny A.B., Kotov V.A., Tsap T.T.) // Nature. 1976. V. 259. P. 87.
- Шеррер и др. (Scherrer P.H., Hoeksema J.T., Kotov V.A.) // in: "GONG 1992: Seismic Investigation of the Sun and Stars". Astron. Soc. Pacific Conf. Ser. 1993. V. 42. P. 281.
-

УДК 523.98

Радионаблюдения солнечного затмения 11 августа 1999 г. на волнах 10.7 см и 1.07 м

Ю.Ф. Юровский

Лаборатория радиоастрономии Крымской астрофизической обсерватории, 98688, Украина, Крым, п. Кацивели, РТ-22

Поступила в редакцию 18 апреля 2001 г.

Аннотация. Радионаблюдения солнечного затмения 11 августа 1999 г. позволили выяснить, что располагавшийся на диске Солнца локальный источник на волне 10.7 см состоял из повышенного излучения над пятнами и более интенсивного межпятенного компонента с яркостной температурой около $3/10^6$ К. Над активными областями, находившимися на лимбе, обнаружено протяженное по высоте излучение, радиояркость которого убывает от $(226 \pm 14)/10^3$ К на высоте $5/10^3$ км до $(110 \pm 6)/10^3$ К на высоте $180/10^3$ км от фотосферы. Три различных способа измерения радиорadiusа Солнца на волне 1.07 м дали согласующийся результат $R_{d1.07} = (1.20 \pm 0.05)R_{\odot}$, что соответствует расположению границы эффективно излучающего слоя на метровых волнах на высоте $h_{1.07} = (0.195 \pm 0.03)R_{\odot}$ или $(136 \pm 21)10^3$ км. Отмечается, что расположение границы коротковолнового радиоисточника выше границы длинноволнового источника является необычным.

RADIO OBSERVATIONS OF THE SOLAR ECLIPSE ON AUGUST 11, 1999 AT THE WAVELENGTH 10.7 CM AND 1.07 M IN LABORATORY OF RADIO ASTRONOMY OF CRIMEAN ASTROPHYSICAL OBSERVATORY, by Y. Yurovsky. The radio observations of solar eclipse on August 11, 1999 have shown, that a local radio source at the wavelength 10.7 cm consist of the increased radiation placed above sunspots and of the more intensive interspots component. The brightness temperature of component is of order of $3/10^6$ K and testifies to its nonthermal origin. The radio brightness above active regions located at the solar limb decreases from $(226 \pm 14)/10^3$ K at height $35/10^3$ km up to $(110 \pm 6)/10^3$ K at height $180/10^3$ km above the photosphere. Three various ways of measurement of solar radio radius at the wavelength 1.07 m have given agreed result $R_{d1.07} = (1.20 \pm 0.05)R_{\odot}$, that corresponds to height of effectively radiating layer on meter wavelength equal to $h_{1.07} = (0.195 \pm 0.03)R_{\odot}$ or $(136 \pm 21)10^3$ km. Therefore the border of short-wave radio source was higher than the border of long-wave source that is unusual.

Ключевые слова: Локальные радиоисточники – интенсивность – положение – размеры

1 Введение

Изменения солнечного радиопотока в процессе закрытия и открытия диска Солнца непрозрачным диском Луны позволяют выяснить, какие участки солнечной атмосферы ответственны за повышенное излучение и как эти участки расположены относительно видимых образований. Прохождение

полосы затмения 11 августа 1999 года по территории Лаборатории радиоастрономии КрАО дало возможность провести такие наблюдения на стационарных радиотелескопах.

Наблюдатель на Земле регистрирует радионизлучение, главная часть которого возникает в тем более высоких слоях солнечной атмосферы, чем длиннее волна, на которой ведется наблюдение. Поэтому для получения сведений о различных уровнях солнечной атмосферы наблюдения затмения проводились на сантиметровых волнах и на волнах метрового диапазона. Длина волны 10.7 см соответствовала уровню, на котором происходит энерговыделение солнечных вспышек. Метровые волны излучаются выше, в тех слоях короны, где радиоволны генерируются ускоренными во время вспышки заряженными частицами. Достигнув окрестностей Земли эти частицы вызывают геомагнитные бури, полярные сияния, прекращение радиосвязи и целый комплекс других геофизических явлений, включая воздействие на биосферу Земли и здоровье человека.

2 Аппаратура

Наблюдения затмения проводились с помощью радиотелескопов, имеющих следующие технические параметры:

2.1 Радиотелескоп сантиметрового диапазона

Антенна радиотелескопа диаметром 3 м помещена в радиопрозрачный купол диаметром 6 м для защиты от метеорологических воздействий. Электрический привод антенны по часовому углу имеет кварцевую стабилизацию частоты. Ширина диаграммы направленности радиотелескопа 3, антенная температура от невозмущенного Солнца = 1500 К. Модуляционный радиометр прямого усиления настроен на частоту 2.8 ГГц. Полоса пропускания радиометра 40 МГц. Чувствительность $\Delta T_2 = 0.15$ К при $\tau = 1$ с. Цифровая регистрация производится с частотой 100 Гц при квантовании сигнала на ± 512 уровней.

2.2 Радиотелескоп метровых волн

Антенна размерами 3 × 3 м состоит из 16-ти семиэлементных антенн типа "волновой канал", размещена на параллактическом поворотном устройстве с электрическим сопровождением источника излучения по часовому углу. Ширина диаграммы направленности антенны равна 11. Модуляционный радиометр прямого усиления настроен на частоту 280 МГц. Полоса пропускания радиометра $\Delta f = 10$ МГц. Постоянная времени регистрирующего прибора $\tau = 100$ мс. Чувствительность радиотелескопа $\Delta T = 0.58$ К. Непрерывный динамический диапазон регистрируемой интенсивности 20 дБ. Цифровая регистрация производится с частотой 10 Гц при квантовании сигнала на ± 512 уровней.

2.3 Оптические наблюдения

Фотографирование фаз затмения в белом свете производилось сотрудником Лаборатории физики Солнца КрАО А.Н. Бабиным с помощью стационарного телескопа АФР-2, расположенного на территории Лаборатории радиоастрономии. Положение лимба Луны и оптически видимых деталей было измерено на полученных снимках с помощью координатного устройства Аскорекорд-2 с точностью ± 5 угл.сек. Эти данные использовались для локализации источников повышенной радиояркости. Эфемериды затмения вычислялись на ЭВМ с помощью программы, разработанной пулковскими радиоастрономами Г.Б. Гельфрейхом и А.Н. Коржавиным.

3 Обстоятельства затмения

Первый оптический контакт наступил в 9:56:20 UT, когда Солнце находилось вблизи местного меридиана на высоте около 55 над горизонтом. В момент максимальной фазы в 11:20:00 UT диском Луны закрывалось 0.938 диаметра фотосферы. Последний контакт наблюдался в 12:38:20 UT при высоте Солнца над горизонтом около 45°. В связи с уменьшением высоты Солнца тропосферные флуктуации сигнала (ширина шумовой дорожки) на волне 10.7 см возросли от 1.5% в начале затмения до 3.0% к концу затмения. Метеорологические условия в день затмения были благоприятными, облачность отсутствовала.

Согласно Солнечным геофизическим данным (SGD, 1999) во время затмения на диске Солнца находились группы пятен NOAA 8662 с координатами 13S, 01W, $CMP \approx 11.6$; NOAA 8657, 31S, 42W, $CMP \approx 8.2$; группы пятен на восточном лимбе Солнца NOAA 8667, 23N, 87E, $CMP \approx 18.2$ и NOAA 8665, 23S, 68E, $CMP \approx 16.8$; а также заходявшие за лимб группы NOAA 8651, 25N, 86W, $CMP \approx 2.7$ и NOAA 8656 14N, 80W, $CMP \approx 4.4$ (здесь CMP – дата пересечения центрального меридиана). Кроме того, вблизи центрального меридиана 9 августа наблюдалась группа пятен NOAA 8664, 23N, 07E, $CMP \approx 10.1$, распавшаяся к моменту затмения.

Положение некоторых групп на диске Солнца показано на рис. 1. На этом же рисунке нанесена траектория центра Луны и показаны изменения плотности потока радиоизлучения на волне 10.7 см в течение затмения. Поскольку не все радиоисточники сопоставляются по нашим данным с оптическими образованиями, то для удобства описания радиоисточникам присвоены порядковые номера 1 – 4. Внезатменный поток радиоизлучения Солнца по нашим измерениям составлял $(148 \pm 15) \times 10^{-22} \text{Вт/м}^2 \text{Гц}$ на волне 10.7 см и $(17 \pm 2) \times 10^{-22} \text{Вт/м}^2 \text{Гц}$ на волне 1.07 м.

По сведениям из “Солнечных данных” (1999) в течение затмения зарегистрирован один радиовсплеск на метровых волнах в 10:24.4 UT. На сантиметровых волнах по этим данным всплесковая активность не наблюдалась. За два часа до начала затмения в лаборатории КРАО на радиотелескопе РТ-22 группой наблюдателей (Будзиновская и др., (2000)) были получены радиокарты на волнах 2.0, 2.3, 2.8 и 3.5 см. Одна из них приведена в левом верхнем углу рис. 1 и наглядно отражает наличие локальных радиоисточников над всеми перечисленными выше группами пятен.

4 Результаты наблюдений на волне 10.7 см

4.1 Радиоизлучение невозмущенного Солнца

Излучение локальных источников во время затмения наблюдается на фоне закрытия/открытия невозмущенных участков диска Солнца. Следовательно, в первую очередь нам нужно определить размеры и радиояркость этого диска. Распределение радиояркости в день затмения было довольно сложным (см. радиокарту на рис. 1). Для того, чтобы выделить участок поверхности, не содержащий источников повышенного излучения, мы построили по кривой затмения распределение радиояркости полосок диска (серпов), закрывавшихся в течение каждой минуты.

Радиояркость (эффективная температура) излучающей области определяется по известной формуле (Железняков, 1964, стр.28):

$$T = \frac{dF \times \lambda^2}{2k \times d\Omega} \text{ К}, \quad (1)$$

где dF – перепад потока на исследуемом интервале времени в $\text{Вт/м}^2 \text{Гц}$; λ – длина волны в м; $k = 1.38 \times 10^{-23} \text{ Дж/град}$ – постоянная Больцмана; $d\Omega = 4\pi \sin^2(32 \times R_d/240 \times dA/A)$ – телесный угол в стер , занимаемый излучающей площадкой; R_d – принятый для расчетов радиорadius Солнца в единицах радиуса фотосферы $R_\odot \approx 700 \cdot 10^3 \text{ км}$; dA – площадь открывающейся или закрывающейся площадки в произвольных единицах измерения; $A = 1$ – площадь всего диска Солнца с радиусом R_d в тех же единицах измерения.

Результат расчета радиояркости полосок диска для интервала времени 10:00:00 – 11:10:00 UT представлен на рис. 2. Наименьшую эффективную температуру $T_{d2.85} = (42 \pm 8) \times 10^3 \text{ К}$ имел участок диска, закрывавшийся в течение 10:46:00 – 11:12:00 UT (область с на рис. 1). За время с

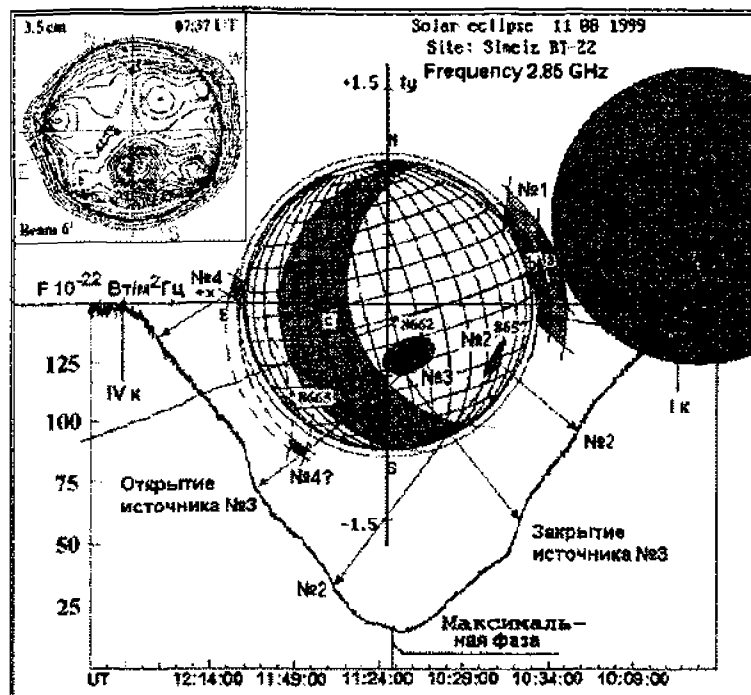


Рис. 1. Обстоятельства затмения, изменение потока в течение затмения на частоте 2.85 ГГц, радиокарта и положение активных образований на диске Солнца

11:00:00 до 11:12:00 UT (рис. 4) перепад потока составил $dF \approx 16 \times 10^{-22}$ Вт/м² Гц и закрылось $dA=0.1584$ площади диска. Если бы найденную температуру имела вся поверхность диска, то поток от него составил бы $F_{d2.85} = dF \times /dA \approx 101 \cdot 10^{-22}$ Вт/м² Гц. Это значение потока мы будем считать потоком от возмущенного Солнца. Тогда можно полагать, что избыточный поток величиной 47×10^{-22} Вт/м² Гц излучался всеми вместе взятыми локальными источниками.

В момент максимальной фазы затмения остаточный поток составлял $F_{o2.85} \approx 11 \times 10^{-22}$ Вт/м² Гц (рис. 3). Зная величину внезатменного потока $F_{d2.85}$, находим, что остаточный поток указанной величины должен излучаться диском с радиорadiusом, равным $R_{d2.85} \approx (1.05 \pm 0.01)R_{\odot}$.

В районе IV контакта после 12:33:00 UT очевидного повышенного излучения на наших записях не обнаруживается (рис. 5), поэтому этот участок записи также можно использовать для определения радиорadiusа Солнца. Однако из-за уменьшения высоты Солнца над горизонтом флуктуации уровня потока возросли и определение момента радиоконтакта оказалось не очень уверенным. Тем не менее, как видно на рис. 5, запаздывание радиоконтакта приблизительно на 2 мин относительно оптического контакта выглядит вполне приемлемо. Поэтому можно заключить, что характер записи области IV радиоконтакта не противоречит найденному выше значению радиорadiusа $R_{d2.85} \approx 1.05R_{\odot}$.

5 Лимбовые источники радиоизлучения

На рис. 4 показано изменение плотности потока в начале затмения. Кривая, проходящая по середине шумовой дорожки, представляет собой результат сглаживания односекундных отсчетов скользящим средним с шириной окна 1 мин. Плавные кривые соответствуют закрытию площади равномерно яркого диска с радиусом $1.05R_{\odot}$. Радиозатмение на волне 10.7 см началось в 9:47:30±30 с UT (рис. 4), приблизительно на 9 м 20 с раньше оптического затмения (I контакта), что соответствует высоте излучающего слоя $h \approx 1.26R_{\odot} \approx 180 \times 10^3$ км. Точно в расчетный момент, в 11:11:40±30 с UT,

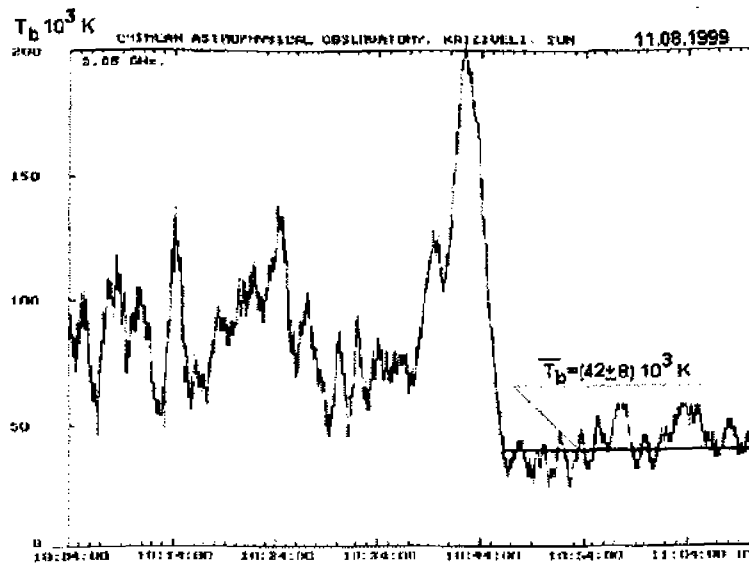


Рис. 2. Радиояркость полосок диска Солнца (серпов), каждая из которых закрывалась в течение 1 мин



Рис. 3. Изменения потока на частоте 2.85 ГГц в интервале времени, прилегающем к моменту максимальной фазы затмения

эта радиояркая область снова появилась из-за лимба Луны (рис. 3). Мы назвали это избыточное излучение радиоисточником No 1. Результаты наблюдений свидетельствуют о том, что источник No 1 находился в пределах области, обозначенной на рис. 1 заливкой различной плотности. Скорость изменения потока существенно возрастала по мере приближения лимба Луны к лимбу Солнца как при закрытии (рис. 4), так и при открытии источника (рис. 3). Это могло происходить либо из-за различия радиояркости по источнику, либо в связи с различием размеров источника на разных высотах. Для выяснения этой неопределенности мы разделили весь источник на две детали a и b и оценили эффективную температуру каждой из них. Расположение выделенных деталей

источника No 1 приведено на рис. 1, а соответствующие интервалы времени и перепады потока показаны на рис. 3 и рис. 4. Вычисления дали следующие оценки радиояркости деталей источника: $T_{1a} \approx 116 \times 10^3$ К, $T_{1b} \approx 240 \times 10^3$ К. Следует заметить, что эти значения являются оценкой минимальной эффективной температуры, так как обстоятельства затмения дают одномерное разрешение области контакта и поэтому позволяют предположить концентрацию излучения в пределах любой малой части заштрихованной площади. При таком предположении реальная эффективная температура может оказаться существенно выше. Тем не менее, полученный результат однозначно свидетельствует о том, что более удаленная от фотосферы часть источника была менее яркой.

После максимальной фазы затмения в 11:24:00 UT, когда уже происходило открытие радиоизлучающего диска Солнца, возрастание потока замедлилось на 5 минут (рис. 3), что можно интерпретировать как результат закрытия какой-то радиояркой области, находившейся на восточном лимбе Солнца. Перемещение лимба Луны в этом районе происходило приблизительно вдоль радиуса Солнца, что соответствовало закрытию источника по высоте. Как видно на рис. 3, скорость изменения потока радиоизлучения была максимальной в начале закрытия и постепенно уменьшалась к концу закрытия по мере увеличения высоты закрывавшихся слоев над фотосферой. После 11:28:00 UT скорость изменения потока настолько снизилась, что оказалось затруднительно указать момент окончательного закрытия этого радиоисточника.

Открытие этой области наблюдалось в интервале 12:27:30 – 12:33:00 UT (рис. 5). Край Луны при этом перемещался почти параллельно лимбу Солнца (см. рис. 1), что совместно с радиальным закрытием позволило оценить двумерное распределение радиояркости по этому источнику. В отличие от закрытия, скорость нарастания потока при открытии была приблизительно постоянной (рис. 5), что свидетельствует о равномерном распределении радиояркости источника вдоль лимба Солнца.

Обстоятельства данного затмения дают два возможных положения этого радиоисточника, изображенных на рис. 1 и обозначенных No 4 и No 4'. Это связано с тем, что окружности, изображающие лимб Луны в моменты открытия и закрытия какой-либо одной детали солнечного диска, пересекаются в двух точках, расположенных симметрично относительно траектории центра Луны. Сравнение положения этих пересечений с радиокартой Солнца (см. рис. 1) показывает, что избыточное излучение области No 4 вероятнее всего связано с локальным источником, располагавшимся над лимбовой группой пятен NOAA 8667. Второе возможное положение обсуждаемого радиоисточника No 4' менее вероятно, так как в этом районе радиоизофоты карты не имеют существенных неоднородностей.

Средний перепад потока при закрытии и открытии источника No 4 составил около $dF \approx 3 \times 10^{-22}$ Вт/м² Гц, а угловые размеры всего источника получились равными приблизительно $0.1R_{\odot} \approx 1.6$ угл.мин. Мы разделили источник по высоте на две части и вычислили среднюю радиояркость каждой из них. Оказалось, что нижняя более близкая к фотосфере часть источника на высоте 35×10^3 км имела эффективную температуру $T_{4a} \approx 213 \times 10^3$ К, а располагавшаяся над ней на высоте 56×10^3 км вторая часть источника могла излучаться абсолютно черным телом с вдвое меньшей температурой $T_{4b} \approx 106 \times 10^3$ К.

6 Радиоисточник No 3, располагавшийся на диске Солнца над группой пятен NOAA 8662

Наиболее мощный радиоисточник закрывался в течение 10:32:00 – 10:47:00 UT и открывался в течение 11:23:00 – 12:05:00 UT (см. рис. 1 и рис. 6). Перепад потока при этом составлял около 13×10^{-22} Вт/м² Гц. На рис. 6 на панелях 1 и 3 приведены зарисовки группы пятен NOAA 8662 по фотографиям, полученным в моменты, близкие к интервалам времени открытия/закрытия группы диском Луны. Зарисовки даны в координатной сетке, центр которой совпадает с центром солнечного диска. Направление осей X и Y соответствует экваториальным координатам α и δ эпохи наблюдений. Масштаб по осям отложен в долях радиуса фотосферы R_{\odot} , принятого за 1.

За время нахождения за диском Луны конфигурация пятен несколько изменилась и они переместились относительно координатной сетки в связи с общим вращением Солнца. Поскольку

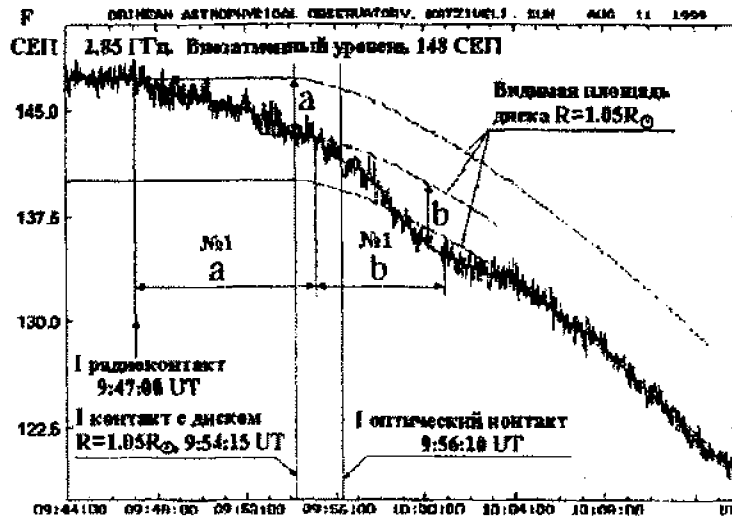


Рис. 4. Закрытие радиосточника № 1 на западном лимбе Солнца началось за 9 м 20 с до момента I оптического контакта, что соответствует протяженности источника на волне 10.7 см до высоты $h_{2.85} \approx 180 \times 10^3$ км над фотосферой

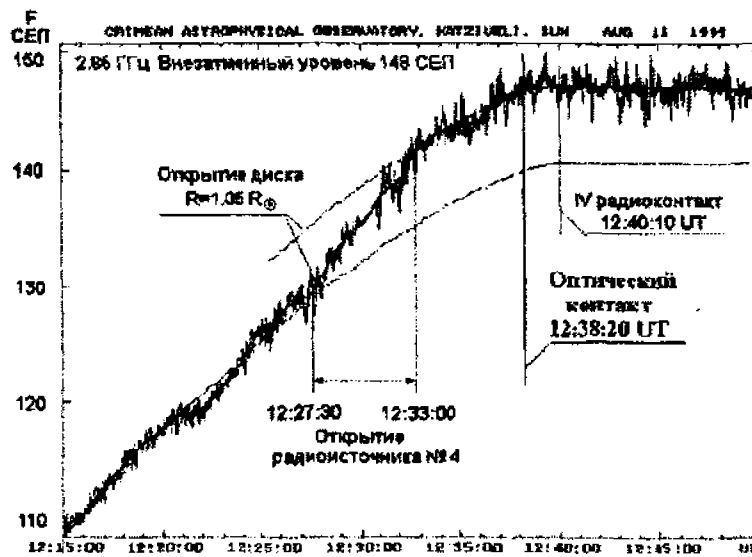


Рис. 5. Запаздывание момента IV радиоcontacta относительно момента оптического контакта не превосходило 2 мин. Следовательно, радиорадиус Солнца, проходивший через точку IV contacta, не превышал $R_{2.85} \approx 1.05R_{\odot}$

одновременно с закрытием локального источника происходило открытие/закрытие невозмущенного диска Солнца, то для выделения эффектов затмения только локального источника из общей кривой изменения потока была вычтена кривая затмения невозмущенного Солнца. Из-за расположения активной области вблизи траектории центра Луны направление лунного края при закрытии и открытии отличалось незначительно. В связи с этим получить "двумерное" распределение ра-

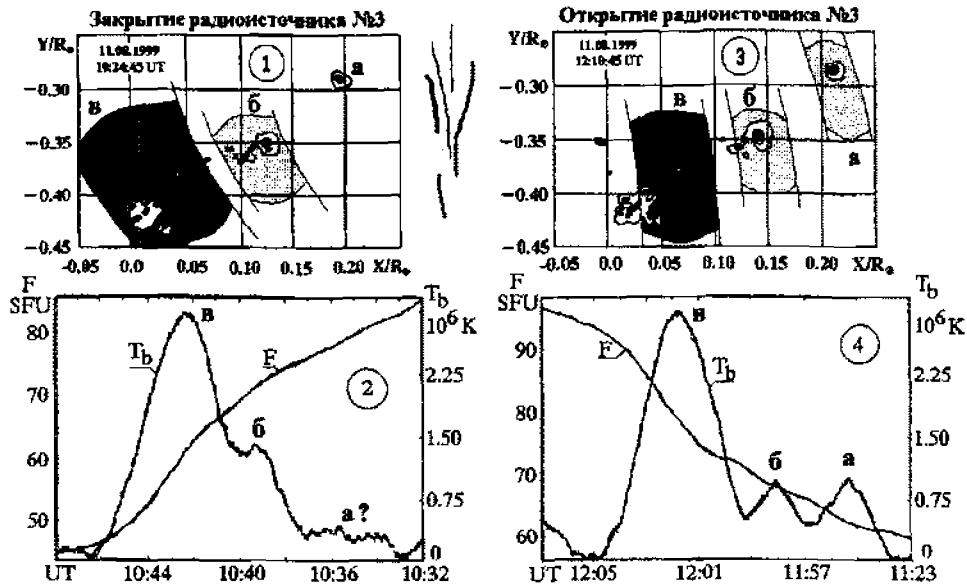


Рис. 6. Зарисовка группы пятен NOAA 8662 по нашим фотографиям в моменты ее закрытия (1) и открытия (3) диском Луны. Распределение радиояркости (панели 2 и 4) над этой группой характеризуется максимумами над пятнами "а", "б" величиной около 1×10^6 К и наличием межпятенного компонента "в" с эффективной температурой порядка 3×10^6 К

диояркости оказалось невозможно. Поэтому при вычислении радиояркости мы предполагали, что детали источника имеют круговую симметрию.

Результаты вычисления радиояркости площадок, закрывавшихся/открывавшихся в течение одной минуты, показаны на рис. 6, панели 2 и 4. Приблизительное положение максимумов радиояркости приведено на рис. 6, панели 1 и 3, в виде заштрихованных областей, ограниченных лимбом Луны в одном направлении и произвольными линиями в другом направлении. Усреднение за 1 мин. соответствует угловому разрешению 23 угл.сек. Выделение более мелких деталей на наших записях затруднено из-за тропосферных флуктуаций уровня сигнала.

При открытии радиисточник состоял из 3 деталей. Детали а и б имели максимальную температуру около 1×10^6 К и совпадали по положению с головным (а) и средним (б) пятнами группы. Наиболее яркая деталь в несколько смещена относительно наибольшего хвостового пятна группы в сторону головных пятен как при открытии, так и при закрытии группы. Поэтому можно предположить, что это межпятенный компонент, с которым слилось близко расположенное более слабое собственное излучение хвостового пятна. Температура межпятенной детали в в максимуме радиояркости составила около 3×10^6 К. При закрытии радиисточника No 3 выявились только детали б и в (рис. 6, панели 1 и 2), а радиоизлучение детали а на наших записях не обнаруживается.

Другие активные области в день затмения были связаны со слабыми радиисточниками, поток от которых не превосходил 2×10^{-22} Вт/м² Гц. Выявление тонкой структуры при таком слабом сигнале получается неуверенным из-за тропосферных флуктуаций потока от незакрытой части диска Солнца. Поэтому мы не приводим здесь результаты исследования этих источников.

7 Затмение на метровых волнах

На рис. 7 показан эскиз обстоятельств затмения и приведена кривая изменения потока на частоте 280 МГц. Видимый диаметр Луны во время затмения 11 августа 1999 г. на 3% превосходил

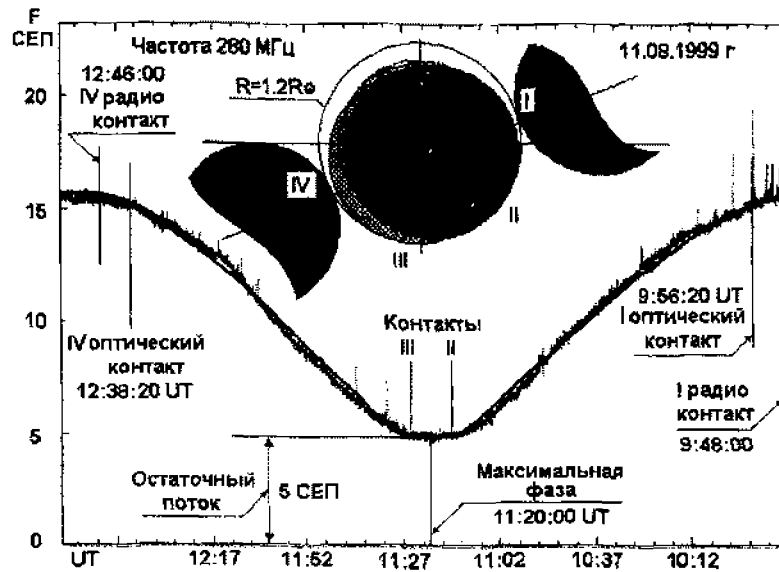


Рис. 7. Изменение плотности потока на частоте 280 МГц в течение затмения незначительно отличается от закрытия площади равномерно яркого диска с радиусом $R_{d280} \approx 1.2R_{\odot}$ и эффективной температурой $T_{b280} \approx 0.7 \times 10^6$ К

диаметр Солнца, благодаря чему в оптике затмение было полным. Однако в радиодиапазоне затмение оказалось кольцеобразным, о чем свидетельствует участок записи 11:15:00 – 11:25:00 UT на рис. 7. Диаметр Луны был меньше диаметра радиодиска и ее перемещение вблизи максимальной фазы сопровождалось закрытием восточных областей диска при одновременном открытии западных. В результате величина потока в течение этого интервала времени изменялась незначительно и на записи вблизи максимальной фазы затмения появился плоский участок. Протяженность этого плоского участка дает возможность вычислить эффективный радиус Солнца R_d .

Из очевидных геометрических построений следует, что $R_d = R_l + R_{\odot} \sqrt{(dl/2)^2 + D^2}$, где $R_l = 1.03R_{\odot}$ – радиус Луны; $dl/2 = 0.134R_{\odot}$ – длина пути центра диска Луны за время $dt/2 = (5.5 \pm 0.5)$ мин между моментами II и III контактов; $D = 0.145 R_{\odot}$ – расстояние между центрами дисков Луны и Солнца в момент максимальной фазы затмения. Отсюда находим $R_{d280} = (1.22 \pm 0.03)R_{\odot}$.

Поскольку на кривой радиозатмения нет перепадов уровня, которые можно было бы связать с закрытием/открытием локальных источников, то внезатмисную плотность потока $F_{d280} \approx (16 \pm 0.5) \times 10^{-22}$ Вт/м² Гц мы приняли за плотность потока от невозмущенного Солнца и по формуле (1) вычислили его яркостную температуру на частоте 280 МГц: $T_{280} \approx 0.7 \times 10^6$ К. Сравнение кривой радиозатмения с кривой закрытия площади такого равномерно излучающего диска (сплошная линия на рис. 7) показывает, что распределение радиояркостности реального Солнца незначительно отличается от равномерного распределения.

Поток в момент максимальной фазы не понизился до нуля и имел остаточную величину на метровых волнах $F = (5 \pm 0.5) \times 10^{-22}$ Вт/м² Гц за счет того, что выступающая за размеры Луны часть радиодиска оставалась открытой. Величина этого остаточного потока также позволяет найти эффективный размер “радиосолнца” по формуле (Железняков, 1964, стр.72) $R_d = R_{\odot} \sqrt{(F_d/(F_d - F_o))}$. При этом под эффективным размером подразумевается размер равномерно яркого диска, закрытие которого дало бы такой же остаточный поток. По полученным во время затмения величинам находим $R_{d280} = (1.20 \pm 0.05)R_{\odot}$.

Эффективный радиус есть усредненная величина, в связи с чем представляет интерес размер радиуса Солнца в направлении I – IV контактов, который определяет высоту излучающего слоя в

конкретной точке контактов. Разница моментов оптических и радиоконтактов по нашим измерениям оказалась равной (8 ± 1) мин., откуда по известной скорости движения Луны $V = 0.024375 R_{\odot}/\text{мин}$ находим высоту излучающего слоя $h_{280} = 0.024375 \times (8 \pm 1) = (0.19 \pm 0.03) R_{\odot}$.

Таким образом, три различных метода измерения радиорadiusа Солнца на волне 1.07 м дали в пределах погрешностей практически одинаковый результат.

8 Заключение

Выяснено, что на волне 10.7 см локальный источник над группой пятен NOAA 8662 состоял из повышенного излучения над пятнами и более интенсивного межпятенного компонента с яркостной температурой около 3×10^6 К. Над активными областями, располагавшимися на лимбе, обнаружена повышенная радиояркость, убывающая от $(226 \pm 14) \times 10^3$ К на высоте 35×10^3 км до $(110 \pm 6) \times 10^3$ К на высоте 180×10^3 км от фотосферы.

На волне 1.07 м (частота 280 МГц) три различных способа измерения радиорadiusа Солнца дали вполне согласующиеся результаты $R_{d280} = (1.20 \pm 0.05) R_{\odot}$, что соответствует высоте эффективно излучающего слоя $h_{280} = (0.195 \pm 0.03) R_{\odot}$ или $(136 \pm 21) 10^3$ км.

Таким образом обнаружено, что граница радиояркой области в районе I-го контакта располагалась выше на более короткой волне 10.7 см, чем на более длинной волне 1.07 м.

Объяснить причину такого необычного расположения границ можно следующим образом. Известно (см., например, Железняков, 1964, стр. 95), что интенсивность локальных источников убывает пропорционально косинусу угла Θ между радиусом Солнца, проходящим через источник, и направлением на Землю. Предполагается, что это свойство связано с малой протяженностью источников по высоте по сравнению с их размерами вдоль солнечной поверхности (источники "плоские"). В таком случае уменьшение потока происходит из-за сокращения видимой площади источника при его перемещении к лимбу. Однако поток не падает до нуля при $\Theta = 90^\circ$ и составляет около 0.2 от его максимального значения в центре диска. Кроме того, радиоисточник появляется раньше, чем видимое пятно покажется из-за края диска, и исчезает позднее того момента, когда пятно перестает быть видимым вследствие вращения Солнца. Как показывают наши результаты наблюдения данного затмения, это связано с тем, что над источником располагается довольно протяженная по высоте область убывающей радиояркости.

Литература

- Бабин А.Р., Будзиновская И.А., Миронов М.А., Цветков Л.И. // Результаты наблюдения частного солнечного затмения 11 августа 1999 года. Изв. Крымск. Астрофиз. Обсерв. Т. 98 (в печати).
 Будзиновская И.Ф., Миронов М.И., Цветков Л.И. // Кинематика и физика небесных тел. 2001. Т. 16. No 5. С. 418.
 Солнечные геофизические данные (Solar Geophysical Data). 1999. No 662. Part I. P. 54,84,59.
 Бюлл. "Солнечные данные". 1999. No 8.
 Железняков В.В. // Радиоизлучение Солнца и планет. М.: Наука. 1964. С. 560.

Крымская астрофизическая обсерватория:

<http://www.crao.crimea.ua/Projects/solar/sunspot/DATA/1999-08/110899.GIF>

УДК 523.9

Временной сдвиг флуктуаций радиоизлучения солнечных шумовых бурь на частотах 280 и 300 МГц

Ю.Ф.Юровский

Крымская астрофизическая обсерватория, 98409, Крым, Научный, Украина

Поступила в редакцию 20 апреля 2002 г.

Аннотация. Для объективного разделения радиоизлучения солнечных шумовых бурь (ШБ) на события различной длительности применена цифровая фильтрация исходного массива данных. В результате установлено, что взаимный временной сдвиг импульсов ШБ на частотах 280 и 300 МГц приблизительно пропорционален их длительности. Знакопеременный размах вариаций сдвига короткоживущих компонент длительностью до 10 сек составляет около 0.1 с и увеличивается до 10 с для компонент длительностью 30 – 40 сек. Одновременное существование сдвигов разного знака свидетельствует в пользу образования всплескового компонента ШБ за счет турбулентности среды, а не за счет неоднородностей движущегося возмущения.

TEMPORARY SHIFT OF SOLAR NOISE STORM EMISSION AT FREQUENCIES 280 AND 300 MHz, by Yu. Yurovsky. The digital filtration of initial data is applied for objective separation of noise storm emission (NS) on the events of various duration. In result is established, that the variations of mutual temporary shift of NS fluctuations at frequencies 280 and 300 MHz are approximately proportional to duration these fluctuations. Scope of delay variations of short lived component with duration up to 10 s is about 0.1 s and is increased up to 10 s for a component with duration 30 – 40 s. The simultaneous existence of shifts of different signs testifies for the formation of NS burst component due to the turbulence of medium, instead of its generation by moving heterogeneity disturbances.

Ключевые слова: радиоизлучение Солнца, шумовые бури

1 Введение

Согласно общепринятому определению (см., например, Железняков, 1964) солнечной шумовой бурей (ШБ) называется повышение уровня радиоизлучения, захватывающее широкую полосу частот метрового диапазона волн, с налагающимися на этот фоновый уровень многочисленными короткоживущими узкополосными всплесками. Плотность потока радиоизлучения во время шумовой бури нередко превосходит 10^{-20} Вт/м²Гц, что соответствует эффективной температуре излучающей области более 10^9 К. Возникновение такой высокой температуры радионисточника, существенно превышающей кинетическую температуру короны, обычно объясняется как результат действия какого-либо когерентного механизма излучения. Предполагается, что когерентные волны возбуждаются неким агентом (возмущением), движущимся из нижних слоев солнечной атмосферы наружу. Всплески в этом случае могут появляться при пересечении неоднородностями агента локальных областей с квазипостоянными параметрами. Если такой механизм генерации ШБ действительно

реализуется в солнечной короне, то время запаздывания генерации отдельных импульсов на двух частотах и время запаздывания пакетов этих импульсов должно быть приблизительно одинаково. Это предположение можно проверить экспериментально по наблюдениям ШБ на двух частотах. Если разность частот выбрать достаточно малой, то расстояние между источниками генерации также будет небольшим. В результате можно ожидать, что собственные изменения параметров агента за время его перемещения от источника к источнику не полностью нарушат корреляцию между вариациями интенсивности на этих частотах.

Для проверки высказанных соображений была изготовлена двухчастотная аппаратура, проведены наблюдения, разработана методика анализа, составлено программное обеспечение обработки наблюдений и получены численные оценки времени взаимного запаздывания импульсов различной длительности.

2 Аппаратура

Многодипольная антенна радиотелескопа состоит из 116 элементов и разделена на две половины, которые коммутируются с частотой 2000 Гц поочередно в фазе и противофазе. Это обеспечивает модуляцию сигнала, приходящего из направления электрической оси антенны, и ослабляет влияние распределенного радиоизлучения Галактики на уровень наблюдаемого потока. Два модуляционных радиометра радиотелескопа построены по идентичной схеме прямого усиления и отличаются только частотой принимаемого сигнала. Один канал настроен на частоту 280 МГц, другой – на частоту 300 МГц. Полоса пропускания обоих радиометров равна 10 МГц, постоянная времени – 0.1 с. Относительная точность регистрации радиоизлучения спокойного Солнца составляет около 2%. Для исключения фрагментации записи интенсивных всплесков ШБ в радиометрах применяется автоматическая регулировка усиления, обеспечивающая непрерывный динамический диапазон до 30 дБ над уровнем спокойного Солнца. Регистрация принимаемого сигнала производится в цифровом виде с частотой отсчетов 10 Гц по каждому каналу. Сигнал квантуется на ± 512 уровней, что соответствует точности цифровой регистрации 0.5%. Данные обоих каналов записываются попарно в один файл, так что взаимная привязка отсчетов по времени не зависит от точности хода часов. Из-за дискретности отсчетов (с частотой 10 Гц) неопределенность положения какой-либо детали записи на оси времени составляет ± 0.05 с. Систематическая погрешность, возникающая из-за поочередного считывания показаний каналов, заметно меньше, не превышает 0.001 с и может быть учтена в конечных результатах. Таким образом, аппаратура позволяет обнаруживать взаимное запаздывание всплесков на двух частотах с точностью ± 0.1 с (или определять скорость частотного дрейфа до величины 200 МГц/с).

3 Методика выявления взаимного запаздывания энерговыделения на двух частотах

Для пояснения методики обработки наблюдений сначала рассмотрим “изолированную” группу всплесков, зарегистрированную 19 марта 2001 г. в интервале $7^h 02^m 30^s - 7^h 02^m 43^s$ UT на сравнительно “спокойном” уровне радиоизлучения Солнца в отсутствие ШБ. На записи события (рис. 1а) достаточно уверенно можно отождествить “совпадающие” на обеих частотах пики интенсивности. Величина пиков различна, а моменты их максимумов на частоте 280 МГц в среднем отстают от моментов максимумов на 300 МГц на 0.2 ± 0.05 с. Если эту разность по времени интерпретировать как частотный дрейф события, то скорость дрейфа получится равной $|df/dt| = 100 \pm 25$ МГц/с. Такая скорость дрейфа типична для всплесков III типа (Элгарей, 1977, с. 24).

Другой способ определения среднего времени запаздывания всего пакета импульсов заключается в вычислении функции взаимной корреляции (ВК). Как известно, значение этой функции пропорционально той части мощности процесса, которая входит в каждую из записей, а площадь под кривой пропорциональна энергии этой части процесса. Положение максимума функции ВК соответствует временному сдвигу между коррелированными составляющими исходных функций времени. Так

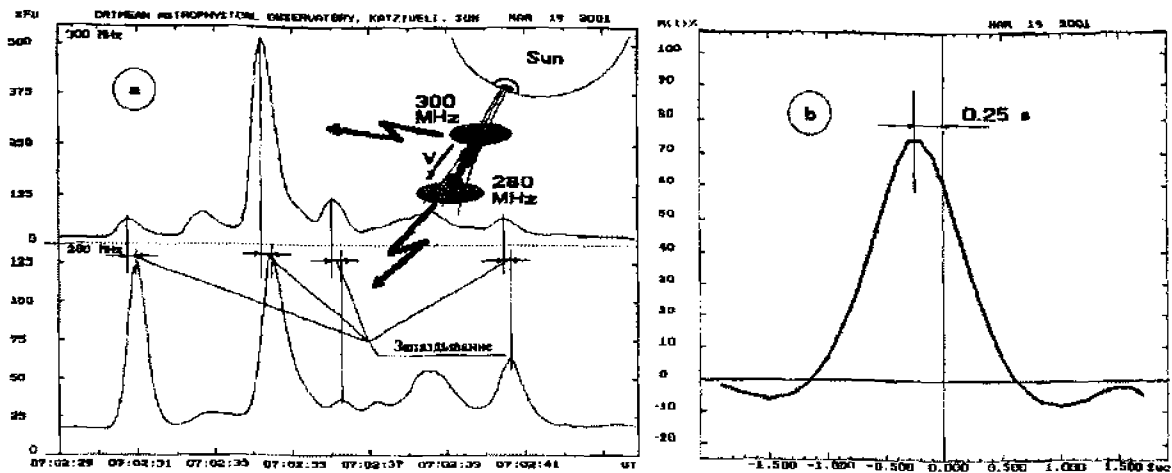


Рис. 1. а – запаздывание максимумов отдельных всплесков на более низкой частоте 280 МГц в событии 19.03.2001 г. б – максимум функции взаимной корреляции, соответствующий среднему сдвигу по времени всего события, также смещен на 0.25 с в сторону запаздывания радиоизлучения на частоте 280 МГц

как главной задачей данного исследования было определение временных сдвигов между записями, то более удобным оказалось изучение нормированной функции ВК $R_{12}(\pm\tau)$, которая при задании исходных данных $X_1(t)$ и $X_2(t)$ в виде дискретного временного ряда из N значений записывается в виде:

$$R_{12}(\pm\tau) = \frac{\sum_{t=1}^{N-\tau} [X_1(t) - \bar{X}_1][X_2(t \pm \tau) - \bar{X}_2] \times 100}{\left\{ \sum_{t=1}^{N-\tau} [X_1(t) - \bar{X}_1]^2 \times \sum_{t=1}^{N-\tau} [X_2(t) - \bar{X}_2]^2 \right\}^{1/2}} [\%],$$

где \bar{X}_1, \bar{X}_2 – средние значения X_1, X_2 в интервале $1 < t < (N - \tau)$; τ – взаимный сдвиг исследуемых величин по переменной t .

Функция ВК для события 19 марта 2001 г. приведена на рис. 1б. Ее максимум смещен на 0.25 с в сторону опережения энерговыделения на более высокой частоте 300 МГц. Таким образом, все возмущение, вызвавшее рассматриваемое событие, и его отдельные детали, ответственные за появление отдельных импульсов, запаздывали на частоте 280 МГц приблизительно на одинаковое время относительно излучения на более высокой частоте 300 МГц. На основе общепринятой модели генерации всплесков III типа можно полагать, что отдельные сгустки частиц и весь их пакет распространялись в короне с одинаковой скоростью V (эскиз на рис. 1а) и возбуждали плазменные колебания при пересечении уровней, соответствующих высоте генерации радиоизлучения сначала на частоте 300 МГц, а затем – на частоте 280 МГц.

Определение времени запаздывания в шумовых бурях несколько усложняется из-за того, что входящие в ее состав короткоживущие всплески узкополосны и не всегда перекрывают диапазон наших двух частот. На рис. 2а показан короткий фрагмент типичной ШБ, наблюдавшейся 13 марта 2001 г. Вариации интенсивности сигнала на двух частотах различаются настолько существенно, что однозначная идентификация короткоживущих “совпадающих” максимумов становится неуверенной и определение времени взаимного запаздывания непосредственно по моментам максимумов каждой пары всплесков получается неоднозначным. Кроме того, визуальное разложение флуктуаций ШБ на отдельные импульсы довольно субъективно и не обеспечивает воспроизводимости результатов при изучении одного и того же фрагмента записи различными наблюдателями. Вычисление функции взаимной корреляции (ВК) является более объективным способом анализа данных. Однако по функции ВК, вычисленной для всех импульсов длительностью от 0.2 до 150 с (рис. 2б, пунктир-

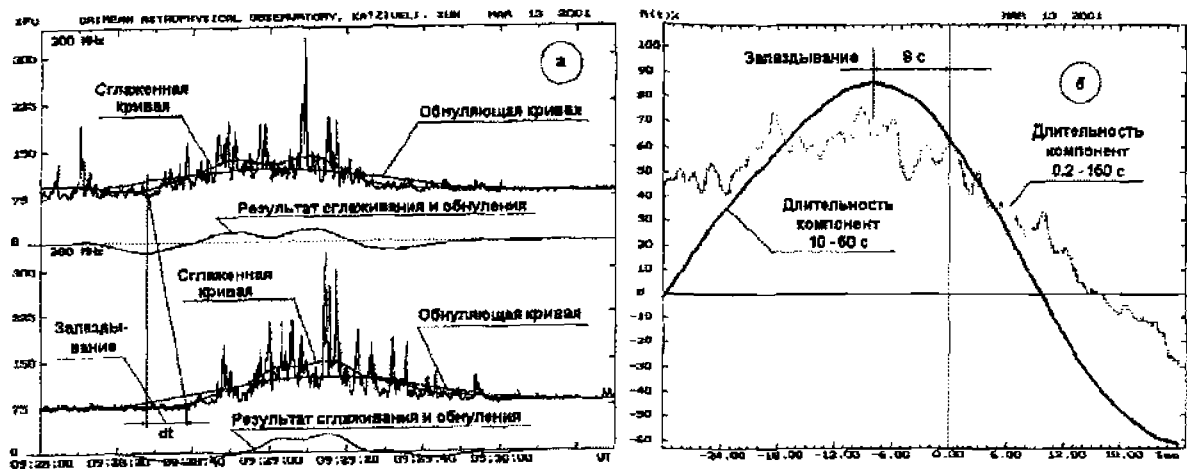


Рис. 2. а – фрагмент ШБ, наблюдавшейся 13 марта 2001 г. Короткоживущие импульсы длительностью 0.2 – 3.0 с слабо коррелированы. Импульс длительностью 60 с присутствует на обеих частотах и его начало запаздывает на частоте 280 МГц на ≈ 8 с. б – положение максимума функции ВК всех компонент (пунктирная кривая) маскируется флуктуациями, возникающими из-за короткоживущих составляющих. После устранения этих составляющих фильтрацией исходных данных в пределах 10 – 60 с момент максимума корреляции определяется однозначно (сплошная кривая)

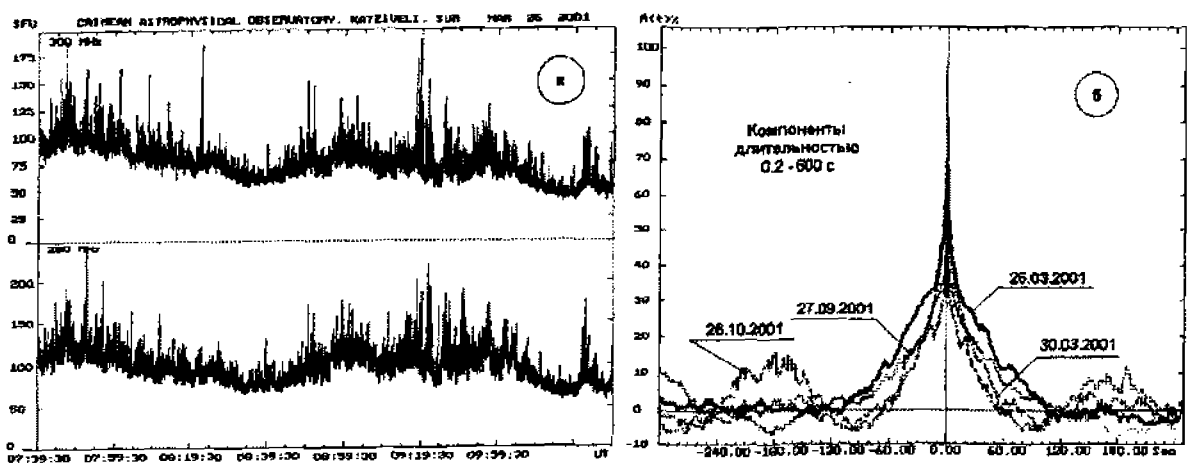


Рис. 3. а – фрагмент ШБ, наблюдавшейся 26 марта 2001 г. б – функции ВК типичных ШБ, вычисленные для компонент длительностью 0.2 – 600 с, подобны и характеризуются временем корреляции порядка ± 100 с

ная кривая), затруднительно однозначно определить положение ее максимума из-за флуктуаций, вызванных наличием короткоживущих компонент.

В связи с этим привлек во внимание то обстоятельство, что исходный сигнал (запись ШБ) содержит вариации уровня различного временного масштаба, в том числе и такие, которые превышают продолжительность наблюдений. Поэтому спектр колебаний, входящих в функцию ВК, всегда оказывается ограниченным. Следовательно, при интерпретации полученной ВК необходимо указывать, для компонент какой длительности она была вычислена. Кроме того, путем фильтрации исходного массива данных можно искусственно ограничивать спектр флуктуаций и таким образом отдельно

изучать флуктуации различной длительности.

Фильтрация короткоживущих компонент осуществлялась путем усреднения исходной записи скользящим средним с весовой функцией типа $(1 - \cos(2\pi/T_s))/2$ (подробнее о спектральных окнах см., например, Блэкман, Тьюки, 1958). Долгоживущие компоненты устранялись вычитанием скользящего среднего длительностью $T_o > T_s$. В результате ВК вычислялась для импульсов ограниченной длительности, лежащей в диапазоне $T_n < T_{\text{имп}} < T_o$. Иллюстрация действия такой фильтрации приведена на рис. 2а. Дальнейшая обработка наблюдений ШБ проводилась с применением изложенной методики.

4 Результаты анализа наблюдений ШБ

Были рассмотрены записи радиоизлучения Солнца за период с марта по октябрь 2001 г. В течение приблизительно 100 дней вариации радиоизлучения можно было классифицировать как ШБ. Запись продолжительностью 2.5 часа типичной ШБ показана на рис. 3а. Вычисленные по подобным фрагментам записей функции ВК различных ШБ приведены на рис. 3б. Исходные данные не сглаживались, но из них вычиталось скользящее среднее длительностью $T_o = 600$ с.

В результате функции ВК содержат компоненты длительностью от 0.2 с (предел временного разрешения нашей аппаратуры) до 600 с (фильтрация данных из-за вычитания скользящего среднего). Функции ВК разных ШБ несколько отличаются друг от друга, но обладают общим свойством: при временном сдвиге $\tau < 50$ с степень корреляции превышает статистические флуктуации, вызванные шумовым характером записей.

Для выявления временных сдвигов были вычислены центральные участки функций ВК, прилегающие к нулевым значениям τ . Предварительно записи сглаживались и из них вычиталось скользящее среднее заданной величины. На рис. 4а показаны функции ВК для компонент, длительность которых лежит в диапазоне от 0.2 до 10 с (компоненты другой длительности были отфильтрованы). Вычисления проводились для 24 последовательных перекрывающихся фрагментов ШБ 26.03.2001 г. длительностью 150 с каждый, начиная с $7^{\text{h}}39^{\text{m}}30^{\text{s}}$ UT, но на рис. 4а для обеспечения наглядности показаны только 14 кривых. Среднее по каждому фрагменту время запаздывания хаотически изменяется от фрагмента к фрагменту от -0.1 до $+0.05$ с, иногда принимая нулевое значение. Степень взаимной корреляции при этом приблизительно в 2 – 3 раза превосходит уровень статистических флуктуаций функции ВК, т.е. вариации временного сдвига относятся к коррелированным импульсам и не являются статистическими флуктуациями.

Для оценки динамики временного сдвига максимумов все 24 функции ВК были расположены друг за другом в порядке возрастания времени UT начала фрагментов, затем точки одинаковой степени корреляции были соединены между собой (построены изоуровни корреляции). На рис. 4б показаны результаты такого построения. Вариации положения максимума на рис. 4б отмечены жирной пунктирной линией. Сдвиг имеет случайные вариации относительно небольшого постоянного значения величиной около 0.05 с (предел временного разрешения наших наблюдений).

После выделения из состава ШБ компонент длительностью 10 – 100 с вариации сдвига максимумов взаимной корреляции увеличились приблизительно в 10 раз и достигли ± 2 с (рис. 4с), сохраняя случайный характер колебаний около нулевого значения (рис. 4д). При дальнейшем увеличении длительности рассматриваемых компонент до 20 – 100 с размах вариаций увеличился до $-6, +4$ с. Заметим, что смена знака сдвига не синхронна для импульсов различной длительности. Это приводит к тому, что в один и тот же момент времени короткоживущие компоненты могут запаздывать на данной частоте, а более длительные в тот же момент времени могут опережать соответствующие события на другой частоте. Например, с момента $7^{\text{h}}54^{\text{m}}30^{\text{s}}$ UT в интервале времени длиной 150 с смещение было положительным для компонент длительности 10 – 100 с и отрицательным для компонент 20 – 100 с.

Таким образом наблюдения свидетельствуют о том, что взаимное запаздывание колебаний интенсивности ШБ в основном имеет случайный характер и увеличивается по мере увеличения длительности изучаемых компонент.

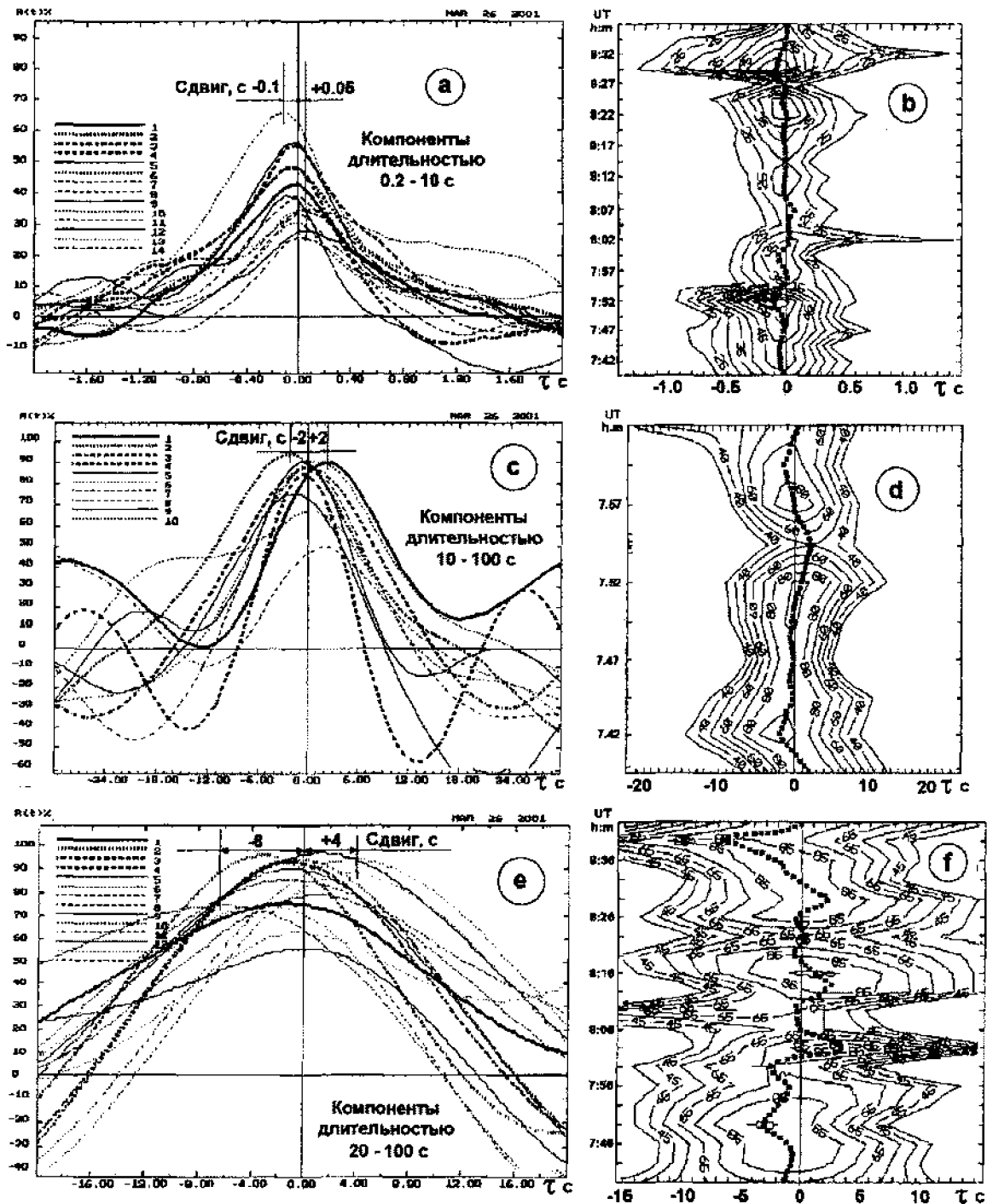


Рис. 4. Вариации взаимного запаздывания увеличиваются от 0.05 с до 6 с по мере увеличения длительности рассматриваемых событий (панели а, с, е), не обнаруживая систематических изменений во времени (панели б, д, ф)

5 Обсуждение результатов

Наблюдения ШБ с помощью спектрографов показывают, что приблизительно 50 – 70% короткоживущих всплесков I типа не имеют частотного дрейфа (Елгарей, 1961; Елгарей, 1977). Это соответствует отсутствию запаздывания в течение некоторых фрагментов ШБ на наших графиках (рис.4). Остальная часть всплесков дрейфует по частоте как в сторону возрастания, так и в сторону убывания частоты. В нашем исследовании это проявляется в виде флуктуаций запаздывания в обе стороны от среднего значения.

В литературе приводятся довольно широкие пределы скорости частотного дрейфа всплесков ШБ, от 1 – 2 МГц/с (Эллис, 1969) до 80 – 100 МГц/с (Елгарей, 1977). Кроме того замечено, что короткоживущие всплески ШБ имеют тенденцию появляться группами из 10 – 100 событий. Такие группы получили название цепочек всплесков (Уайлд, 1957) и их свойства были подробно описаны в литературе (Хэнз, 1966; Элгарей, 1977). Если полагать (Элгарей, Угленд, 1970), что цепочка должна содержать не менее 4 всплесков и расстояние между ними не должно превышать 1 с, то скорость частотного дрейфа таких событий оказывается знакопеременной и лежит в пределах от -0.5 до $+0.5$ МГц/с. В общих чертах этот вывод согласуется с результатами, приведенными на рис. 4а – с.

Отличие проведенного нами исследования заключается в том, что мы не применяли морфологических ограничений для выделения цепочек всплесков. Поэтому наши результаты включали цепочки любой длительности. Пример показан на рис. 2, на котором видно, что появление долгоживущего компонента с очевидностью запаздывает на частоте 280 МГц на $dt \approx 8$ с относительно его появления на частоте 300 МГц. Дальнейший анализ компонент различной продолжительности привел к выводу о существовании связи знака и времени запаздывания (величины частотного дрейфа) с длительностью компонент. В этом случае нужно предполагать одновременное существование в активной области движений с хаотическими скоростями, пропорциональными масштабу возмущения и иногда противоположного направления. Таким образом, свойства всплескового компонента ШБ свидетельствуют скорее всего о турбулентности среды, а не о неоднородностях движущегося возмущающего агента.

В связи с этим можно напомнить идею Денисса (1960), который рассматривал всплески ШБ как результат спорадической фокусировки излучения корональными неоднородностями в сторону наблюдателя. Неоднородности большого размера возникают за более длительное время, так как их образование связано с перемещением больших масс газа на более значительное расстояние, чем при образовании мелких неоднородностей. Различие показателя преломления на двух волнах в этом случае может приводить к неодновременности фокусировки. При этом можно ожидать, что излучение, сфокусированное большой неоднородностью, будет интенсивнее излучения малой неоднородности из-за различия их видимой площади. Так ли это на самом деле, должен показать характер спектра всплескового компонента ШБ, который в данной работе не рассматривался.

6 Выводы

1. Изложенный в работе метод фильтрация исходной записи позволяет объективно выделять компоненты ШБ различной продолжительности и обеспечивает воспроизводимость результатов.
2. Вариации временного сдвига компонент на двух частотах увеличиваются от ≈ 0.1 с до ≈ 8 с по мере увеличения времени жизни компонент от 0.2 с до 20 с.
3. Знакопеременность взаимного запаздывания и одновременное существование временных сдвигов противоположного знака свидетельствуют в пользу образования ШБ за счет турбулентности среды, а не за счет неравномерной интенсивности движущегося возмущения.

Литература

Блэкман, Тьюки (Blackman R.B., Tukey J.W.) // The measurement of power spectra from Point of View of Communications. Eng. Dover. New York. 1958.

Денисс (Denisse J.P.) // Inf.Bull.Solar Radio Obs. 1960. No.4 and URSI 13th General Assembly, London 1960.

Элгарей (Elgaroy Q.) // Solar Noise Storms. Pergamon press Ltd. 1977. P. 363.

Элгарей (Elgaroy Q.) // Astrophys.Norv. 1961. V. 7. P. 123.

Эллис (Ellis G.R.A.) // Austr.J.Phys. 1969. V. 22. P. 177.

Элгарей, Углэнд (Elgaroy Q., Uglend O.) // Astron.Astropys. 1970. V. 5. P. 372.

Хэнэз (Hanasz J.) // Aust.J.Phys. 1966. V. 19. P. 635.

Железняков В.В. // Радиоизлучение Солнца и планет. М.: "Наука". 1964. С. 560.

Уайлд (Wild J.P.) // IAU Symp. No 4. Radio Astronomy (ed.H.C.van de Hulst). 1957. P. 521.

УДК 523.98

Радиодепрессии в рамках двухкомпонентной модели Солнца по наблюдениям на РТ-22 КраО в 1990 – 1998 г.

И.А. Будзиновская, Л.И. Цветков

Крымская астрофизическая обсерватория, 98409, Украина, Крым, Научный
e-mail: tsvetkov@rad.crimea.ua; lits@mail.ylt.crimea.com

Поступила в редакцию 26 мая 2002 г.

Аннотация. Излагаются результаты наблюдений Солнца на 22-метровом радиотелескопе Крымской астрофизической обсерватории в период 1990 – 1998 г.г. на сантиметровых волнах. Проведено отождествление радиодепрессий с корональными дырами и волокнами, для которых получены спектры радиояркости. Показано, что модель Лантоса (1978) соответствует нашим наблюдениям. Также подтверждается связь радиодепрессий с 11-летним циклом солнечной активности.

RADIODEPRESSIONS IN THE FRAME OF TWO COMPONENT MODEL OF THE SUN ON THE OBSERVATIONS USING RT-22 CrAO FOR 1990 – 1998, I.A. Budzinovskaya, L.I. Tsvetkov. The results of observations of the Sun at the wavelengths of 3.5; 2.8; 2.25 made using 22-meter radio telescope of the Crimean Astrophysical Observatory during 1990 – 1998 are presented. Identifications of radio depressions with coronal holes and filaments are made. Spectra of radio brightness of depressions are obtained. It is shown that model of Lantos (1978) are confirmed by our observations. The connection of radio depressions with the 11-year solar cycle of activity is confirmed too.

Ключевые слова: Солнце, депрессии радиояркости, корональные дыры, волокна

1 Введение

Исследования внешней атмосферы спокойного Солнца включают изучение арочных структур невозмущенной короны, а также корональных дыр (КД) – долгоживущих крупномасштабных образований. Еще в 80-е годы Лантос (1978) предложил считать невозмущенное Солнце как совокупность волокон (спокойных протуберанцев) и КД, количественное соотношение которых изменяется с циклом активности. Волокна отождествляются с аркадами над спокойными протуберанцами и высокими арками, соединяющими активные области с удаленными зонами униполярных магнитных полей противоположной полярности. КД – крупномасштабные корональные структуры с открытой магнитной конфигурацией, которые хорошо отождествляются с высокоскоростными источниками солнечного ветра. Как КД, так и волокна являются более “темными” образованиями на фоне спокойного Солнца с пониженной температурой и плотностью. Эти образования обнаружены в оптическом, УФ, рентгеновском и радиодиапазонах. В радиодиапазоне корональные дыры и волокна проявляются как области депрессии радиояркости. Принято считать, что корональные дыры имеют более постоянные во времени физические характеристики. А волокна – образования с чуть более высокими температурами и плотностями, чем КД, однако, эти параметры изменчивы. В литературе,

в основном, описано большое количество однородных моделей спокойного Солнца. Для сопоставления экспериментальных и теоретических данных рассматривались модели однородной короны, лежащей выше неоднородной переходной зоны. Т.к. модели обычно строятся по наблюдениям в каком-нибудь одном диапазоне, с использованием различных инструментов и методов обработки, то они недостаточно хорошо согласуются с наблюдаемыми данными. В 1978 г. Лантос (1978) предложил рассматривать двухкомпонентную модель, включающую корональные неоднородности (КД, волокна) и их разнообразное распределение на Солнце. Эта модель предполагает, что центральная часть Солнца поочередно покрывается дырами – во время минимума или волокнами – во время максимума солнечной активности. Спектр КД и соседних областей интерпретируется в рамках теплового тормозного механизма излучения и хорошо соответствует концепции об арочной структуре внутренней короны в невозмущенной солнечной атмосфере. В нашей работе (Баранов и др., 1998) уже рассматривались данные обработки радиодепрессий за 1990 – 1997 г.г. В настоящей статье дополнены и обобщены результаты наблюдений за 1990 – 1998 г.г.

2 Методика наблюдений и обработки

В 1990 – 1998 г.г. проводились систематические наблюдения Солнца в сантиметровом диапазоне на радиотелескопе РТ-22, чувствительность которого позволяет изучать протяженные слабоконтрастные образования на Солнце. Для этих целей применялся аппаратный комплекс, созданный на базе РТ-22 и четырехволнового поляриметра (Цветков и др., 1993). Угловое разрешение на волнах 3.5; 2.8; 2.25 и 1.95 см соответственно составляло 6; 5; 4.1 и 3.6 угл. мин. Комплекс позволяет регистрировать полную интенсивность и поляризованную по кругу составляющую одновременно на четырех волнах с временным разрешением 0.1 с. Во время наблюдений использовалось несколько программных режимов в том числе режим картографирования. В нашем случае радиокарты получались в результате сканирования поверхности Солнца по прямому восхождению с шагом по склонению 2 угл. мин. Обработка включала пересчет данных, полученных в милливольтгах, к антенной температуре спокойного Солнца. При этом на сканах выделялся средне статический контур спокойного Солнца, учитывая зоны, свободные от активных областей. Антенная температура Солнца определялась методом сравнения с радиоизлучением Луны (Бачурин и др., 1974). На станциях мировой сети Службы Солнца, а также по нашим наблюдениям и наблюдениям на БПР (Боровик и др., 1990) получено, что яркость спокойного Солнца заметно не изменяется на коротких сантиметровых волнах < 4 см в течение цикла солнечной активности. В результате обработки наблюдательного материала нами построены двумерные радиокарты Солнца на 4-х длинах волн. На рис. 1 представлена радиокарта Солнца за 1.08.1995 г. Оцифровка изображений дана в процентах от антенной температуры спокойного Солнца. Полный список радиокарт содержится в Табл. 1 (всего 333 карты за 84 дня).

3 Результаты наблюдений

На полученных радиокартах уверенно выделяются локальные источники, связанные с солнечными пятнами, а также депрессии радиояркости, которые частично соответствуют КД и частично – волокнам. Проведены сравнения наших радиокарт с H-alpha фильтрограммами и рентгеновскими снимками, опубликованными в журналах СД (1990-1993) и SGD (1993-1998), с целью сопоставления депрессий. В 1994 – 1995 г.г. проводились совместные наблюдения КД на РТ-22 и БСТ-2 (КраО). По полученным в оптическом диапазоне координатам КД проводилось их отождествление в радиодиапазоне. Волокна отождествлялись по H α фильтрограммам. За 1991 – 1992 г.г. построены усредненные спектры для волокон, за 1997 г. – для КД, а за 1993 – 1996, 1998 г.г. – как для волокон, так и для КД. В год максимума солнечного цикла (1991) преобладают волокна, а в минимуме (1997) – КД, что подтверждает двухкомпонентную модель Лантоса о взаимосвязанном количественном соотношении КД и волокон, чем больше контраст волокон, тем меньше контраст КД и наоборот.

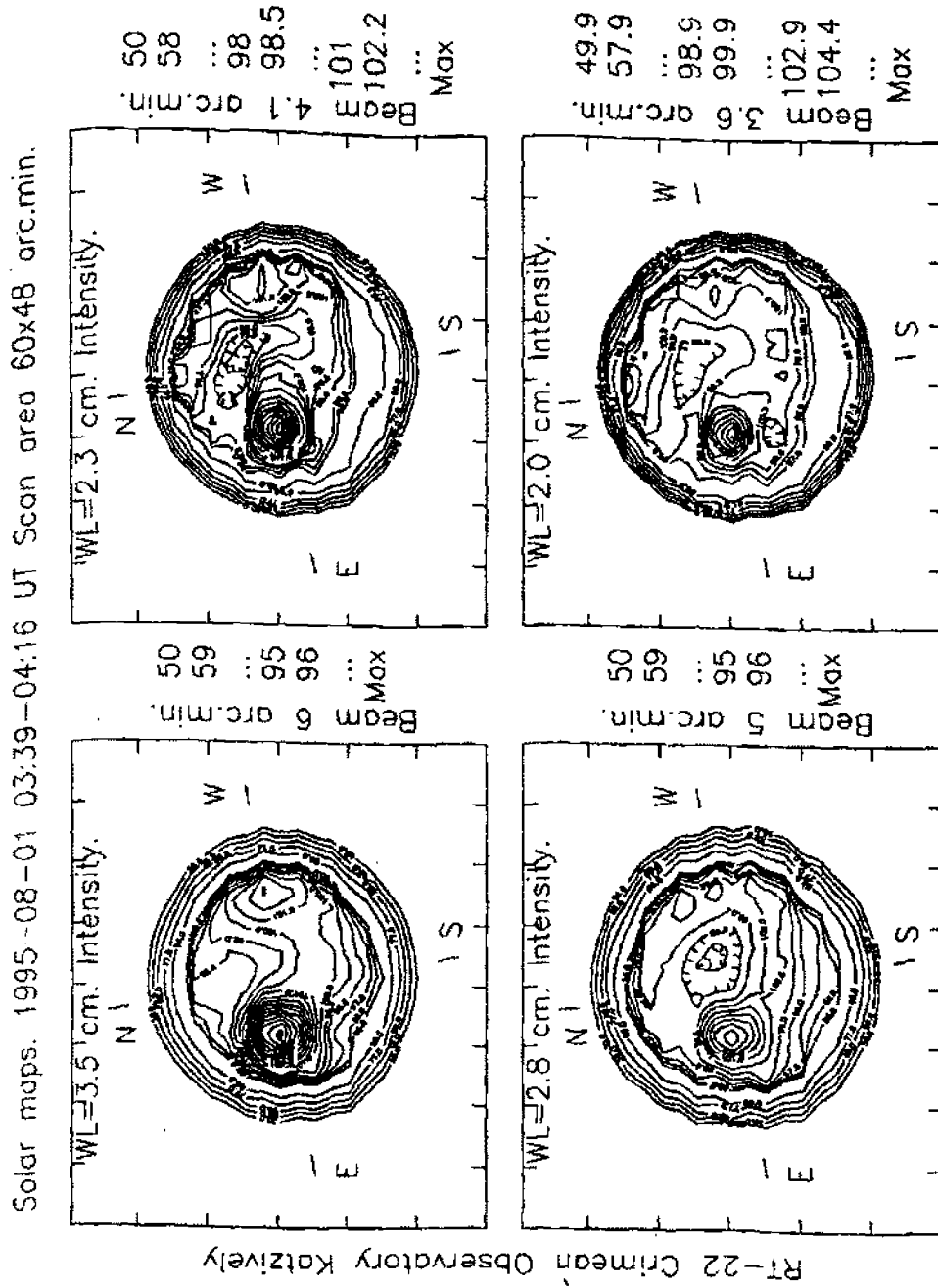


Рис. 1. Радиоизображение Солнца (интенсивность) за 1.08.1995 г. в 03:39-04:16 UT. Вверху указаны длины волн, справа – размеры диаграмм направленности и опифровка уровней радиояркости в процентах от уровня спокойного Солнца

Таблица 1. Некоторые сведения о наблюдениях

Период наблюдений	Количество дней	Количество карт
Декабрь 1990г.	2	8
Июль, авг., окт. 1991г.	11	43
Июль 1992 г.	3	7
Апрель, август 1993г.	6	18
Июль, август 1994г.	12	36
Июль, август 1995г.	7	28
Апрель, июль 1996г.	9	36
Июль 1997г.	14	56
Июль, август 1998г.	20	80

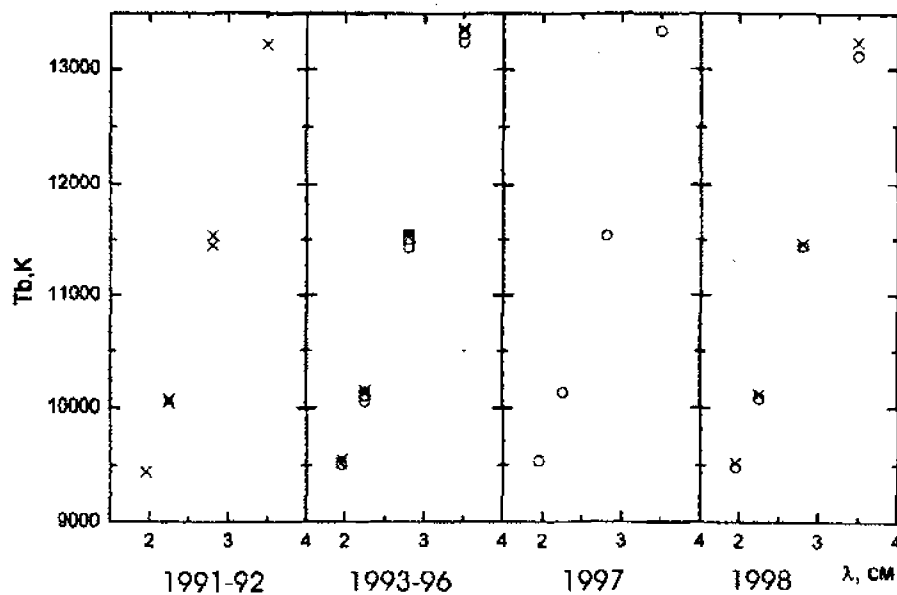


Рис. 2. Спектры радиодепрессий яркости в сантиметровом диапазоне. Обозначения: о – КД, х – волокна

Полученные зависимости представлены на рис. 2. Усредненные за период наблюдений данные о величине радиодепрессий – в Табл. 2. Значения яркостных температур спокойного Солнца для наших длин волн взяты из (Бачурин и др., 1974).

Сравнение полученных нами значений яркостных температур КД и спокойного Солнца со спектром, представленным Боровик и др., (1997) показало, что наши данные достаточно хорошо согласуются с наблюдениями, полученными на РАТАН-600. Спектры КД и спокойного Солнца сходны, следовательно, сходны их атмосферы и у них общие механизмы излучения. Спектр КД меньшей крутизны – это свидетельствует о пониженной плотности. В (Боровик и др., 1997) получено, что на длинах волн 8 – 32 см корональные дыры выделяются как области пониженного (на 5 – 25%) излучения по отношению к уровню невозмущенного Солнца. Нами определена контрастность на волнах 1.95 – 3.5 см для волокон 0.5 – 2%, для КД – 1 – 3%. Ошибки измерений составили около 0.2%. Угловые размеры КД в сантиметровом диапазоне меньше, чем на рентгеновских снимках, полученных спутником *Yohkoh*, а размеры радио волокон в 2 – 4 раза превышают соответствующие размеры на $H\alpha$ снимках. В Табл. 3 представлены яркостные температуры КД и волокон, рассчитанные на основе имеющихся наблюдательных данных. В работе (Лантос, 1978) с применением уравнения теп-

Таблица 2. Глубина радиодепрессий (град.К)

Год наблюдений	3.5 см		2.8см		2.25 см		1.95 см	
	КД	Волокна	КД	Волокна	КД	Волокна	КД	Волокна
1990		340		425		250		200
1991		185		150		155		160
1992				65		130		
1993		240	60	50	150	100		
1994	155	65	130	65	70	50		
1995			170	75	70	50	80	55
1996	85	50	100	75	100	75	100	85
1997	65		60		70		70	
1998	280	160	160	140	120	85	120	80

лового тормозного излучения и с учетом параметров, вытекающих из модели Лантоса, рассчитана ME в волокнах на волне 2.8 см, которая оказалась равной $3 \cdot 10^{26} \text{ см}^{-5}$. Аналогичным способом нами проведены расчеты по формуле:

$$\int N_e^2 dh = \frac{\tau_0(\vartheta)\nu^2}{\xi(T_e^f)^{-3/2}},$$

где

$$\tau_0 = \frac{T_b^f - T_b^{CH}}{T_e^f - T_b^{CH}}.$$

ξ – медленно меняющийся фактор, равный в короне 0.2;

$T_e^f = 1.3 \cdot 10^6 \text{ К}$ – в минимуме солнечной активности;

$T_e^f = 1.8 \cdot 10^6 \text{ К}$ – в максимуме солнечной активности.

По данным наблюдений на РТ-22 КраО нами рассчитана ME на волне 2.8 см ME= $0.6 \cdot 10^{26} \text{ см}^{-5}$, на 3.5 см ME= $0.23 \cdot 10^{26} \text{ см}^{-5}$, на волне 2.25 см ME= $0.54 \cdot 10^{26} \text{ см}^{-5}$, на 1.95 см ME= $0.69 \cdot 10^{26} \text{ см}^{-5}$.

Таблица 3. Яркостные температуры КД и волокон (град.К)

Год наблюдений	3.5 см		2.8см		2.25 см		1.95 см	
	КД	Волокна	КД	Волокна	КД	Волокна	КД	Волокна
1991		13215		11450		10045		9440
1992				11535		10070		
1993		13360	11540	11550	10050	10100		
1994	13245	13335	11470	11335	10130	10150		
1995			11430	11525	10130	10150	9520	9545
1996	13315	13350	11500	11525	10110	10125	9500	9515
1997	13335		11540		10130		9530	
1998	13120	13240	11440	11460	10080	10115	9480	9520
Среднее	13250	13300	11490	11510	10100	10110	9550	9570

4 Заключение

Таким образом, данные, полученные на РТ-22 КраО, подтверждают двухкомпонентную модель Лантоса, а именно: депрессии радионизлучения Солнца связаны с корональными дырами и волок-

нами, причем количественно КД преобладают в спокойной фазе солнечного цикла, а волокна в активной. По результатам наших наблюдений уточнен спектр яркостных температур КД и волокон в коротковолновой части сантиметрового диапазона. Показано, что яркостная температура КД ниже, чем у волокон примерно на 1% , глубина депрессии КД наибольшая в годы минимума, а для волокон – в годы максимума солнечной активности.

Литература

- Баранов Н.В., Будзиновская И.А., Цветков Л.И. // Кинематика и физика неб. тел. 1998. Т. 14. N 6. С. 531.
- Бачурин А.Ф., Ерюшев Н.Н., Цветков Л.И. // Изв. Крымск. Астрофиз. Обсерв. 1974, Т. 50. С. 180.
- Боровик В.Н. // Докторская диссертация. Нижний Архыз.
- Боровик В.Н., Курбанов М.Ш., Лившиц М.Ф., Рябов Б.И. // Астрон. Журн., 1990. Т. 67. С. 1038.
- Боровик В.Н., Лившиц М.А., Медарь В.Г. // Астрон. Журн. 1997. Т. 74. С. 936.
- Лантос (Lantos P.) // Astron. Astrophys. 1978. V. 62. P. 69.
- Цветков Л.И., Миронов М.А., Поздняков М.М., Бачурин А.Ф. // Изв. Крымск. Астрофиз. Обсерв. 1993. Т. 88. С. 146.
- Солнечные данные. 1990 – 1993.
- Солнечные геофизические данные. 1993 – 1998.

УДК 523.98

Событие 14 июля 2000 г.: микроволновое излучение

Ю.Г. Копылова¹, Ю.Т. Цап², Л.И. Цветков²

¹ Главная астрономическая обсерватория, 196140, Россия, Санкт-Петербург, Пулково

² Крымская астрофизическая обсерватория, 98409, Украина, Крым, Научный

Поступила в редакцию 27 мая 2002 г.

Аннотация. Проведен анализ микроволнового излучения солнечной вспышки “Бастилия” на основе наблюдательных данных, полученных с помощью RT-22 КраО на частотах 8.6, 13.3 и 15.4 ГГц. Смена знака круговой поляризации микроволнового излучения связывается со смещением источника ускоренных электронов из западной части активной области в восточную. Особенности поведения временных профилей жесткого рентгеновского и микроволнового излучения обсуждается в рамках модели коронального пробкотрона.

EVENT OF 14 JULY 2000: MICROWAVE EMISSION, by Yu.G. Kopylova, Yu.T. Tsap, L.I. Tsvetkov. On the basis of the observed data obtained with RT-22 CrAO at frequencies 8.6, 13.3 and 15.4 GHz the microwave emission of the Bastille Day event has been analyzed. The change of a sign of the circular polarization of the microwave emission is connected with the displacement of the source of accelerated electrons from the west part of active region to the east one. Peculiarities of the time profiles for the HXR and microwave emissions are discussed within the framework of the trap-plus-precipitation model.

Ключевые слова: Солнце, вспышка, микроволновое излучение, поляризация, корональный пробкотрон

1 Введение

14 июля 2000 г. в активной области NOAA 9077 с координатами N22 W07 в 10:24 UT наблюдалась солнечная вспышка класса X5.7/B3, которая оказалась наиболее мощным протонным событием, начиная с 1989 г. В течение часа вспышка сопровождалась излучением в широком диапазоне длин волн, эрупцией волокна, корональным выбросом массы, ударными волнами, а также значительным ростом потока ускоренных частиц в межпланетном пространстве. Наблюдения данного события, названного “Бастилией”, проводились в благоприятных условиях, что позволило провести детальный анализ различных проявлений вспышки. Несмотря на большое количество публикаций, посвященных “Бастилии” (Флетчер, Хадсон, 2001; Ян и др., 2001; Кляян и др., 2001; Римес и др., 2001; Ашваден, Алесандер, 2001; Косовичев, Жаркова, 2001; Масуда и др., 2001; Жанг и др., 2001; Юрчишин и др., 2001; Шер и др., 2001; Ванг и др., 2001; Черток и др., 2001), имеются крайне скудные наблюдательные данные о микроволновом излучении на частотах, превышающих 8 ГГц. Между тем анализ излучения в этом диапазоне частот, за которое ответственен нетепловой гиросинхротронный

механизм (Бастиан, 1998), позволяет сделать ряд важных выводов об особенностях ускорения и распространения электронов в области первичного энерговыделения (Цал и др., 2002).

Жесткое рентгеновское излучение вспышек вызывают быстрые электроны с энергиями 10 – 200 кэВ (тормозной механизм), тогда как микроволновое излучение определяется электронами с энергиями > 300 кэВ (Бастиан, 1998). Как правило, временные профили потоков жесткого рентгеновского и микроволнового излучения хорошо коррелируют между собой, что свидетельствует о единой популяции низкоэнергичных и высокоэнергичных электронов. Однако довольно часто наступление пиков микроволнового излучения запаздывает на несколько секунд по отношению к пикам жесткого рентгеновского излучения. Это интерпретируется либо в рамках модели коронального пробкотрона (Степанов, Цал, 1999), либо на основе представлений о двухступенчатом ускорении заряженных частиц (Баи, Рамати, 1979). Имеющиеся наблюдательные данные не позволяют сделать заключение о том, какой из подходов является более адекватным.

В активных областях солнечной атмосферы иногда наблюдается смена знака круговой поляризации микроволнового излучения, которая, как считается, может быть вызвана следующими причинами: 1) распространением волн через квазиперечные магнитные поля; 2) изменением параметров плазмы; 3) смещением источника излучения; 4) перестройкой магнитного поля. Вопрос о том, какой механизм реализуется в солнечных вспышках, по-прежнему остается открытым.

Мощные вспышки в отличие от слабых происходят в активных областях, обладающих сложной магнитной конфигурацией, что существенно ограничивает применимость простых модельных представлений для объяснения тех или иных физических явлений. С другой стороны, следует ожидать, что многие важные особенности излучения вспышек будут значительно более ярко выражены в случае мощных событий. Так, например, благодаря “Бастилии” в жестком рентгеновском диапазоне впервые удалось обнаружить двухленточные структуры (Масуда и др., 2001) аналогичные тем, которые видны в линии H_{α} . Поэтому для лучшего понимания физической сущности вспышечных явлений детальный анализ событий подобных “Бастилии” приобретает особую ценность. К тому же мощные вспышки определяют космическую погоду в межпланетном пространстве и вызывают магнитные бури.

2 Методика наблюдений и обработка

Наблюдения проводились с помощью диагностического комплекса, созданного на базе 22-м радиотелескопа Крымской астрофизической обсерватории и четырехволнового поляриметра. Угловое разрешение радиотелескопа на волнах 2.0, 2.3, 2.8 и 3.5 см составляет 3'6, 4'1, 5'0 и 6'0, соответственно (Цветков и др., 1993). Поляриметр позволяет регистрировать одновременно на четырех волнах полную интенсивность $I = I_R + I_L$ и параметр Стокса $V = I_R - I_L$, где I_R и I_L – интенсивности микроволнового излучения, имеющих правую (R) и левую (L) круговую поляризацию. Чувствительность радиотелескопа составляет 0.1 с.е.п. (1 с.е.п. = 10^{-22} Вт/(м²Гц)), а наименьшее временное разрешение – около 0.1 с. В наблюдениях 14 июля 2000 г. были задействованы поляриметры для волн 2.0, 2.3 и 3.5 см, что соответствует частотам 15.4, 13.3 и 8.6 ГГц.

Процесс наблюдений заключался в сканировании диска Солнца по прямому восхождению с шагом по склонению 2', последующим наведением антенны по максимуму радиоизлучения локального источника на самой короткой длине волны и слежением за выбранной активной областью. Выбор объекта наблюдений осуществлялся в результате оценки прогностических параметров для каждого из источников, обнаруженных на диске Солнца по результатам сканирования. Отметим, что до вспышки уровень излучения в активной области NOAA 9077 на 100 – 150% превышал уровень излучения спокойного Солнца. Поляризация радиоизлучения локального источника имела знак L в восточной его части и знак R – в западной.

Система управления РТ-22, сбора и обработки информации с выходов поляриметров создана на базе аппаратуры КАМАК и ЭВМ РС/486 (Баранов и др., 1998). Регистрация сигналов выполнялась путем последовательного преобразования аналогового сигнала для каждого из шести низкочастотных каналов поляриметрического комплекса, подаваемых на АЦП через аналоговый коммутатор с

частотой коммутации 100 ГГц и накоплением сигнала 1 с. Усредненные данные записывались на магнитный носитель.

Обработка данных проводилась по программе, разработанной Мельниковым А.В. (ГАО РАН), включающей нормировку, учет паразитных сигналов, а также пересчет в солнечные единицы потока.

3 Результаты наблюдений

На рис. 1 и рис. 2 представлены временные профили спектральных потоков микроволнового излучения F и параметра $\tilde{V} = F_L - F_R$, полученные на частотах 8.6, 13.3 и 15.4 ГГц.

К сожалению, по техническим причинам мы не смогли проследить за их поведением в момент максимума излучения, поэтому вершины всплесков имеют усеченный вид. Как следует из рис. 1, профили на разных частотах достаточно хорошо согласуются между собой. Показатель спектра микроволнового излучения в рассматриваемом диапазоне оказался положительным, свидетельствуя об оптической толщине > 1 . Особо подчеркнем, что согласно рис. 2, в ходе вспышечного энерговыделения параметр \tilde{V} изменил знак с положительного на отрицательный. Если в начальной стадии развития вспышки преобладало излучение с левой круговой поляризацией, то к 10:24 UT во всех частотных каналах излучение с правой поляризацией стало определяющим. Причем смена знака на частоте 15.4 ГГц произошла на несколько минут раньше, чем в остальных каналах. Вместе с тем степень поляризации на протяжении всей вспышки в среднем была невысокой и достигла своего максимального значения на частоте 8.6 ГГц около 10:28 UT, составив приблизительно 25%.

4 Обсуждение

Диаграмма направленности антенны РТ-22 значительно превосходит характерные угловые размеры источников микроволнового излучения, которые обычно не превышают несколько десятков угловых секунд. В то же время, согласно существующим представлениям, жесткое рентгеновское излучение, как и микроволновое, генерируется во вспышечных петлях (Бастиан, 1998), концентрируясь в области их оснований. Это связано с проникновением ускоренных электронов в плотные слои солнечной хромосферы, что вызывает эффективный нагрев и испарение плазмы, дающей значительный вклад в ультрафиолетовое излучение (Цап, 2000). Поэтому в солнечных вспышках источники микроволнового излучения находятся в непосредственной близости от источников жесткого рентгеновского и ультрафиолетового излучения.

На рис. 3а представлены изображения вспышки в линии Fe XII (191 Å, $1.5 \cdot 10^6$ К), полученные со спутника TRACE в 10:22 и 10:29 UT.

Контурные линии соответствуют источникам жесткого рентгеновского излучения, наблюдавшимся приблизительно в те же моменты времени на Yohkoh в канале M_2 (33 – 53 кэВ). На основе приведенных рисунков можно предположить, что смена знака круговой поляризации микроволнового излучения связана со смещением источника ускоренных электронов из западной части активной области в восточную, которое по ультрафиолетовым данным началось приблизительно в 10 : 24 UT (Кляйн и др., 2001).

Мы также сопоставили магнитограмму, полученную с помощью MDI (SOHO) для активной области NOAA 9077 14 июля в 9:36 UT, с изображениями вспышки в канале M_2 (рис. 3б). Откуда видно, что источники ускоренных электронов в соответствующие моменты времени находились в областях, обладающих различными магнитными конфигурациями. По нашему мнению, это и стало причиной смены знака круговой поляризации микроволнового излучения.

Из сравнения временных профилей потоков микроволнового и жесткого рентгеновского излучения нетрудно заключить, что рентгеновское излучение достигло максимального значения около 10:27 UT (Масуда и др., 2001), тогда как микроволновое – более, чем на 1 мин позже (рис. 4). Между тем временные профили жесткого рентгеновского и микроволнового излучения имеют много общего, что свидетельствует в пользу единой популяции низкоэнергичных и высокоэнергичных

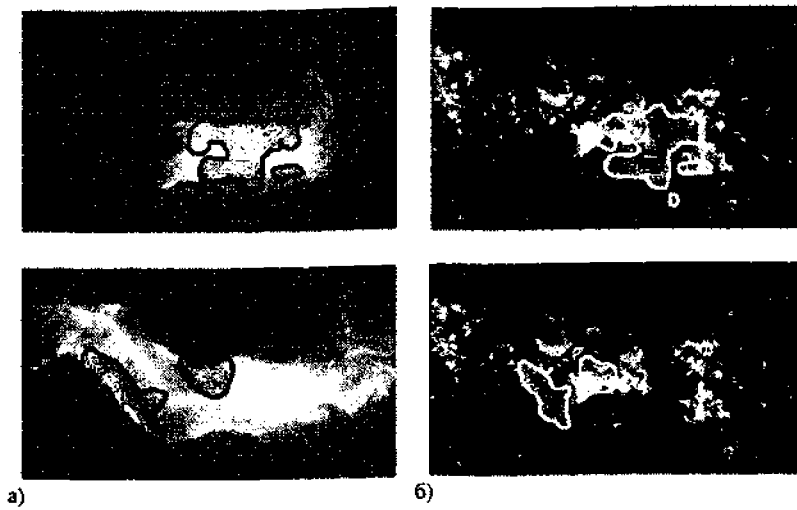


Рис. 1. а) Изображения вспышки в линии Fe XII (195 Å) с контурами источников жесткого рентгеновского излучения в канале M_2 (33–53 кэВ), полученные в 10:22 UT (верхний рисунок) и 10:29 UT (нижний рисунок); б) магнитограмма с теми же контурами, полученная с помощью MDI в 9:36 UT (белый цвет – положительная полярность, черный – отрицательная)

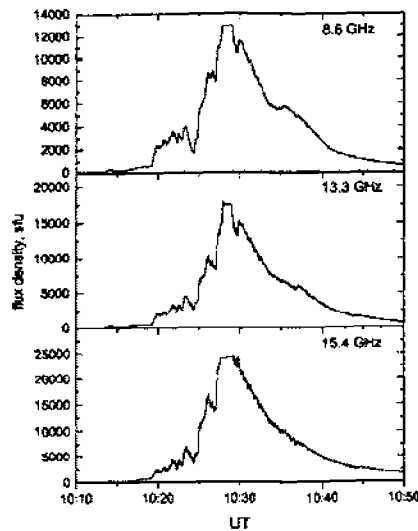


Рис. 2. Временные профили параметра $\tilde{V} = F_L - F_R$ на частотах 8.6, 13.3 и 15.4 ГГц

электронов. Также отметим, что наступление пиков микроволнового излучения отстает от соответствующих пиков жесткого рентгеновского излучения, и по мере развития вспышки время запаздывания увеличивается.

Наблюдаемые особенности поведения профилей трудно понять на основе представлений о двухступенчатом ускорении заряженных частиц, поскольку даже в значительно более слабых событиях высокоэнергетичные электроны способны ускоряться менее, чем за несколько секунд (Шап, 2000), тогда как задержка между пиками превышала 1 мин. На наш взгляд, несоответствие в поведе-

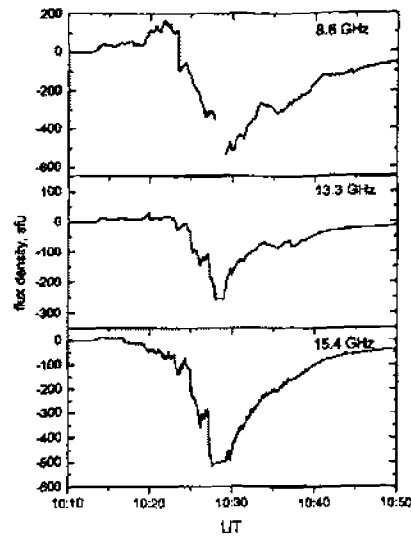


Рис. 3. Временные профили спектральных потоков излучения на частотах 8.6, 13.3 и 15.4 ГГц

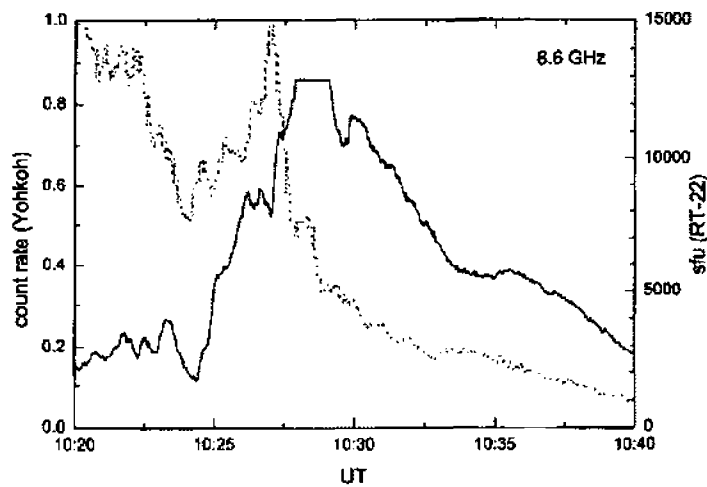


Рис. 4. Временные профили потоков жесткого рентгеновского (пунктирная линия) и микроволнового (сплошная линия) излучения, полученные в канале M_1 (23–33 кэВ) и на частоте 8.6 ГГц

нии профилей можно объяснить в рамках модели коронального пробкотрона с развитой электромагнитной турбулентностью (Беспалов и др., 1991; Степанов, Цап, 1999), суть которой состоит в следующем.

Если магнитную петлю представить в виде магнитной ловушки (коронального пробкотрона), заполненной ускоренными электронами, то за микроволновое излучение будут ответственны захваченные электроны, тогда как за жесткое рентгеновское – пролетные. Характерное время жизни

электронов в ловушке определяется их взаимодействием с турбулентными пульсациями, которое в режимах слабой или сильной питч-угловой диффузии с ростом их энергии увеличивается (Степанов, Цап, 1999). Вследствие этого, после включения импульсного источника частиц, высокоэнергичные электроны будут накапливаться в магнитной ловушке более длительное время, чем низкоэнергичные, так как последние рассеиваются турбулентными пульсациями гораздо эффективнее. Для слабой диффузии характерное время жизни захваченных электронов с повышением уровня турбулентности падает (Степанов, Цап, 1999), что противоречит увеличению продолжительности временных задержек на фазе роста излучения. Поэтому в рассматриваемом событии реализовывался режим сильной диффузии (Беспалов и др., 1991). Его физическая сущность состоит в том, что при достаточно высоком уровне турбулентности захваченные электроны, даже оказавшись в конусе потерь, будут испытывать многократное рассеяние, препятствующее их свободному выходу из магнитной ловушки. Впервые эта идея была предложена более 30 лет назад Будкером и др., (1971) для решения проблемы удержания высокотемпературной столкновительной плазмы.

5 Заключение

В представленной работе проведен анализ микроволнового излучения солнечной вспышки 14 июля 2000 г ("Бастилия") на частотах 8.6, 13.3 и 15.4 ГГц. На основе наблюдательных данных, полученных в ультрафиолетовом и жестком рентгеновском диапазоне показано, что смена знака круговой поляризации микроволнового излучения произошла вследствие смещения источника ускоренных электронов из западной части активной области в восточную, обладающей иной магнитной конфигурацией.

Временные задержки между пиками микроволнового и жесткого рентгеновского излучения мы объяснили в рамках модели коронального пробкотрона, в соответствии с которой за рентгеновское излучение ответственны пролетные электроны, тогда как за микроволновое – захваченные. В рассматриваемом событии реализовывался режим сильной диффузии, который обеспечивал наблюдаемый рост временных задержек между временными профилями жесткого рентгеновского и микроволнового излучения, а также эффективное накопление высокоэнергичных частиц в нижней короне Солнца.

Авторы выражают свою признательность К.Л. Кляйну, Х. Хадсону и В.Б. Юрчишину за предоставленные материалы.

Литература

- Ашванден, Александер (Aschwanden M.J., Alexander D.) // *Solar Phys.* 2001. V. 204. P. 91.
 Баи, Рамати (Bai T., Ramaty R.) // *Astrophys. J.* 1979. V. 227. P. 1072.
 Баранов Н.В., Миронов М.А., Никитин П.С., Цветков Л.И. // *Кин. и физ. небесных тел.* 1998. Т. 14. С. 146.
 Бастиан (Bastian T.S.) // *Proceedings of the Nomeyama Symposium NRO 479.* / Eds. Bastian T., Gopalswamy N., Shibasaki K. Japan. 1998. P. 211.
 Беспалов и др. (Bespalov P.A., Zaitsev V.V., Stepanov A.V.) // *Astrophys. J.* 1991. V. 374. P. 369.
 Будкер Г.И., Мирнов В.И., Рютов Д.Д. // *Письма в ЖЭТФ.* 1971. Т. 14. С. 320.
 Вайт, Кунду (White S.M., Kundu M.R.) // *Solar Phys.* 1992. V. 141. P. 347.
 Ванг и др. (Wang S., Yan Y., Zhao R. et al.) // *Solar Phys.* 2001. V. 204. P. 155.
 Жанг и др. (Zhang J., Wang J., Deng Yu., Wu D.) // *Astrophys. J.* 2001. V. 548. L99.
 Кляйн и др. (Klein K.-L., Trotter G., Lantos P. Delaboudiniere J.-P) // *Astron. Astrophys.* 2001. V. 373. P. 1073.
 Косовичев, Жаркова (Kosovichev A.G., Zharkova V.V.) // *Astrophys. J.* 2001. V. 550. L105.
 Масуда и др. (Masuda S., Kosugi T., Hudson H.S.) // *Solar Phys.* 2001. V. 204. P. 55.
 Римес и др. (Reames D.V., Ng C.K., Tylka A.J.) // *Astrophys. J.* 2001. V. 548. L233.
 Степанов А.В., Цап Ю.Т. // *Астрон. журн.* 1999. Т. 76. С. 949.

- Флетчер, Хадсон (Fletcher L., Hudson H.) // *Solar Phys.* 2001. V. 204. P. 69.
- Цап Ю.Т. // *Изв. Крымск. Астрофиз. Обсерв.* 2000. Т. 96. С. 165.
- Цап Ю.Т., Копылова Ю.Г., Нестеров Н.С. // *Кин. и физ. небесных тел.* 2002. Т. 18. С. 3.
- Цветков Л.И., Миронов М.А., Поздняков М.М., Бачурин А.Ф. // *Изв. Крымск. Астрофиз. Обсерв.* 1993. Т. 88. С. 146.
- Черток и др. (Chertok I.M., Fomichev V.V., Gnezdilov A.A et al.) // *Solar Phys.* 2001. V. 204. P. 141.
- Шер и др. (Share G.H., Murphy R.J., Tytka A.J. et al.) // *Solar Phys.* 2001. V. 204. P. 43.
- Юрчишин и др. (Yurchyshyn V.B., Wang H., Goode P.R., Deng Yu.) // *Astrophys. J.* 2001. V. 563. N 1. P. 381.
- Ян и др. (Yan Yi., Deng Yu., Karlický M. et al.) // *Astrophys. J.* 2001. V. 551. L115.

УДК 523.98

Динамические связи между Солнцем и планетной системой и их проявление в 20 – 22-летнем и 180-летнем циклах солнечной активности

Г.Я. Васильева¹, М.М. Нестеров²

¹ Главная астрономическая обсерватория РАН

² Санкт-Петербургский институт информатики и автоматизации РАН

Поступила в редакцию 18 июня 2002 г.

Аннотация. Рассмотрение солнечной системы как целого позволяет выделить три динамически взаимодействующие подсистемы: Солнце, планетную систему и межпланетную среду. Анализ свидетельствует о регулирующей роли планетной системы в формировании пятнообразовательной активности Солнца. Динамические функции движения Солнца относительно положения центра масс Солнечной системы проявляются в структуре 180-летнего цикла. Показана возможность прогноза различных фаз 20 – 22-летнего цикла с учетом относительного и абсолютного положения планет. Такой подход позволяет понять природу солнечной активности и порождение диссипативной регулярной структурной конвективной зоны, которая проявляется в межпланетной среде в форме фоновой 20 – 22-летней компоненты солнечной магнитосферы.

DYNAMICAL CONNECTIONS BETWEEN THE SUN AND PLANETARY SYSTEM AND THEIR MANIFESTATION IN THE 20 – 22 AND 180 YEARS CYCLES OF SOLAR ACTIVITY, by G. Ya. Vasilieva and M. M. Nesterov. Considering the Solar system as a single whole allows to specify three dynamically interacted subsystems: the Sun, planetary system, interplanetary medium. Analysis demonstrates controlling role of the planetary system in the formation of the Solar spotforming activity. Dynamic functions of the Sun movement relatively the Solar system mass center are reflected in the 180-year cycle structure. The possibility to predict different phases of the 20 – 22-year cycle using relative and absolute planet locations is shown. Such approach allows to understand the nature of the Solar activity and outcoming disappeared regular structural convective zone that is displayed in the interplanetary medium as background 20 – 22-year component of the Solar magnetosphere.

Ключевые слова: Солнце, солнечная система

1 Введение

Солнечную систему можно рассматривать как сложную саморганизирующуюся систему. Представления о возможностях современных исследований такой системы как целого на основе наблюдательных данных (Васильева и др., 1972; 1974) позволяет выйти на проблему гелиогеофизического прогнозирования, что является одной из важнейших проблем современности. Эти идеи по смыслу и времени совпали с идеей об использовании Солнечной системы в качестве инструмента для анализа тонких гравитационных и электромагнитных процессов в космосе (Динке, 1980).

2 Подходы к исследованию солнечной системы как целого

Рассматриваются результаты следующих трех подходов к исследованию солнечной системы как целого.

1) Анализ динамических функций (Джозе, 1965), характеризующих траекторию движения Солнца относительно положения центра масс Солнечной системы (ЦМСС). Обозначим: $R_{\text{ЦМСС}}$ – расстояние центра Солнца до ЦМСС; L_z – орбитальный момент Солнца относительно ЦМСС; dL_z/dt – производная орбитального момента. На рис. 1а вариации dL_z/dt отчетливо демонстрируют воспроизводимость на частоте синодического обращения Юпитера и Сатурна (19.86 года) как в структуре 180-летнего цикла, так и при переходе от одного цикла к другому (Васильева и др., 2002). Воспроизводятся также положения максимумов 10 – 11-летних циклов на конкретных фазах вариаций dL_z/dt , связанных с относительным положением на орбитах Юпитера и Сатурна в последовательности четных и нечетных циклов (Васильева и др., 1974).

2) Анализ эволюции 20 – 22-летней регулярной диссипативной спиральной структуры конвективной зоны Солнца, которая меняет направление своей закрученности с переполусовкой общего магнитного поля (ОМП) Солнца и фиксируется в фотосфере при быстром всплытии пятен из зоны диссипации (см. рис. 2) (Васильева, Федоров, 1981). Переход от временных вариаций пятнообразовательной активности (суточные ряды S_p с 1910 по 1974 гг охватывают по Цюрихской классификации циклы с N 14 по N 20) к эволюции пространственно-временных диссипативных структур осуществляется за счет:

- экспериментально обоснованного распространения свойства резонансности Солнечной системы на вариации пятнообразовательной активности, периоды которых совпадают с периодами обращения вокруг Солнца планет земной группы;
- фильтрации этих вариаций из исходного массива суточных значений S_p с применением метода “наложенных эпох” при прохождении каждой планеты нулевой эклиптической долготы;
- локализации этих структур в системе эклиптических гелиоцентрических долгот при движении планет в реальном времени изменений S_p ;
- изменения взаимной фазовой синхронизации вариаций солнечной активности на частотах обращения планет при переходе от одной фазы 20 – 22-летнего цикла к другой.

3) Анализ “фоновой” 20 – 22-летней спиральной компоненты солнечной магнитосферы (рис. 3), связанной с пятнообразовательной активностью на основе обработки каталогов ММП (Кинга, Мансурова и Сваалгарда) и данных о вариациях солнечных и галактических космических лучей в 20 – 22-летнем цикле (Васильева и др., 1981; Робинсон, 1984; Алания и др., 1966; Крымский и др., 1980).

3 О некоторых принципах функционирования солнечной системы

Пятнообразовательная активность как феномен Солнечной системы в целом в составе всех трех ее подсистем (Солнце, планетная система, межпланетная среда) позволяет выявить некоторые принципы функционирования самоорганизующейся Солнечной системы, исходя из следующих положений:

1) Условий постоянного обмена между спиновым и орбитальным моментами движения Солнца в 20 – 22-летнем цикле при сохранении полного момента изолированной (в первом приближении) Солнечной системы в Галактике. Это приводит к переменному замедлению и ускорению вращения Солнца вокруг собственной оси, получению и потере энергии Солнцем в объеме $10^{39} - 10^{40}$ эрг за цикл. (Момент спинового вращения Солнца согласно Аллену (1955) составляет около 10^{48} гсм²/сек, а изменения орбитального доходит до 4×10^{47} гсм²/сек). Обнаружена согласованность между получением и потерей спинового момента Солнца, соответственно в нечетном и четном циклах, и знаком спиральности рассчитанных регулярных диссипативных конвективных структур, которые переходят с левовинтовой формы в нечетных циклах на правовинтовую в четных. Последнее направление характерно для спирали Архимеда солнечного ветра, по которой осуществляется его отток от Солнца.

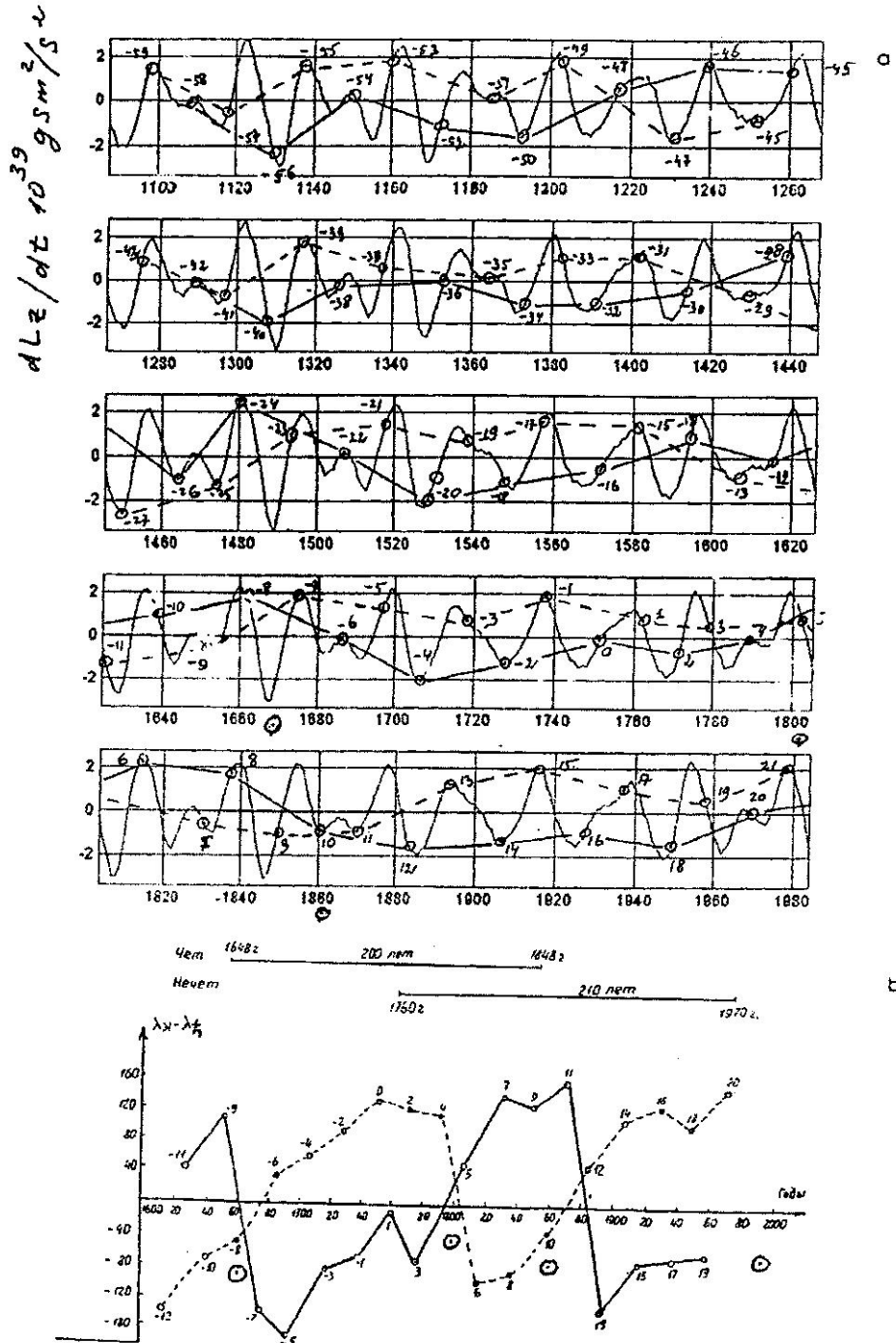


Рис. 1. а) Вариации dL_z/dt , воспроизводимые в 180-летнем цикле. Номерами с 1 по 21 отмечены положения максимумов циклов по Цюрихской классификации. Линиями, соединяющими серии четных и нечетных максимумов на кривых подчеркивается изменение знака dL_z/dt при переходе от четных к нечетным циклам (Васильева и др., 2002). б) Эволюция кривых, соединяющих те же серии четных и нечетных циклов в зависимости от относительного положения Юпитера и Сатурна в условиях, близких к квадратурам (Васильева и др., 1974)

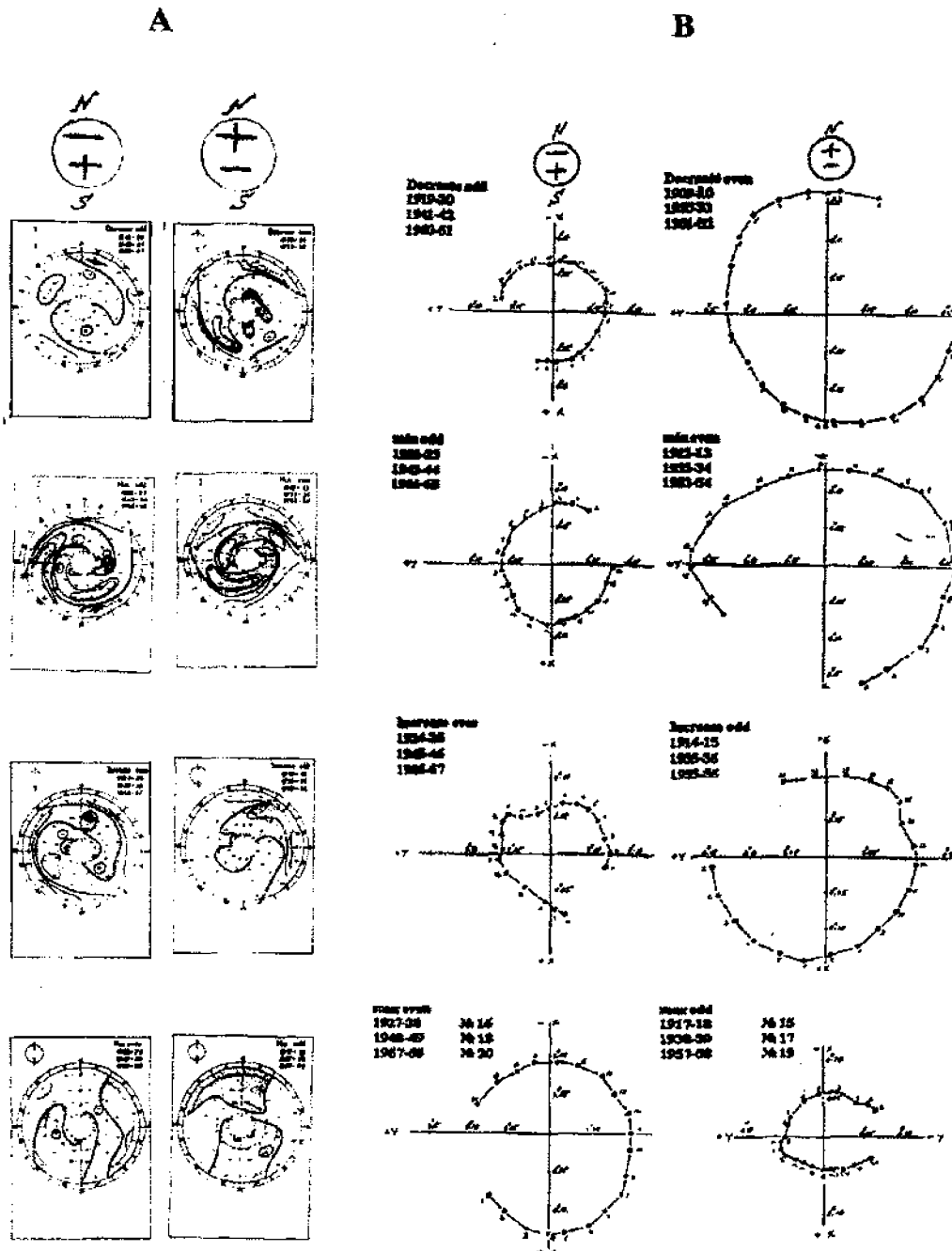


Рис. 2. а) Эволюция регулярной диссипативной конвективной структуры, ответственной за пятнообразование, при переходе (последовательно сверху вниз) – ветвь спада, минимум, ветвь роста, максимум, – для двух знаков ОМП Солнца. Заштрихована область усиления пятнообразовательной активности. Гелиоцентрические эклиптические долготы и орбиты планет земной группы обозначены на рисунке. б) Эволюция радиуса траектории мгновенного положения полюса Земли относительно среднего (Чандлеровского компонента) на тех же фазах 2 – 22-летнего цикла. Раскручивание спиральной диссипативной структуры в четных циклах соответствует увеличению радиуса траектории, и наоборот – в нечетных. Это свидетельствует о синхронизации радиальных пульсаций Солнца и земной орбиты (Васильева, Кузьмина, 1994)

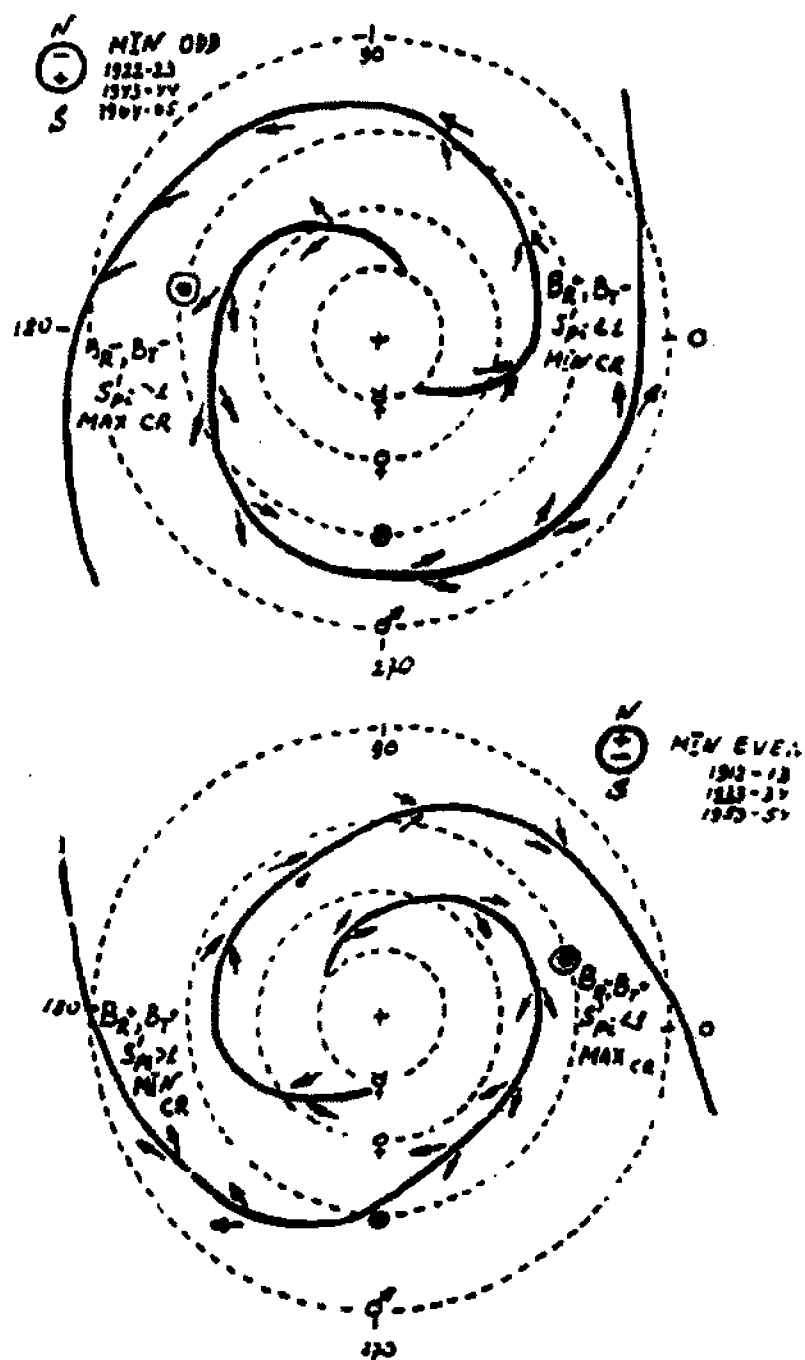


Рис. 3. "Фоновая" 22-летняя компонента солнечной магнитосферы внутри орбиты Марса, обусловленная пятнообразовательной активностью Солнца. Ее частным проявлением на орбите Земли является эффект Розенберга-Кольмана. Орбиты планет земной группы обозначены на рисунке

2) Условий постоянной эволюции в соотношении между потенциальной и кинетической энергии Солнца с переходом от одной фазы 20 – 22-летнего цикла к другой, эволюция, которая фиксируется изменением степени фазовой синхронизации пространственных диссипативных структур конвективной зоны в этом цикле. Разная степень синхронизации отвечает оптимальной устойчивости Солнца при разных соотношениях потенциальной и кинетической энергии на разных фазах 20 – 22-летнего цикла. Следует отметить тот факт, что максимумы как четных, так и нечетных циклов характеризуются максимальной когерентностью пространственных вариаций практически в одном и том же диапазоне гелиоцентрических эклиптических долгот. Представления о связи степени синхронизации вращающихся динамических систем с соотношением их потенциальной и кинетической энергии следует из экспериментальных и теоретических работ в области машиностроения и их апробации в области небесной механики (Блехман 1981).

3) Условий “высвечивания” (“визуализации”) диссипативных структур конвективной зоны не только в фотосфере из-за вспышки пятен, но и в межпланетной среде за счет связи распределения доминирующей полярности всех компонент ММП на орбите Земли (эффект Розенберга-Кольмана) с вариациями пятнообразовательной активности на частотах обращения вокруг Солнца планет земной группы (рис. 3). Глобальная тороидальная компонента магнитного поля конвективной зоны Солнца, связанная с пятнообразовательной активностью, оказалась отображенной в структуре солнечной магнитосферы.

4 Выводы

Рассмотрение Солнечной системы как целого позволяет сделать следующие выводы:

1) Анализ солнечной системы, как сложной системы, свидетельствует о регулирующей роли планетной системы в формировании пятнообразовательной активности и делает прогноз различных фаз 20 – 22-летнего цикла доступным (вне эпохи глобального минимума) с учетом относительного положения Юпитера и Сатурна на орбитах и абсолютного положения планет земной группы в определенных диапазонах эклиптических гелиоцентрических долгот.

2) Изменение скорости вращения Солнца вокруг своей оси в четных циклах по сравнению с нечетными объясняет различия в их уровнях активности (правило Гневыхцева-Оля).

3) Изменение в соотношении потенциальной и кинетической энергии Солнца на разных фазах 20-22-летнего цикла, которое фиксируется фазовой синхронизацией диссипативных конвективных структур, объясняет природу широко обсуждаемых радиальных солнечных пульсаций.

4) Поскольку глобальная спиральная диссипативная структура конвективной зоны, проявляющаяся в пятнообразовательной активности, меняет направление закрученности с переполусовкой ОМП Солнца, это означает, что эволюция тороидальных и полоидальных полей на Солнце в 20 – 22-летнем цикле согласована во времени, а проблема “удлиненного солнечного цикла” (16 – 18 лет) связана лишь с дополнительным отличием четного и нечетного циклов.

5) Синхронизация вариаций L_x , L_y , L_z , а также их производных в 20 – 22-летнем цикле (Васильева и др., 2002), то есть синхронизация вращений Солнца вокруг полярной и экваториальных осей инерции, в принципе объясняет меридиональную циркуляцию на Солнце, связанную с дрейфом магнитных полей как к полюсу, так и к экватору.

6) Пульсации Солнца в 20 – 22-летнем цикле заставляют по-новому взглянуть на практику обработки непрерывного мониторинга геофизических рядов в связи с проблемой “циклического времени” и необходимостью учета эпох переполусовки ОМП, разделяющих фазы расширения и сжатия Солнца и гелиосферы с “прямой” и “обратной” последовательностью событий.

Литература

- Васильева Г.Я., Кузнецов Д.А., Шпитальная А.А. // Солн. данные. 1972. N2. N8.
 Васильева Г.Я., Кузнецов Д.А., Шпитальная А.А. // В сб. Проблемы исследования вселенной. М. 1974. N 2. С. 42.

- Динке Р. // Гравитация и вселенная М. 1980. С. 80.
- Джозе (Jose P.D.) // *Astron. J.* 1965. V. 70. N 3. P. 193.
- Васильева Г.Я., Нестеров М.М., Черных Ю.В. // Кеплеровский сборник. С-Петербург. 2002. N 2. (в печати).
- Васильева Г.Я., Федоров П.М. // *Phys. Solary-Terrestr. Potsdam.* 1981. N 17. P. 71.
- Васильева Г.Я., Котляр Л.М., Кузнецова М.А. // *Phys. Solary-Terrestr. Potsdam.* 1981. N 17. P. 57.
- Робинсон (Robinson L.J.) // *Sky and Telescope.* 1984. V. 66. P.4.
- Алания М.В., Дорман Л.И., Шаташвили // *Геомагн. и аэрономия.* 1966. Т. 6. С. 1098.
- Крымский Г.Ф. и др. // В сб. *Космофизические аспекты исследования космических лучей.* Алма-Ата. 1980. С. 19.
- Блехман И.И. // *Синхронизация в природе и технике.* М. Наука. 1981. С. 380.
- Васильева Г.Я., Кузьмина В.А. (Vasileva G. J., Kuzmina V.A.) // *In IAU 22 Astronomy Posters Abstracts.* 1994. P. 274.

УДК 521.9 + 523.44

Основные итоги крымского фотографического обзора малых планет

Н.С. Черных и Л.И. Черных

Крымская астрофизическая обсерватория, 98409, Украина, Крым, Научный

Поступила в редакцию 15 мая 2002 г.

Аннотация. Обсуждаются итоги тридцатилетнего ряда (1963 – 1998) обзорных наблюдений малых планет с двойным 40-см астрографом КрАО. Наблюдениями охвачено 80% каталогизированных малых планет, открыто 16 тысяч нумерованных астероидов. Определено свыше 60 тыс. положений наблюдавшихся объектов. Открыты две кометы. К моменту окончания наблюдательной программы зарегистрированы как открытия КрАО 1034 новые малые планеты. Проведён статистический анализ их орбит. Отмечается значение крымской программы наблюдений.

THE MAIN RESULTS OF THE CRIMEAN PHOTOGRAPHICAL SURVEY OF MINOR PLANETS, *by N.S. Chernykh and L.I. Chernykh*. The paper contains results of three-tens year photographic minor planet survey made by the Crimean Astrophysical Observatory jointly with the Institute of Theoretical Astronomy. The survey covers about 80% of minor planets known that time. More than 60000 positions of all observed objects were measured, more than 16000 unnumbered asteroids and two new comets were discovered in the course of survey. 1034 new minor planets were registered under permanent numbers to the survey ending in 1998. The statistics of these new minor planets is discussed and the importance of the Crimean Survey is noted.

Ключевые слова: малые планеты (астероиды) – наблюдения, открытия, орбиты

1 Введение

Известная крымская программа наблюдений малых планет была начата в 1963 году по договоренности между дирекциями Института Теоретической Астрономии АН СССР (ИТА) и Крымской Астрофизической Обсерватории АН СССР (КрАО). Программа наблюдений предпринималась с целью астрометрической поддержки работ ИТА по эфемеридному обеспечению международной службы малых планет в рамках Комиссии 20 Международного Астрономического Союза. Создание ее в условиях начала шестидесятых годов, когда интерес к малым планетам упал во всем мире и почти все обсерватории мира прекратили наблюдения этих объектов Солнечной системы, было для отечественной астрономии насущной необходимостью. Наблюдения были начаты первым из авторов (Черных Н.С., 1965), а с 1965 года в наблюдениях активное участие принимает созданная в штате ИТА Крымская группа сотрудников под руководством Л. И. Черных. С этих пор наблюдения ведутся совместными усилиями КрАО и ИТА. В кооперативной программе принимали участие: от ИТА – Л.И. Черных, Т.М. Смирнова (с 1965 по 1985 гг.), Б.А. Бурнашева (с 1969 по 1971 гг.), Л.В. Журалева (с 1972 г), Л.Г. Карачкина (с 1975 по 1998 гг.), от КрАО – Н.С. Черных, а с 1993 г. также

В.В. Румянцев. Методическое и научное руководство программой наблюдений было возложено на Н.С. Черных.

Регулярные наблюдения велись интенсивно в течение трех десятилетий, до середины 90-х годов. К тому времени большинство ведущих обсерваторий, наблюдающих малые планеты и кометы, стали применять ПЗС матрицы, имеющие колоссальные преимущества перед фотографией. Фотография за сто лет ее применения в службе наблюдений малых планет оказала этой отрасли наблюдательной астрономии неоценимую услугу, но она не в состоянии соперничать с новой техникой регистрации и анализа изображений.

В дальнейшем мы тоже переходим на ПЗС наблюдения (Сокольский и др., 1997). Для этого мы используем старый светосильный 64-см телескоп системы Рихтера-Слефогта, оснащенный ПЗС камерой St-8, полученной по гранту Международного Планетного Общества. Телескоп установлен в одном из старых павильонов обсерватории, автоматизирован, с ним проведены первые серии пробных наблюдений и в ближайшие месяцы начнутся регулярные рабочие наблюдения.

Крымская программа фотографических наблюдений завершена, и в статье мы подводим итоги этой большой многолетней работы, результаты которой стали заметным явлением в истории наблюдений и открытий малых планет.

2 О методике наблюдений

Методика работы изложена в (Черных Л.И., Черных Н.С., 1967; Черных Н.С., 1973). Для наблюдений применялся двойной 40-см астрограф, (Черных Н.С., Черных Л.И., 1975) построенный известной германской фирмой "Карл Цейсс" в Йене в годы войны и установленный в Крымской астрофизической обсерватории в 1949 году. Этот фотографический телескоп по своим параметрам наилучшим образом подходит для обзорных наблюдений и поиска таких объектов, как астероиды. При диаметре объективов 40 см и фокусном расстоянии 160 см он обеспечивает поле зрения 10×10 градусов на пластинках форматом 30×30 см. На фотографических пластинках типа ORWO ZU21 за 1 минуту с ним получаются звезды 14.0 фотографической величины. Дальнейший выигрыш в 1 звездную величину получается при утроении экспозиции. Предельная допустимая экспозиция -- 90 -- 100 минут. С ней в благоприятных условиях получаются звезды до 18.5 величины. Для астероидов по вполне понятным причинам этот предел ниже примерно на половину звездной величины.

Все снимки крымской обзорной программы делались с отслеживанием движения малых планет (методом Меткафа). Как и другие телескопы старых конструкций, крымский астрограф не имеет лунно-планетного движения. Нужная скорость смещения телескопа относительно звезд для сопровождения астероидов задавалась в процессе гидирования вручную.

Астрометрическая обработка широкоугольных снимков с большими экспозициями имеет свои особенности. Длительные экспозиции, необходимые для регистрации слабых малых планет, неизбежно приводят к снижению точности астрографических результатов, так как опорные звезды получают передержанными и потому трудно измеримыми, а накопление ошибок гидирования и других погрешностей за время экспозиции снижает точность измерения самих наблюдаемых объектов. Редукция измерений широкоугольных снимков должна учитывать многие факторы, искажающие проекцию звездного неба на плоскость фотопластинки. Эта задача решается соответствующим выбором редукционной модели. Для обработки пластинок, покрывающих поле 10×10 градусов, использовалась редукционная модель с учетом наклона пластинки и кубической дисторсии -- по терминологии А.А. Киселева, модель $(3L + 2Q + D) \times 2$ с шестью постоянными по каждой координате (Киселев, 1989).

Ошибка положения рядовых малых планет при массовых наблюдениях с крымским 40-см астрографом, как показывают сравнения наблюдений с точными эфемеридами, составляет $1''.5 - 2''.0$, укладываясь в рамки требований к точности со стороны теоретической астрономии.

Более высокую точность дают наблюдения отдельной малой планеты, когда она фотографируется в центре пластинки, а ее движение может быть компенсировано гидированием. В этом случае положение малой планеты определяется с ошибкой $0''.5 - 1''.0$.

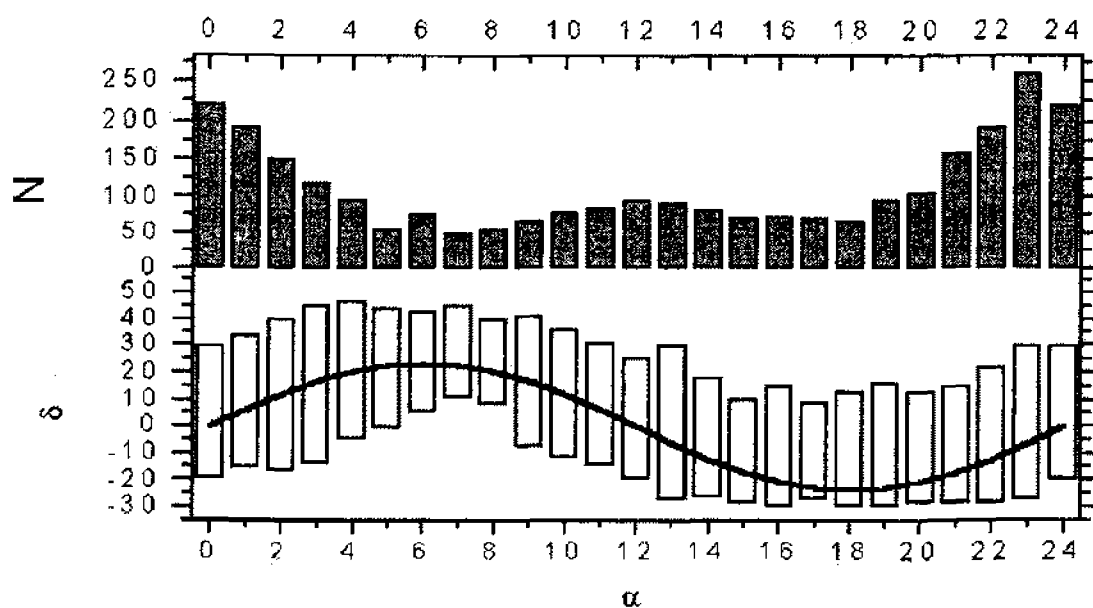


Рис. 1. Число пластинок и конфигурация покрытой снимками эклиптикальной зоны неба

Для ярких малых планет условия определения координат близки к оптимальным, так как снимки делаются с минимально короткой экспозицией, а объект находится вблизи оптического центра. В этом случае положение малой планеты определяется с ошибкой $0''.3 - 0''.5$.

3 Результаты

В годы высокой наблюдательной активности с крымским астрографом фотографировалось ежегодно 100 – 120 пар пластинок по программе обзорных наблюдений малых планет. За три десятилетия снимками многократно покрыта эклиптикальная полоса неба шириной 40 градусов. Число пластинок, приходящихся на каждый час прямого восхождения эклиптикальной зоны, и конфигурация полосы, покрытой наблюдениями, показаны на Рис. 1.

Продуктивность службы наблюдений малых планет может быть оценена такими показателями, как количество наблюдавшихся объектов и число измеренных положений; число обнаруженных неизвестных (нумерованных) астероидов; число открытых малых планет, получивших на основе наблюдений обсерватории постоянные номера.

Снимок с 40-см астрографом, покрывающий площадь неба 10×10 градусов, обычно содержал от 20 до 50 малых планет, из которых 15 – 20 были известными, а остальные оказывались нумерованными – еще не включенными в сборник “Эфемерид” ИТА. Почти каждая снятая область фотографировалась повторно в следующие ночи. Годичный цикл наблюдений охватывал до 1000, а в отдельные годы до 2000 малых планет, – как нумерованных так и нумерованных, и для них определялось в сумме от 2000 до 4000 положений.

Каталог наблюдений, накопленный за три десятилетия, содержит свыше 60 тысяч положений. Степень его полноты прослежена для малых планет пяти тысяч номеров. Анализ показывает, что наблюдения охватывают свыше 95% малых планет первых трех тысяч номеров, 90% объектов четвертой тысячи и около 80% объектов пятой тысячи номеров.

Астрометрические результаты регулярно публиковались в *Minor Planet Circulars*, а в первые годы они публиковались также в Бюллетене ИТА.

В шестидесятые годы, когда начиналась и развертывалась крымская астероидная программа, состояние эфемерид малых планет было далеко не удовлетворительным. Ставшие следствием войны разрушение международной службы малых планет и прекращение на несколько лет наблюдений привели к резкому снижению точности орбит многих малых планет. Почти для 10 процентов малых планет эфемериды давали положения с ошибкой до градуса, а с десятков малых планет были совсем утеряны. Учитывая это, нужно признать важным результатом нашей работы наблюдения многих малых планет с ненадежными орбитами и переоткрытие нескольких давно не наблюдававшихся и утерянных "старых" нумерованных планет. Некоторые из них, несмотря на большие ошибки эфемерид, удалось отождествить крымским наблюдателям, другие были отождествлены разными исследователями по нашим опубликованным наблюдениям (Черных Л.И., 1978). Крымские наблюдения дали возможность улучшить их орбиты и обеспечить более высокую точность вычисляемых для них эфемерид.

Все неотожествленные астероиды, найденные на снимке, получают условное обозначение в рабочем каталоге обсерватории, а после анализа наблюдений в Международном Центре Малых Планет – стандартное предварительное обозначение.

За три десятилетия на снимках крымского астрографа найдено свыше 16 тыс. нумерованных астероидов. Как обычно, речь идет о числе отдельных обозначений, данных Международным Центром. Число реальных объектов, к которым относятся обозначения, должно быть раза в два-три меньше, поскольку многие астероиды нередко открываются повторно и получают новые предварительные обозначения, но известным это становится только после вычисления окончательной орбиты астероида.

Таблица 1. Распределение открытий нумерованных малых планет по годам

Год	Nun	Год	Nun	Год	Nun
1964	8	1974	515	1984	350
1965	20	1975	860	1985	560
1966	104	1976	980	1986	860
1967	104	1977	925	1987	880
1968	277	1978	1350	1988	233
1969	572	1979	1330	1989	271
1970	278	1980	980	1990	910
1971	509	1981	880	1991	204
1972	662	1982	1200	1992	264
1973	590	1983	550	1993	221

Лишь часть нумерованных астероидов обеспечивается подходящим набором наблюдений, который позволяет определить достаточно надежную орбиту, продолжение наблюдений объекта и его каталогизацию с присвоением постоянного номера. Публикуемая в Циркулярах Международного Центра Малых Планет (Minor Planet Circulars) информация о наблюдениях, использованных при выводе элементов каталогизируемых малых планет, позволяет видеть, какие нумерованные объекты крымского каталога в этом участвуют. Оказалось, что полнота крымского каталога нумерованных астероидов достигает в пределах третьей, четвертой и пятой тысяч номеров 80%, в шестой – 66, в седьмой – 56 и в восьмой тысяче номеров 46%. В целом из 8000 малых планет, получивших к середине 90-х годов постоянные номера в результате деятельности международной службы малых планет, 68 процентов были до присвоения им постоянных номеров независимо открыты в Крыму как нумерованные объекты.

Из всех современных программ фотографических наблюдений малых планет только Паломарская отличается таким же высоким коэффициентом полноты.

Крымский каталог нумерованных астероидов еще в течение многих лет будет служить источ-

ником роста числа малых планет с постоянными номерами, и количество объектов, зарегистрированных как открытые в Крыму, будет продолжать расти, хотя программа наблюдений уже прекратилась.

Из всех нумерованных планет, наблюдавшихся данной обсерваторией и впоследствии получивших постоянные номера, лишь сравнительно небольшой процент регистрируется как открытия этой обсерватории. Подводя итоги, можно видеть, что вклад крымской программы в каталогизацию малых планет оказался значительным.

Таблица 2. Распределение занумерованных малых планет по годам открытия

Год	Все открытые в течение года	Из них открыты в КраО	
		Количество	Процент
1966	29	10	34
1967	31	7	22
1968	40	19	48
1969	59	48	81
1970	31	21	68
1971	296	37	12
1972	74	53	72
1973	447	51	11
1974	86	42	49
1975	141	62	44
1976	191	116	61
1977	449	127	28
1978	387	185	48
1979	294	100	34
1980	269	23	8
1981	870	51	6
1982	347	85	24
1983	214	20	9
1984	246	12	5
1985	313	37	12
1986	337	31	9
1987	341	39	11
1988	589	1	.
1989	650	4	.
1990	824	25	3
1966 – 1990	7555	1206	16

На начало 1999 г. зарегистрированы как открытые группой ИТА – КраО 1034 малых планеты, что составляет 10% от числа всех занумерованных к этому времени и 13% от числа занумерованных после 1965 г. В Таблице 2 приведены сведения о количестве занумерованных малых планет, открытых в каждом году всеми обсерваториями мира и открытых в КраО. В 60 – 70 годах в Крымской обсерватории было открыто около одной трети всех малых планет, впоследствии получивших постоянные номера, а в отдельные годы этого периода доля открытий КраО доходила до 60 – 80 процентов. Рис. 2 показывает положение объектов “крымского пояса” астероидов на

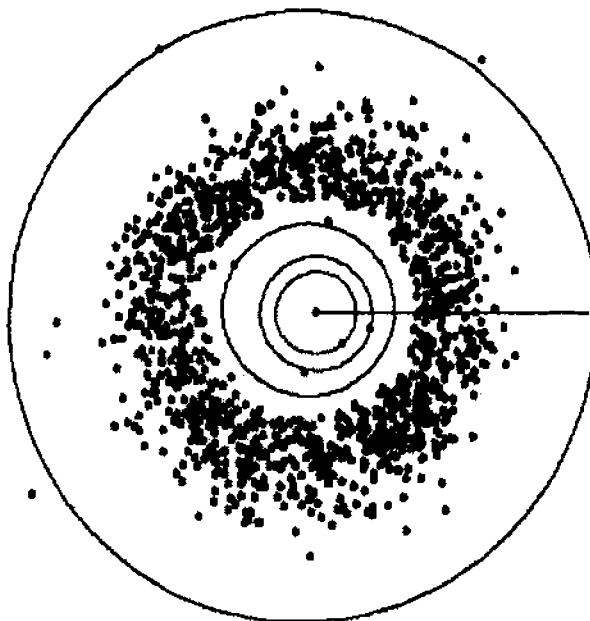


Рис. 2. "Крымский" пояс малых планет. Положение на 6 октября 1998 г.

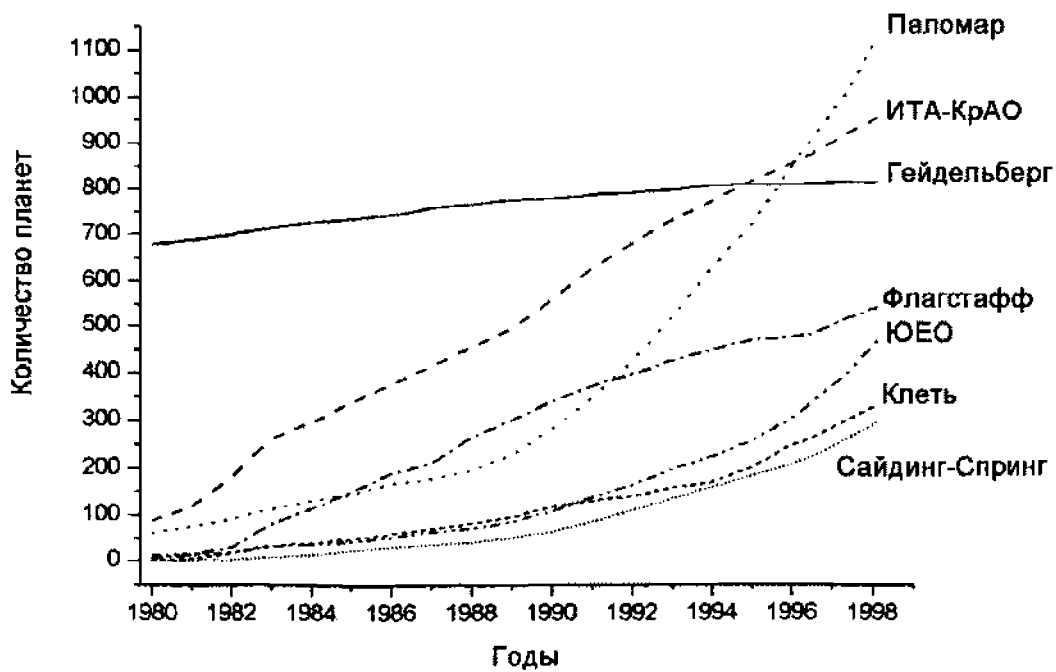


Рис. 3. Динамика открытия малых планет ведущими обсерваториями

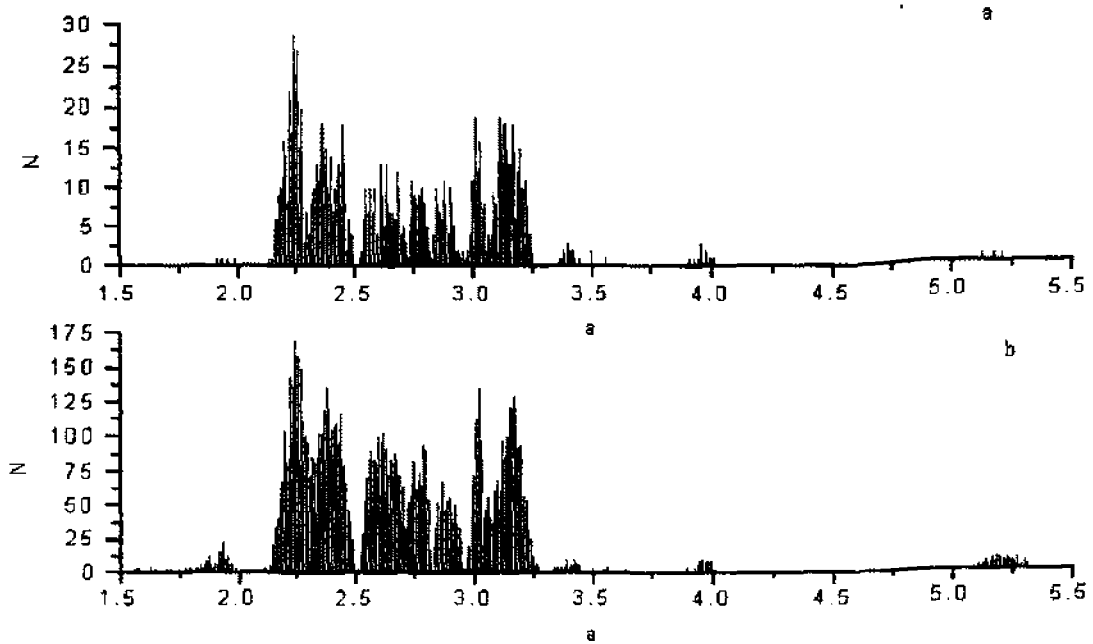


Рис. 4. Распределение больших полуосей двух массивов малых планет: а — малых планет, открытых в КраО, б — 8585 нумерованных малых планет общего каталога

6.10.1998. Место группы ИТА – КраО в международной службе малых планет показывает Рис. 3, демонстрирующий также динамику открытия малых планет ведущими обсерваториями.

Представляет большой интерес исследовать особенности и сравнительные характеристики открытых нами новых членов пояса. Наблюдательные результаты отдельно взятой обсерватории неизбежно несут на себе отпечаток тех условий, в которых они получены. Поэтому интересно было также попытаться выяснить, как наблюдательная селекция отразилась на статистике открытых нами объектов.

Статистические особенности орбит малых планет, открытых в КраО, были сопоставлены с распределением орбит общего каталога нумерованных малых планет на 1998 г., из которого “крымские” малые планеты исключены в целях обеспечения независимости сравнения.

Исследования показали, что “крымская коллекция” малых планет отражает все основные особенности структуры пояса астероидов (Рис. 4). Она содержит объекты практически всех известных групп и семейств. Троянская группа ($a \approx 5$ а.е.) представлена тремя астероидами. 11 малых планет относятся к группе Гильды ($a \approx 4$ а.е.). 5 открытых планет принадлежат группе Венгрии ($a \approx 1.9$, $i \approx 20^\circ$).

Зарегистрировано только два астероида из класса объектов, сближающихся с Землей: (2212) Гефест, представитель группы Аполлона, и входящий в группу Амура астероид (5324) Ляпунов. Редкость обнаружения астероидов, сближающихся с Землей (АСЗ), характерна для всех обсерваторий, ведущих обычные программы наблюдений малых планет и не специализирующихся на поисках АСЗ.

Эксцентриситеты большинства “крымских” планет лежат в пределах 0.05 – 0.25 (рис. 5). Лишь несколько планет имеют эксцентриситет меньше 0.05. Так же невелико и число объектов с большими эксцентриситетами – только три имеют эксцентриситет больше 0.35. Сравнение с соответствующим распределением нумерованных планет показывает их довольно близкое сходство для значений e от 0 до 0.35, но дальше гистограммы распределения двух массивов заметно разнятся. Дефицит планет с большими эксцентриситетами в крымском наборе является следствием наблюдательной селекции.

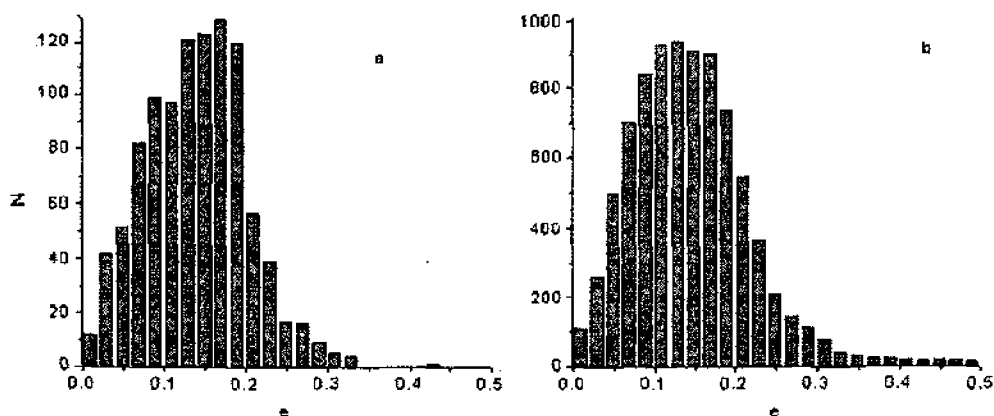


Рис. 5. Распределение эксцентриситетов малых планет: а -- открытых в КрАО, б -- 8585 нумерованных общего каталога

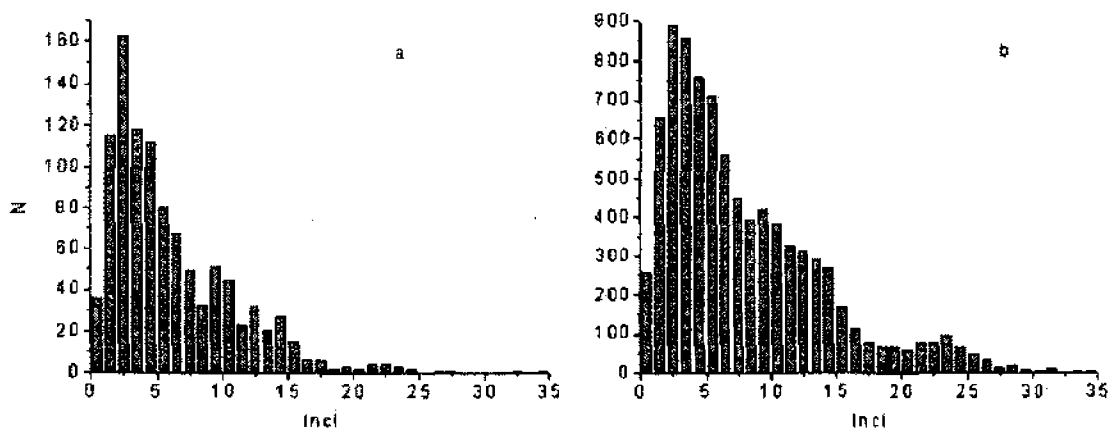


Рис. 6. Распределение наклонностей: а -- крымские малые планеты, б -- планеты общего каталога

Распределение наклона орбит крымских новых планет в целом повторяет распределение наклона нумерованных планет – малое число объектов с наклоном меньше градуса, резкий пик при величине наклона от 2 до 3 градусов и снижение числа объектов с дальнейшим возрастанием величины наклона (рис. 6). Однако в области больших значений наклона гистограмма для крымского массива планет проходит ниже и заканчивается раньше, что тоже объясняется влиянием наблюдательной селекции.

Звездная величина – единственная физическая характеристика малой планеты, которую можно определить по снимкам астрометрического обзора. В обычных случаях звездная величина новой малой планеты определяется визуально сравнением ее изображения с изображениями эфемеридных планет. На основании оценок блеска, полученных наблюдателем, определяется абсолютная величина H – звездная величина планеты, приведенная к единичному расстоянию от Земли и от Солнца и углу фазы, равному нулю. По известной абсолютной величине малой планеты может быть вычислен

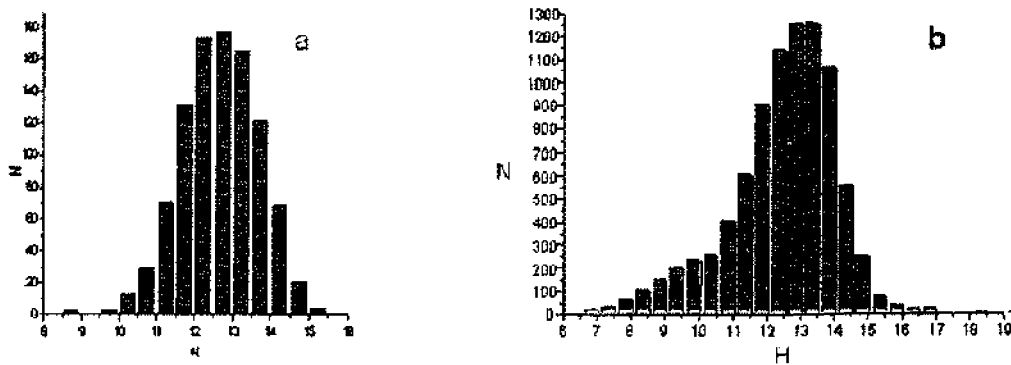


Рис. 7. Распределение абсолютной величины малых планет: а — открытых в КраО, б — общего каталога

ее поперечник, если для нее известно (или принято некоторое усредненное значение) альbedo.

Абсолютная звездная величина (рис. 7) открытых в КраО астероидов лежит в пределах от 10 до 15, а максимум приходится на 12 – 13. Все достаточно крупные объекты в поясе астероидов давно открыты, и в крымском наборе новых малых планет имеется лишь 5 объектов ярче $H = 10^m$ (диаметр больше 30 – 40 км), тогда как в общем каталоге число таких планет превышает 800. Распределение массива крымских планет оканчивается на $H = 15^m$ ($D=3$ км), а полный каталог занумерованных малых планет содержит и более мелкие объекты.

В целом статистика открытых в КраО малых планет объективно отражает основные особенности общего каталога занумерованных объектов и всего пояса малых планет. Интересно отметить, что такой же вывод был получен нами раньше из анализа существенно меньшего числа открытых астероидов (Черных Н.С., 1990). Прибавление многих сотен новых астероидов и увеличение массива более чем вдвое не изменило характеристик распределения по элементам. Это тоже можно считать показателем объективности крымских результатов и отсутствия заметно выраженных искажений статистики из-за наблюдательной селекции.

Единственной неполной и искаженной влиянием наблюдательной селекции является статистика размеров (абсолютных величин) малых планет меньше 5 – 10 км в средней и дальней зонах главного пояса. Здесь наблюдательная селекция целиком вызвана ограниченной проникающей способностью нашего телескопа. Это можно видеть хотя бы на примере сопоставления наших результатов с результатами Паломарской обсерватории, полученными с помощью более крупных телескопов.

4 Заключение

Крымская программа, являясь единственной в СССР обзорной астероидной программой такого широкого масштаба, сыграла важную роль в отечественных исследованиях малых тел Солнечной системы. В течение многих лет она была для ИТА основным поставщиком наблюдений и средством контроля эфемерид. Результаты ее дали возможность улучшить орбиты многих малых планет и повысить точность публикуемых эфемерид. Но этим ее значение не ограничивается. Результаты наблюдательной программы ИТА-КраО вышли далеко за рамки первоначально намеченных целей. Она оказалась одной из самых полных за всю историю фотографических наблюдений малых планет. Охваченный ею временной интервал составляет одну треть всего периода наблюдений малых планет с помощью фотографии. Крымские результаты в сумме представляют собой достаточно полный обзор, объективно отражающий основные особенности и характеристики пояса астероидов. Открытие большого числа новых объектов заметно расширило статистику астероидов, наши представления о количестве астероидов в Солнечной системе и их распределении в поясе.

Крымские результаты пользовались авторитетом в Международном Центре по Малым Планетам и неоднократно получали высокую оценку в официальных материалах Международного Астрономического Союза.

Своеобразным незапланированным результатом регулярных обзорных наблюдений было открытие двух новых комет – кометы Смирновой-Черных 1975 VII и кометы Черных 1978 IV, отличающихся интересными особенностями движения в вековом масштабе времени.

Необходимо также сказать еще об одном результате крымской программы. Новым малым планетам, открытым в ходе работы, по традиции нужно было давать названия, в результате чего в каталоге членов Солнечной системы с некоторых пор стало появляться все больше отечественных имен. Последнее издание справочника по названиям малых планет (Шмадель, 1999) содержит названия и их обоснования для 6730 малых планет. В нем среди имен, утвержденных после 1965 года, 15% составляют названия, авторами которых являются крымские первооткрыватели. Сейчас, к середине 2002 года, в крымском каталоге малых планет свыше 1000 имен (Черных Н.С., Каталог малых планет, открытых в КрАО. 2002. Рукопись.) Здесь имена отечественных писателей, ученых, комсомолантов, художников, музыкантов, архитекторов, артистов театра и кино, исторических деятелей, героев Великой Отечественной войны. Каталог открытых нами малых планет напоминает энциклопедический словарь, в котором в названиях малых планет Солнечной системы отражена география и история нашей страны, ее наука и культура. Это имеет не только общественно-патриотическое значение. Отображая в астрономике выдающиеся события и имена великих людей своего времени, астрономы выступают своеобразными летописцами. Названия малых планет не отменяются и не изменяются. Они не подвержены влиянию времени и идеологии и могут многое рассказать будущим поколениям о нас и нашей эпохе.

Благодарности. В заключение авторы хотели бы выразить искреннюю благодарность всем, кто способствовал организации этой наблюдательной программы, кто обеспечивал возможность ее выполнения и кто принимал в ней активное участие.

В дело организации отечественной службы наблюдений малых планет много энергии вложил Самуил Гдальевич Маковер (1908–1970), заведующий отделом малых планет ИТА. Договоренность с КрАО о возобновлении в обсерватории наблюдений малых планет – его личная заслуга. Он принимал самое активное участие в организации программы, и его поддержка в начальный период, когда мы делали первые шаги в нашей работе, была неоценимой. Крымскую программу наблюдений малых планет можно считать своеобразным памятником ему.

Особенно мы обязаны директору КрАО академику А.Б. Северному (1913–1987), проявившему понимание важности организации этой наблюдательной программы и предоставившему необходимые условия для ее выполнения.

Большую заботу о развитии программы проявлял профессор Г.А. Чеботарев (1913–1975), директор ИТА с 1964 по 1975 г. Благодаря ему в штате ИТА была организована Крымская группа, что сыграло исключительно важную роль в активизации наблюдений малых планет в Крыму.

Постоянную помощь и поддержку программе оказывал и продолжает оказывать академик Н.В. Стещенко – и как заведующий отделом экспериментальной астрофизики, и как заместитель директора, а затем директор обсерватории. Его неизменный интерес к программе наблюдений малых планет, материальная и моральная поддержка во многом способствовали успешной работе объединенной группы ИТА-КрАО. Особенно ценной была его поддержка в критический для Крымской группы момент расформирования ИТА. Зачисление сотрудников Крымской группы ИТА в постоянный штат КрАО обеспечивает дальнейшее активное участие обсерватории в этой важной международной программе, имеющей отношение к обеспечению астероидной безопасности Земли.

Много сделал для улучшения условий работы группы и совершенствования программы профессор А.Г. Сокольский, директор ИТА с 1988 по 1998 г. При нем группа была оснащена компьютерами, с его помощью восстановлен 64-см телескоп и предприняты шаги к оснащению его ПЗС камерой.

С момента организации программы ей оказывали помощь и содействие многие сотрудники ИТА, среди которых прежде всего нужно отметить В.А. Шора и Г.Р. Кастель, чье участие в делах Крымской группы было особенно ценным.

Выражаем благодарность сотрудникам Крымской группы ИТА, принимавшим непосредственное

участие в этой коллективной работе, и В.В. Румянцеву, составившему большое число компьютерных программ, ускоривших и упростивших трудоемкую редуцированную обработку астрографических наблюдений.

Литература

- Киселев А.А. // Теоретические основания фотографической астрометрии. 1989. М.
Сокольский А. Г., Черных Н.С., Румянцев В.В., Замарашкин К.Н., Черных Л.И. // Тезисы конференции Проблемы Небесной Механики. 1997. ИТА. С-Пб. С.159.
Черных Л.И., Черных Н.С. // Бюлл. ИТА. 1967. Т. 11. № 4. С.279.
Черных Л.И. // Бюлл. ИТА. 1978. Т. 14. № 6. С.379.
Черных Н.С. // Бюлл. ИТА. 1965. Т. 10. № 3. С. 236.
Черных Н.С. // В кн. Малые планеты, ред. Самойлова-Яхонтова. 1973. М. С. 22.
Черных Н.С., Черных Л.И. // Изв. Крымск. Астрофиз. Обсерв. 1975. Т. 53. С209.
Черных Н.С. // Изв. Крымск. Астрофиз. Обсерв. 1990. Т. 81. С. 23.
Шмадель (Schmadel L. D.). // Dictionary of Minor Planet Names. Fourth Revised and Enlarged Edition. 1999. Springer. 9

УДК 523.44

Спутниковые системы как ключ к пониманию эволюции астероидов

Л.Г. Карачкина, В.В. Прокофьева

Крымская астрофизическая обсерватория, 98409, Научный, Крым, Украина

Поступила в редакцию 20 мая 2002 г.

Аннотация. Рассмотрены обнаруженные в последнее десятилетие астероидальные спутниковые системы в контексте с характеристиками семейств и со строением главного пояса астероидов. Обсуждается новое деление главного пояса на зоны, эволюция в которых определяется свойствами близлежащих резонансов. Указаны связи спутниковых систем с семействами и резонансами. Высказано предположение о том, что двойной астероид 762 Пулкова является "беглецом" из семейства Веритас.

SATELLITE SYSTEMS AS A KEY TO THE EVOLUTION OF ASTEROIDS, by Karachkina L.G., Prokof'eva V.V. The asteroidal satellite systems discovered last 10 years are under discussion in the context with the characteristics of families and the structure of main belt. New zone division of main belt is treating. The evolution inside every zone was dictated by the properties of neighbouring resonances. The affinity between asteroidal satellite systems, families and resonances is found. The assumption was made that the binary asteroid 762 Pulcova is the "fugitive" from the Veritas family.

Ключевые слова: астероиды – спутниковые системы астероидов – семейства – резонансы

1 Введение

Последнее десятилетие прошлого века ознаменовалось многочисленными открытиями спутников у астероидов. Среди малых тел Солнечной системы уже известно 28 астероидальных спутниковых систем. Они имеются среди всех групп астероидов, как сближающихся с Землей, так и среди далеких от Солнца транснептуновых объектов.

Развитие науки в XXI веке основано на новых более общих подходах к происхождению и развитию сложных самоорганизующихся систем. Одной из них является Солнечная. "Уместно напомнить, что идея всеобщей связи явлений как наиболее общей закономерности мира... всегда рассматривалась в философии, объектом исследований которой является общая, единая картина мира и которая имеет более глубокий взгляд на многообразие связей предметов и процессов, чем любая конкретная естественная наука" (Лаврентьев, 2001). Развиваемый Ф.А. Гареевым (1999) принцип самоорганизации сложных систем на основе резонансной синхронизации несомненно имеет отношение и к Солнечной системе, и в первую очередь к эволюции астероидов, в которой резонансы играют основополагающую роль.

Астероиды малы и не оказывают динамического влияния на большие тела Солнечной системы. В то же время они являются индикаторами резонансных и более сложных связей в Солнечной системе. Спутники астероидов, находящиеся иногда на больших расстояниях от главных компонент, подвержены внешним воздействиям, и исследование их динамики может дать информацию об изменениях, происходящих в семействах астероидов и в Солнечной системе. Поэтому представляет интерес рассмотреть их связь с семействами астероидов и обсудить возможную их роль в эволюции.

Целью настоящей работы является рассмотрение связи астероидальных спутниковых систем с другими астероидами, образующими семейства. Предполагается, что исследования спутниковых систем могут быть ключом к пониманию эволюции астероидов.

2 Астероиды в Солнечной системе

2.1 Структура пояса астероидов

Малые планеты (астероиды) являются неотъемлемой частью Солнечной системы и находятся как в непосредственной близости от Солнца, так и на расстояниях до 50 а.е. от него. Количество занумерованных астероидов ныне превышает 30 тысяч. 96 % астероидов движется по эллиптическим орбитам между орбитами Марса и Юпитера, оставаясь в пределах тора, называемого главным поясом астероидов (ГПА). Орбиты астероидов характеризуют такие оскулирующие элементы, как большая полуось, a , выраженная в а.е., эксцентриситет, e , наклон к плоскости эклиптики, i , долгота восходящего узла, Ω , аргумент перигелия орбиты, ω , а также долгота перигелия π , являющаяся суммой двух последних элементов. Большие полуоси астероидов пояса заключены в интервале 2.09 а.е. $< a < 4.28$ а.е., средние суточные движения n , равные средней угловой скорости движения астероидов вокруг Солнца – в интервале $1200'' > n > 400''$, (вместо “средние суточные движения” ниже использован термин “средние” движения). Чеботарев и Шор (1976) разделили астероиды главного пояса (ГП) на плоскую подсистему, с $i < 8^\circ$ и сферическую, с $i > 8^\circ$. Согласно данным из электронной версии “Эфемерид малых планет на 2001 год” (Кочетова, Шор, 2000), сферическая составляющая содержит 35 %, а плоская – 65 % всех астероидов пояса. Наклоны орбит астероидов редко превышают 30° , а эксцентриситеты – 0.4. При переходе от внутренней части пояса к внешней увеличивается доля круговых орбит.

288 объектов, составляющих 2.3 %, имеют средние движения $n > 1200''$. Среди АСЗ принято выделять динамические группы Атона (2062 Aten) с $a < 1$ а.е. и $Q > 1$ а.е., Аполлона (1862 Apollo) с $q < 1.02$ а.е., Амура (1221 Amor) с 1.02 а.е. $< q < 1.3$ а.е., где q – перигелийное расстояние, а Q – расстояние в афелии. Эти астероиды могут пересекать орбиту Земли и представлять опасность для жителей Земли.

2.2 Резонансы в главном поясе астероидов

Среднее движение астероида n называется соизмеримым со средним движением n_1 возмущающей планеты, если

$$n/n_1 = p/r, \quad (1)$$

где p и r – взаимно простые целые числа. Условие (1) называется резонансным, а соответствующие орбиты – резонансными. Разница $\text{abs}(p-r)$ называется порядком соизмеримости.

188 астероидов, или 1.5 % всего массива “Эфемерид малых планет на 2001 год” (Кочетова, Шор 2000), имеют средние движения $n < 400''$. 171 астероид, в составе двух групп, называемых троянцами, со средними движениями в диапазоне $290''/8 - 309''/2$, совершают движение по орбите, близкой к орбите Юпитера. Одна из групп троянцев движется впереди Юпитера, а вторая позади. Троянцы находятся с Юпитером в резонансе 1/1 и описывают эллипсы, малые полуоси которых направлены к Солнцу, вокруг либрационных точек Лагранжа L4 и L5 системы Солнце-Юпитер.

В области средних движений в диапазоне $300'' - 500''$ существование объектов обеспечивает в основном механизм либрации. Соизмеримостям 1/1, 4/3 и 3/2 отвечают сгущения астероидов. Два

астероида имеют средние движения, близкие к соизмеримости $4/3$ с Юпитером. Вблизи соизмеримости $2/3$ с Юпитером расположена тесная группа Гильды.

В части пояса астероидов с $n > 500''$ "острым" соизмеримостям (порядок резонанса $1 - 3$) соответствуют не сгущения по среднему движению, а разрежения, называемые люками Кирквуда. Ширина интервала, где астероиды полностью отсутствуют, так же как интенсивность разрежений в распределении астероидов по средним движениям, зависит от порядка соизмеримости: чем меньше порядок соизмеримости и чем меньше числа p и q , тем шире и глубже люки.

Довольно часто внутренней частью ГПА называется область, где средние движения $n > 900''$, а внешней – с $n < 900''$. Острый резонанс $3/1$ и соответствующий ему люк отделяют области внутренней и внешней частей ГПА. Существование широких люков, связанных с "острыми" соизмеримостями, позволяет разделить пояс астероидов на зоны, отражающие динамическую структуру пояса.

2.3 Динамические группы астероидов

К. Хираяма первым выделял семейства астероидов – популяции с близкими орбитальными элементами: большими полуосями a , эксцентриситетами e и наклонами к эклиптике i . Он выделил динамические кластеры астероидов с близкими свободными (собственными) большими полуосями, эксцентриситетами и наклонами и назвал их семействами Корониды, Фемиды, Эос, Марии и Флоры. Он писал: "Мы можем предположить, что астероиды, принадлежащие к одной группе, в прошлом составляли одно тело, которое разрушилось вследствие какой-то неизвестной причины" (Хираяма, 1923). Д. Брауэр (1951) вычислил собственные элементы для 1537 астероидов, нашел новые члены известных семейств Хираямы, обнаружил ряд новых семейств, разделил выделенное Хираямой семейство Флоры на четыре подгруппы. Альвен (1969) выделил внутри семейств струйные потоки, требуя сходства четырех собственных элементов. Он считал, что струйные потоки представляют образования, находящиеся на пути к аккумуляции. Новые семейства были открыты Арнольдом (1969) при пересмотре работы Брауэра, а в состав старых им были внесены изменения. Им было также подтверждено существование струйных потоков Альвена. Библиография по этим вопросам имеется в статье Шора (1973).

Интерес к семействам велик и ныне. Расширены известные и обнаружены новые динамические образования в поясе астероидов. Запала и др. (1995) на основе двух разных методик нашли 63 статистически важных группы (SSGs) в ГПА : 32 из них - истинные (robust) семейства, а 31 – группы (clumps). Фаринелла и др. (1991) ввели последний термин для определения групп, в которых принадлежности некоторых членов к кластеру являются спорными.

3 Открытия спутников астероидов в КраО

Из 28 недавно открытых двойных астероидов 8 находятся в главном поясе астероидов, 13 – принадлежат астероидам, сближающимся с Землей, а 7 относятся к транснептуновым объектам и "кентаврам". Современные наблюдения на телескопах с адаптивной оптикой, радарные наблюдения, а также прямые наблюдения с борта космических аппаратов дали несомненные подтверждения двойственности некоторых астероидов. Достаточно полная библиография об истории открытия спутниковых систем астероидов содержится в обзоре Прокофьевой и др. (1995). В нем впервые, на основании обобщения ряда публикаций и собственных наблюдений была показана реальность существования спутников у астероидов. Используемая для наблюдения астероидов аппаратура подробно описана в монографии Абраменко и др. (1984). Методика телевизионных фотометрических наблюдений астероидов рассмотрена в статье Прокофьевой и др. в 1992. Ниже кратко приведены результаты наших наблюдений и частотного анализа трех астероидов – двух крупных спутниковых систем ГПА и АСЗ Географ.

3.1 Спутниковая система 87 Сильвии

Анализ цветовых наблюдений дает возможность выделить периоды вращения компонентов двойного астероида, так как цветовые пятна на поверхностях компонентов дают их периоды вращения и не показывают орбитального периода. Так было в случае крупного астероида 87 Сильвии из группы Кибелы, расположенной во внешней части ГПА. Он принадлежит к С0-типу по определению Баруччи или Р-типу по Толену (1989). Амплитуда изменения блеска астероида 87 Сильвия переменна в диапазоне от 0^m30 до 0^m62 .

Наблюдения в КраО астероида 87 Сильвии проводились нами с 26 апреля по 11 мая 1989 г. в течение 6 ночей в спектральной полосе В и в течение 4 ночей одновременно в трех полосах *BVR* и без фильтра. Направление на наблюдателя лежало близко к экваториальной плоскости астероида и на кривых блеска проявлялись затменные эффекты. Для частотного анализа было использовано около 240 измерений блеска в полосе В, и по 130 измерений показателей цвета *B – V* и *V – R* и наблюдений, полученных без фильтра. Периодограмма, построенная по блеску астероида, показывала четкий минимум на частоте, соответствующей периоду $0^d215985$, а показатели цвета *B – V* и *V – R* на этой же частоте никаких периодических изменений не имеют. Цветовые изменения дали два периода, которые были интерпретированы как периоды вращения компонентов. Обнаружены изменения абсолютного блеска В астероида с периодом 27^d . Было сделано предположение, что такие изменения блеска астероида с амплитудой в несколько десятых звездной величины могут быть объяснены наличием прецессии. Была построена модель в рамках предположения о том, что 87 Сильвия – двойной астероид. Отношение диаметров компонентов оценено равным 0,7, а радиус орбиты – 250 км. Уточнение периода прецессии в диапазоне $0^d5 – 100^d$ с использованием всех имевшихся наблюдений 87 Сильвии в интервале 1978 – 1993 гг. было проведено Карачкиной и др. в 1999 г. Частотный анализ показал присутствие периода 31^d7 с амплитудой 0^m3 . В 2001 г. были получены сразу два доказательства сложной структуры 87 Сильвии. С помощью адаптивной оптики 10-м телескопа Мауна-Кеа (Браун, Марго, 2001) был открыт спутник, диаметр которого составлял 0,05 диаметра главного тела. Подтверждение было также получено с помощью космического телескопа Hubble Space (Сторрс и др., 2001а). Существование столь малого спутника не могло дать заметных амплитуд на кривых блеска. Повидимому, спутниковая система Сильвии состоит из трех или более тел (Прокофьева и др., 2001).

3.2 Двойной астероид 423 Диотима

В Крымской астрофизической обсерватории в 1990 г. в течение 7 ночей было получено 920 измерений блеска астероида 423 Диотима в фотометрической полосе V. Полная длительность регистрации блеска астероида составила 41^h6 . При обработке наблюдений был предусмотрен дополнительный контроль правильности определения абсолютного блеска астероида. Для этой цели были проведены специальные наблюдения звезд, блеск которых регистрировался одновременно с блеском астероида. Частотный анализ плотных рядов фотометрических наблюдений астероида 423 Диотима показал наличие трех колебаний блеска. Наиболее длинный период был определен весьма грубо и составлял около 200^d . Его амплитуда около 0^m8 и плавный ход изменений блеска позволили говорить о его реальности. Было высказано предположение, что источником таких колебаний является прецессия, вызванная наличием спутника. Обнаружено также присутствие колебаний с периодами 14^h89 и 4^h56 с амплитудами 0^m2 и 0^m08 соответственно (Прокофьева и др. 1995). В рамках предположения о двойственности было сделано допущение, что первый период является орбитальным, а второй – периодом вращения первичного компонента. Если орбита спутника синхронизована, то орбитальный период и период вращения одного из компонентов совпадают. При допущении, что орбитальный период равен 14^h89 , был найден радиус орбиты 400 км. Диаметры компонент определены как 200 км и 80 км. Фотометрические и колориметрические наблюдения двойного астероида 423 Диотимы в Крыму были продолжены еще в трех оппозициях: 1993, 1998/1999 и 2000 гг. Это понадобилось для уточнения периода прецессии, что и было сделано с помощью частотного анализа наблюдений, полученных в течение 6 оппозиций в 1981 – 2000 г. Найденный нами период 120^d (или кратный) с

амплитудой 0^m8 интерпретировался нами как период прецессии оси главного компонента двойной системы. Большая амплитуда обусловлена, повидимому, необычной линзоподобной формой главного компонента. Было отмечено, что такая форма скорее всего могла образоваться в результате столкновения (Прокофьева, Карачкина, 2000).

3.3 Исследования АСЗ 1620 Географа

Во время сближения АСЗ типа Аполлона 1620 Географ с Землей, в сентябре – октябре 1994 г., в течение четырех ночей нами были проведены его наблюдения в фильтре V. Сделан частотный анализ собственных и взятых из фотометрического каталога рядов наблюдений, полученных в течение двадцати пяти ночей, а также наблюдений, полученных Данлэпом в 1969 г. Подтверждена монолитность астероида, однако кроме известного периода вращения астероида, нами были обнаружены периоды 0^d8 и 2^d8 и кратные им. Второй период интерпретирован нами как период вынужденной прецессии с углом прецессии около 3° . Возможно, этот период обусловлен присутствием спутника (Прокофьева и др., 1997, Карачкина и др., 1998). Только тонкий анализ длинных фотометрических рядов помог выявить небольшой спутник, который вызывает прецессию.

4 Генетическая связь двойных астероидов с семействами

Бенджоя и др. (1991) сделали работу по идентификации семейств на основе 4100 собственных элементов, вычисленных по новой теории вековых возмущений Милани и Княжевича (1990). Мы использовали эти результаты для определения границ для оскулирующих элементов - главных полуосей, a , эксцентриситетов, e и наклонов, i для каждого семейства. Работа велась по компьютерной версии "Эфемериды малых планет на 2001 год" (Кочетова О.М. и Шор В.А. 2000), содержащей 12656 оскулирующих элементов. Нами образованы списки для 21 семейства главного пояса. Для этих семейств построены два вида графиков (Карачкина и Прокофьева, 2000). На одних построены зависимости эксцентриситета от долгот перигелия (аргумент перигелия + долгота узла), на других - наклона от долгот восходящего узла. Первая серия графиков представляет собой части синусоид с максимумами около долгот перигелия Марса и Юпитера, 336 и 15 гр. соответственно и минимумом около 180 гр. Вторая серия графиков - части синусоид с максимумами около 90 гр. и минимумами около 270 гр. Долготы восходящего узла для Марса и Юпитера расположены около 50 и 100 гр. соответственно. Вне семейств эти зависимости не имеют места. Принадлежность планеты такому графику свидетельствует о существовании генетической связи между астероидом - фрагментом, получившимся в результате разрушения родительского тела и семейством, включающим другие фрагменты в соответствии с идеями Хираямы (1923). Эти зависимости позволили нам искать кластеры в фазовом пространстве орбитальных элементов астероидов, генетически связанные с двойными астероидами.

4.1 Спутниковые системы 87 Сильвии и 423 Диотимы

Наше предположение о существовании астероидов, генетически связанных с 87 Сильвией, позволило найти кластер, состоящий из 14 членов (Карачкина, Прокофьева, 2001). Позднее это количество было нами увеличено до 23. В 2001 г. нам стало известно о двойственности 107 Камиллы, которая оказалась членом этого кластера (Сторрс и др., 2001b). Нами был выделен также кластер, в который входит 70 астероидов (Карачкина, Прокофьева, 2001), генетически связанных с двойным астероидом 423 Диотима. В ходе дальнейшей работы было найдено 106 членов этого кластера.

4.2 Спутниковые системы 1220 Крокуса, 243 Иды, 45 Евгении и 90 Антиопы

На основании существования двух периодов в кривой блеска астероида 1220 Крокус, отличающихся более чем в 90 раз, Бинзел (1985) предположил, что период 30^d7 является периодом вынужденной

прецессии, возникшей в результате действия силы со стороны спутника на первичный компонент. Большая амплитуда, равная $0^{\text{m}}87$, прецессионных колебаний у 1220 Крокуса, повидимому обусловлена неправильной формой тела. 1220 Крокус принадлежит семейству Эос.

Двойная система, состоящая из 35-км Иды и 1.5-км спутника Дактиль, была сфотографирована космическим кораблем "Галилео" в 1993. Астероид 243 Ида принадлежит семейству Коронида. Нойкум и Иванов (1994) по кратеризации астероида определили возраст Иды не менее чем в 1 млрд. лет. Рускол (1996) сделала попытку доказать общее происхождение семейства Коронида и двойного астероида Иды. Из оценки возраста эволюции спутника Иды Дактиль его был определен возраст Дактиля и семейства Коронида примерно в 2 млрд. лет.

Двойной астероид 90 Антиопа согласно Мерлин и др. (2001) имеет спутник примерно такого же размера, как и главное тело; разделение компонентов составляет около 170 км. Михайловский и др. (2001) в модельных расчетах предполагают, что Антиопа – двойной астероид со сферическими компонентами, имеющими диаметр около 85 км. 90 Антиопа является членом семейства Феиды. Нами было ранее показано, что двойная система 45 Евгении генетически связана с кластером, состоящим из 133 членов и включающим семейства Лидии и Либератрикс.

4.3 Спутники транснептуновых астероидов

В начале 1950-х было предсказано существование пояса малых тел на периферии Солнечной системы. Ныне ведутся наблюдения транснептуновых астероидов. Начиная с 1992 г. было обнаружено около 200 объектов, обращающихся вокруг Солнца на расстояниях 35 – 47 а.е. и принадлежащих поясу Койпера. В современных космогонических теориях Солнечной системы утверждается, что пояс Койпера состоит из тел, сохранившихся со времен формирования нашей планетной системы (Барабанов и др., 2001). За последнее время было обнаружено 7 спутниковых систем среди "транснептунов", где процент двойных систем оказался существенно выше, чем в ГПА.

5 Столкновительная эволюция в главном поясе астероидов

5.1 Эволюция семейств, содержащих двойные астероиды

Серьезными свидетельствами катастрофической крупномасштабной столкновительной эволюции в поясе астероидов являются динамические кластеры, определенные в пространстве орбитальных элементов (семейства, кланы, группы астероидов), в которых находится более 1/3 всего населения ГПА согласно В. Запала (1995).

Марзари и др. (1999) идентифицировали три вида семейств: полностью рассеянные, частично рассеянные и кратеризованные – с одним доминирующим членом и большим количеством мелких. Эта классификация основывается на наблюдаемых распределениях размеров членов семейства с разными значениями энергий столкновений при разных физических условиях. Полностью рассеянные семейства образуются при полном разрушении и дисперсии родительских тел. Частично рассеянные семейства образуются при полном разрушении, но неполном рассеянии осколков. Возраст семейства может быть оценен по относительной части малых фрагментов в семействе. Постстолкновительная эволюция приводит к эрозии семейств (Марзари и др., 1999) и более быстрому удалению из семейств тел меньшего размера. Истинное распределение по размерам во многих семействах, особенно во внешней части ГПА, нам неизвестно вследствие существования наблюдательной селекции, которая приводит к открытию в первую очередь крупных тел.

Семейства Коронида, Феиды и Эос согласно Марзари и др. (1999) состоят соответственно из 325, 550 и 477 членов. Фрагментация родительских тел семейств Хираямы Феиды, Эос и Коронида исследовалась многими авторами (Фудживара, 1982; Бинзел, 1988; Пизани и др., 1999; Марзари и др., 1999; Танга, 1999).

Семейство Коронида образовалось в результате разрушения 90-км, 119-км или 205-км родительского тела согласно Грейди и др. (1979), Танга (1999) или Марзари и др. (1995) соответственно. Согласно модельным расчетам Хаузена и Холсапла (1990) или Танга (1999), масса наибольшего

фрагмента этого семейства составляет лишь 0.09 или 0.04 массы родительского тела. У трех наибольших членов семейства – 158 Корониды, 208 Лакримозы и 243 Иды – почти одинаковые размеры. Довольно высоки максимальные амплитуды их кривых блеска – $0^m 40$, $0^m 35$ и $0^m 86$ соответственно, а среднее значение амплитуд 23-х крупнейших членов составляет $0^m 48$ (Шор, 2001). Для астероидов, не принадлежащих семействам в этой части пояса, эта величина составляет только $0^m 28$. В этом семействе налицо несколько признаков катастрофических столкновений. Полностью рассеянное по терминологии Марзари и др. (1999), семейство Корониды лишено крупнейшего члена – части ядра родительского тела, что было бы более типично для высокоскоростных столкновений. Согласно Милани и Фаринелле (1995), возраст семейства составляет около 1 – 2 млрд. лет, но несколько десятков млн. лет назад произошел вторичный распад наибольшего члена диаметром 30 – 70 км.

Согласно гипотезе Дэвиса и др. (1985), семейство Фемиды, содержащее объекты С-типа, возникло при разрушении крупного 300-км родительского тела (или 360-км в соответствии с Тангой и др. (1999)). Образовались астероиды: 24 Фемида, 90 Антиопа, несколько 80-85 км фрагментов – 171 Офелия, 268 Адорея, 222 Лючия и большое количество более мелких. 249-км астероид 24 Фемида является самым крупным членом семейства Фемиды, его диаметр составляет около 1/3 родительского тела. Согласно модели Хаузена и Холлсапла (1990), масса родительского тела в 2.5 раза больше массы 24 Фемиды.

Семейство Эос компактно как по большой полуоси, так и по эксцентриситету и наклону. Это семейство возникло в результате разрушения родительского тела диаметром 180, 218 или 260-км тела согласно модельным расчетам Дэвиса и др. (1985), Танга (1999) или Марзари и др. (1995). Белл и др. (1987) отмечали, что спектры астероидов семейства Эос нетипичны для астероидов S-типа и более соответствуют классическому C-типу, а также, что родительское тело этого семейства не принадлежало ни к C-, ни к S-типам. Было предложено ввести новый спектральный тип K для этого семейства, соединяющий свойства C и S типов.

5.2 Структурные особенности некоторых астероидов, свидетельствующие об их эволюции

В зависимости от распределения размеров и скоростей фрагментов, образовавшихся в результате разрушения родительского тела, возможно соединение некоторой части фрагментов с низкими относительными скоростями в “tumble-piles” – груды обломков, объединенные взаимной гравитацией. Они могут иметь формы сфероидов Маклорена, эллипсоидов Якоби, двойных систем. Вероятна их связь с семействами. Ботке и Мелоп (1996) и Ричардсон и др. (1998) указывали на возможность образования спутниковых систем после разрушения “tumble-piles” приливными силами при прохождении вблизи массивных тел. Целлино и др. (1989) отмечали возможность появления при этих событиях больших фрагментов неправильной формы. Теоретические предположения о существовании таких образований, сделанные в 80-х годах (Фаринелла и др., 1982), только теперь находят подтверждение после обнаружения космическим кораблем NEAR необычайно низкой плотности ($1.3 \pm 0.2 \text{ г/см}^3$) и большой пористости (около 50 %) у астероида ГПА 253 Матильды (Дэвис, 1999). По оценке авторов, родительское тело 253 Матильды потеряло в результате соударений более 50 % первоначальной массы. По предположению А. Фудживары (1982), астероиды 221 Эос, 24 Фемида и 171 Офелия являются “tumble-piles”. Спутниковые системы астероидов, динамические кластеры в пространстве орбитальных элементов, а также “tumble-piles” являются свидетельствами крупномасштабной столкновительной эволюции, имевшей место в ГПА.

6 Структура главного пояса астероидов, обусловленная резонансами

Упомянутые в разделе 4 зависимости, построенные для семейств Хираямы Эос, Фемиды и Корониды, дали нам основания сделать предположения о различном возрасте этих семейств. Усматривается связь семейств с резонансами. Нахождение в окрестности более острого резонанса связано с более длительной эволюцией семейства. Резонансы разделяют зоны с разной устойчивостью. Известно,

что такие резонансы, как “острый” резонанс $1/1$ характерны для систем, в эволюции которых играют большую роль диссипативные факторы, они не позволяют системе строить “мелкие” резонансы. Примером может служить спин-орбитальный резонанс в двойной системе “Земля-Луна”. В случае, когда система более изолирована, замкнута и близка к консервативной, могут возникать резонансы высоких порядков (Молчанов, 1968). Столкновительные катастрофические события и последующая эволюция, выразившиеся в образовании спутниковых систем, семейств, “rubble-piles”, должны по-разному сказываться по разные стороны от резонансов. Изменения больших полуосей астероидов происходят под действием диссипативных сил. Диссипативные силы, связанные с перекачкой энергии, сугубо отличаются для резонансов разных порядков. Это влияние различно не только для разных резонансов, но и для разных сторон одного резонанса и приводит к разным изменениям больших полуосей и разной эволюции (Батраков Ю.В., частное сообщение). Резонансы разделяют области с совершенно разными свойствами. Это естественно, учитывая разный возраст “созревания” резонансов и связанных с ними динамических кластеров. Все вышеизложенное позволяет разделить пояс астероидов на области (зоны), определенные важнейшими резонансами.

На рис. 1а, 1б, 1с приведены распределения астероидов в десятисекундных интервалах среднего суточного движения в диапазоне $n = 400'' - 1200''$ для сферической ($i > 8^\circ$), плоской ($i < 8^\circ$) под действием ГПА и для всего пояса в целом. На рис. 1а и 1б отмечены важнейшие соизмеримости по среднему движению с Юпитером: $3/2$, $5/3$, $2/1$, $11/5$, $9/4$, $7/3$, $5/2$, $8/3$, $3/1$, $10/3$, $7/2$, $4/1$.

Распределения по среднему движению для сферической и плоской составляющих совершенно различны, что естественно, так как практически для всех семейств, определяющих в основном максимумы распределения, линия наклона 8° разделяет разные семейства. Все вышеописанное приводит к идее разграничения ГПА на зоны, разделенные основными резонансами, разные для сферической и плоской составляющих.

На рис. 1а, построенном для сферической составляющей, весь промежуток разделен на десять зон, отделенных важнейшими соизмеримостями. Зона I находится между соизмеримостями $4/3$ и $5/3$. Внутри нее расположена группа Гильды, соответствующая соизмеримости $3/2$ с Юпитером. Зона II отделена соизмеримостями $5/3$ и $2/1$. Внутри нее находится не очень многочисленная группа Кибелы. Спутниковая система 87 Сильвии принадлежит этой группе. Третья зона расположена между резонансами $2/1$ и $11/5$. В четвертую входит кластер 423 Диотимы; она расположена между резонансами $11/5$ и $9/4$. Пятая зона расположена между резонансами $9/4$ и $7/3$. Шестая находится между резонансами $7/3$ и $5/2$, седьмая между $5/2$ и $8/3$, восьмая между $8/3$ и $3/1$, и девятая между $3/1$ и $4/1$. Концентрация астероидов больше с внутренней стороны (среднее суточное движение больше) у резонансов $2/1$, $11/5$, $5/2$, $8/3$, то есть для большинства острых резонансов.

На рис. 1б, построенном для плоской составляющей, весь промежуток $400'' - 1200''$ разделен на одиннадцать зон; первые две зоны А и В такие же, как I и II у сферической составляющей. Зона С расположена между резонансами $2/1$ и $9/4$. Семейство Фемиды находится в этой зоне. Зона D – между $9/4$ и $5/2$, E – между $5/2$ и $8/3$, F – между $8/3$ и $11/4$, G – между $11/4$ и $1/2$ (с Марсом), H – между $1/2$ и $10/3$, K – между $10/3$ и $7/2$ и L – между $7/2$ и $4/1$.

Нами предложено деление ГПА на зоны, определенные важнейшими резонансами, имеющими непосредственную связь с образованием кластеров астероидов. Далее следуют выводы из нового деления пояса, подтверждающие важность этого деления для понимания эволюции спутниковых систем и семейств астероидов.

6.1 Связь с резонансами семейств и кластеров, содержащих двойные системы

Семейство 24 Фемиды расположено в плоской составляющей ГПА, с внутренней стороны (среднее движение n больше, а значения большой полуоси a меньше, чем у точного резонанса) от соизмеримости $2/1$ с Юпитером по среднему движению. М. Мунс и др. (1998) исследовали динамическую структуру окрестностей этой соизмеримости. У имеющих внутри резонансной структуры пяти десятикилометровых астероидов – “беглецов”, принадлежащих семейству Фемиды, очутившихся в резонансе $2/1$ после рождения семейства, благодаря наличию вековых резонансов произошло предварительное увеличение наклона орбиты и амплитуды либрации, а впоследствии увеличение эксцен-

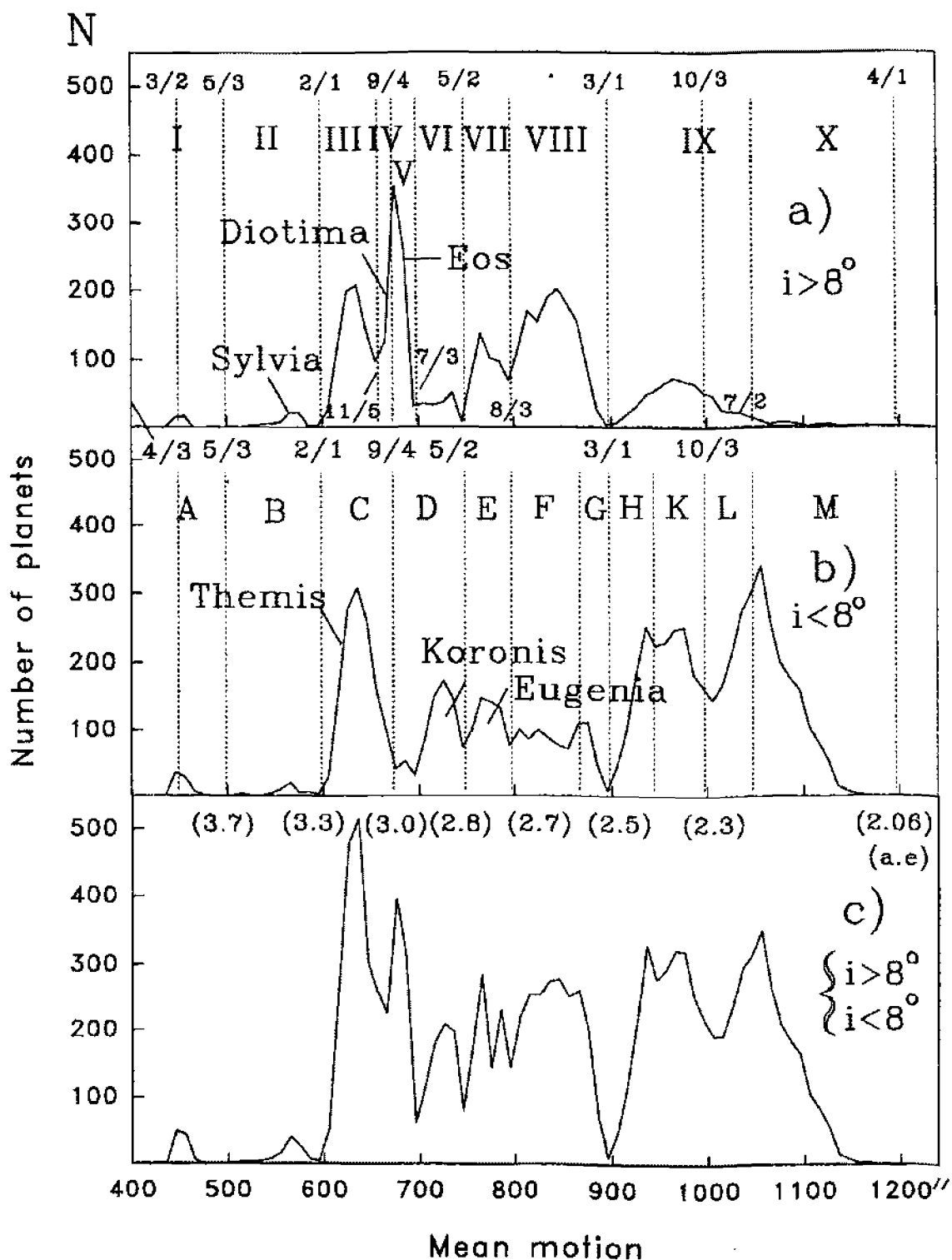


Рис. 1. Распределение астероидов ГПА в зависимости от их среднего движения, выраженного в угловых секундах. По оси ординат - количество астероидов в десятисекундных интервалах. Вверху рисунков а) и б) отмечены резонансы по среднему движению с Юпитером, а вверху с) - значения больших полуосей в а.е. а) - для сферической подсистемы ($i > 8^\circ$), указано 10 зон: I-X; б) - для плоской подсистемы ($i < 8^\circ$), подсистема разбита на 11 зон: A-M. с) - для всех астероидов ГПА

триситетов. В некоторых квази-регулярных областях окрестности резонанса 2/1 астероиды могут существовать достаточно долго – более 100 млн. лет.

Семейство Корониды расположено в непосредственной близости от соизмеримости 5/2. Ипатовым (1992) показано, что роль люка 5/2 в дополнении группы Аполлона и Амура может быть больше роли других люков. Исследования основаны на результатах численного интегрирования полных уравнений движения задачи трех тел (Солнце – Юпитер – астероид). Наиболее популярная гипотеза происхождения люков Кирквуда предполагает, что в ходе эволюции эксцентриситеты резонансных орбит астероидов достигали значений, при которых их перигелии лежали внутри орбиты Марса. Так как скорости изменения долготы перигелия и долготы восходящего узла различны для астероида и Марса, то такие астероиды могут покидать люк вследствие тесных сближений с Марсом.

Семейство Эос находится около соизмеримости 9/4 с Юпитером по среднему движению. По выводам Запалы и др. (2000), столкновительная эволюция членов семейства Эос может обеспечить непрерывный механизм выброса в резонанс 9/4. По их предположениям происходившие в семействе Эос вторичные столкновения привели к появлению "беглецов", характеризующихся более молодым возрастом, чем члены семейства Эос. Спектральные характеристики этих астероидов говорят о генетическом родстве их с семейством Эос. Согласно Морбиделли (1995), 50 – 75 % массы семейства Эос эродировало в течение 100 млн. лет благодаря существованию этого резонанса. Но, как считает Морбиделли, это только часть возраста семейства, протекающая после вторичных распадов. Штейнс (1956) определяет возраст семейства примерно в 1.5 млн. лет. Бинзел (1988) предполагает, что семейство Эос старше, чем семейство Корониды и оценивает его возраст в 4.5 млрд. лет. Необычно высокие скорости вращения противоречат такому предположению.

Необычная форма главного компонента 423 Диотимы дает основание полагать, что она участвовала в столкновительной эволюции. Генетическая связь с кластером, содержащим 106 членов, непосредственная близость к "острой" соизмеримости делает это предположение вполне реальным. Реален и сам кластер Диотимы, отделенный от семейства Эос резонансом 9/4, расположенный с внешней стороны ($n = 660^{\circ}49 - 673^{\circ}48$) от резонанса 9/4 ($n = 672^{\circ}89$) с Юпитером. Семейство Эос расположено с внутренней стороны ($n = 673^{\circ}70 - 684^{\circ}07$).

Маловероятно, что резонанс 9/4 разделяет разные части одного семейства. Количество астероидов с увеличенными наклонами и эксцентриситетами существенно выше у кластера 423 Диотимы. Можно предположить, что относительно немногочисленный кластер Диотимы имеет генетическую связь с продуктами вторичных столкновений в семействе Эос. Известно (Запала и др., 2000), что в резонансе 9/4 находится некоторое количество астероидов. Спектроскопические исследования пяти из них позволили Запале и др. предположить, что они не принадлежат к редкому классу К, как большинство членов семейства, а являются более молодыми объектами, возможно продуктами более поздних столкновений. Два астероида вообще не могут претендовать на членство в этом семействе ввиду спектроскопических отличий. Можно предположить, что эти семь астероидов – "беглецы", но не из семейства Эос, а из кластера 423 Диотимы.

7 Эрозия семейств

7.1 "Беглецы" из семейств

Рассмотрение эволюции в разных зонах, отличающихся неодинаковой степенью устойчивости орбит, оправдано тем, что послестолкновительная эволюция различна по разные стороны резонансов. Но связь с "острыми" резонансами по среднему движению не является единственным фактором, влияющим на эволюцию двойных астероидов и семейств, с ними связанных. Резонансы высоких порядков по среднему движению с Юпитером и резонансы с далекими большими планетами тоже могут существенно влиять на орбиты в течение больших промежутков времени. Существует динамический механизм, который меняет распределение астероидов по средним движениям (Фаринелла и др., 1999). Этот эффект открыл русский инженер И.О. Яковский. Астероиды представляют собой вращающиеся тела, неравномерно нагреваемые Солнцем в разных частях поверхности. При облучении

Солнцем “утренних” и “вечерних” областей, возникают разные силы отдачи, изменяющие орбитальные элементы мелких астероидов. Временная шкала этих явлений и их эффективность зависит от тепловых свойств тел, ориентации их осей вращения, размеров астероидов. Для больших полуосей сдвиги составляют сотые доли а.е. в течение десятков миллионов лет. Мелкие астероиды, для которых этот эффект заметен, “сваливаются” в острые резонансы и покидают семейство, проходя через стадию “беглеца” к АСЗ. Наличие большого количества “беглецов” говорит о существовании неустойчивости в этой области.

7.2 762 Пулкова – беглец из семейства Веритас?

Астероид 762 Пулкова по своим орбитальным характеристикам – среднему движению $n = 631.25''$ и эксцентриситету $e = 0.10$ очень близок к семейству 490 Веритас. Семейство это немногочисленно. Границы этого семейства: $n = 626.4'' - 631.4''$, $i = 8.09 - 10.06$, $e = 0.04 - 0.10$. Наклон к плоскости эклиптики у 762 Пулкова $i = 13.0^\circ$, на три градуса выше, чем граница семейства. Семейство Веритас расположено достаточно далеко от основных резонансов – между ближайшим к нему резонансом первого порядка – $2/1$ ($598''13$) и тройкой близких друг к другу резонансов $13/6$ ($647''97$), $11/5$ ($657''94$) и $9/4$ ($672''89$).

А. Милани и др. (1997) в рамках хаотической динамики рассмотрели поведение этого семейства на большом интервале времени. Ими были обнаружены неустойчивости, на порядок большие в собственных наклоне и эксцентриситете, чем в большой полуоси. Оказалось, что неустойчивости вызвали вековые возмущения в перигелиях в сочетании с влиянием резонанса $21/10$ ($n = 628''035$) в среднем движении с Юпитером. У астероидов, находящихся на внутренней стороне этого резонанса, орбиты стабильны. Астероиды 409 Веритас ($n=629''38$) и 3542 ($628''97$), расположенные на внешней стороне резонанса $21/10$, имеют неустойчивые орбиты. 762 Пулкова ($n = 631''25$) находится также с внешней стороны резонанса $21/10$. Логично предположить, что, попав в зону неустойчивости, описанную А. Милани и др. (1997), характерную относительной стабильностью в большой полуоси и неустойчивостью в наклоне, астероид ушел из семейства Веритас и стал “беглецом”.

7.3 Образование АСЗ

Популяция нумерованных и нenumерованных АСЗ состоит примерно из четырехсот объектов. Генетически по крайней мере часть этих объектов связана как с внутренней, так и внешней частью ГПА и имеет непосредственное отношение к резонансам.

Крупные столкновения, рождающие семейства и дальнейшие бурные события, приводящие к вторичным столкновениям и последующему их распаду и уничтожению, происходили в окрестностях резонансов. Некоторые высокоскоростные осколки попадают внутрь резонансов. Происходит быстрое, во временной шкале нескольких миллионов лет, возрастание эксцентриситетов. Сначала астероид становится “беглецом” из семейства. А потом, при увеличении эксцентриситетов, астероиды могут упасть на Солнце, покинуть Солнечную систему или пересекать орбиты Марса, Венеры или Земли. Мишел и др. (2000) рассмотрели ряд сценариев, приводящих к появлению объектов, пересекающих орбиту Марса и потом становящихся АСЗ. Показано, что существуют пять возможных источников в ГПА, обеспечивающих более половины АСЗ. Для этих групп основным механизмом превращения в АСЗ является выброс в резонанс в результате тесного сближения с Марсом. Некоторые из них особенно опасны, так как порождают крупные АСЗ.

Существуют ситуации, когда члены динамической группы, связанные генетически, покидают их и становятся “беглецами” (fugitives), но сохраняют некоторые орбитальные, а также физические свойства, характерные для данной группы. Даже резонансные астероиды при резких увеличениях эксцентриситетов и наклонов часто сохраняют величину большой полуоси неизменной. Примером может служить крупнейший АСЗ 1036 Ганимед, являющийся, по гипотезе Мишела и др. (1999), “беглецом” из семейства Мариа, расположенного вблизи резонанса $3/1$ по среднему движению с Юпитером.

Образование (рождение) семейств при катастрофических соударениях сопровождается выбросом наиболее высокоскоростных фрагментов (в основном более мелких) в расположенные в ближайших окрестностях зоны неустойчивости, связанные с наличием резонансов по среднему движению и вековыми резонансами. Было показано, что вековой резонанс ν_6 является одним из опаснейших. Он наступает тогда, когда средняя скорость прецессии перигелия орбиты астероида достаточно близка к таковой у Сатурна.

8 Заключение

Наличие системы резонансов в ГПА свидетельствует о продолжительной эволюции, протекавшей в тесной связи с большими планетами и устойчивости существующих между ними связей. Главный пояс, в который входят к настоящему времени более тридцати тысяч занумерованных астероидов, является сложной системой. Распределения астероидов по средним движениям для сферической и плоской составляющих ГПА сильно отличаются, что во многом определяется входящими в них кластерами. Неоспоримые свидетельства сложного строения отдельных астероидов, их генетическая связь с кластерами, сложные теории их эволюции, рассматривающие как гравитационные, так и негравитационные воздействия, предоставили многочисленные новые аргументы в пользу теории столкновительной эволюции, которая явилась последовательностью многоступенчатых событий, приведших к возникновению динамических семейств, кластеров и двойных астероидов, а также АСЗ. Резонансная структура ГПА является, повидимому, определяющей как в формировании отдельных кластеров, так и в эволюции всего пояса. Образование кластеров, а также генетически с ними связанных спутниковых систем произошло, по всей вероятности, одновременно в различных зонах, разделенных значимыми резонансами. Семейства разных зон прошли разный эволюционный путь, определенный свойствами близлежащих резонансов. Положение семейства в окрестности более острых резонансов, связанных с большей диссипативностью в данной области, привело к более раннему развитию семейств и спутниковых систем астероидов, обусловленному столкновительной эволюцией.

Почти все двойные системы (кроме 762 Пулкова) расположены в непосредственной близости от резонансов низких порядков по среднему движению с Юпитером. Двойной астероид 1220 Крокус ($n = 680''55$), принадлежащий семейству Эос, находится между двумя резонансами: пятого порядка $9/4$ ($n = 672''89$) и четвертого порядка $7/3$ ($n = 697''82$). Спутниковая система Ида – Дактиль ($n = 732''12$) семейства Корониды находится рядом с резонансом третьего порядка $5/2$ ($n = 747''66$). Двойной астероид 90 Антиопа ($n = 632''08$) семейства Фемиды находится между двумя резонансами: седьмого порядка $13/6$ ($n = 647''97$) с Юпитером и $1/3$ ($n = 628''85$) с Марсом. Двойная система 423 Диотимы ($n = 660''49$) находится в непосредственной близости от резонанса шестого порядка $11/5$ ($n = 657''94$). Спутниковая система 87 Сильвии ($n = 545''06$) находится между близкими резонансами четвертого $9/5$ ($n = 538''31$) и пятого порядков $11/6$ ($n = 548''28$). Спутниковая система 45 Евгения ($n = 790''74$) находится в непосредственной близости от резонанса пятого порядка $8/3$ ($n = 797''50$). Двойной астероид 762 Пулкова, повидимому, является “беглецом” из семейства Веритас.

Обсуждение положения двойных астероидов и связанных с ними кластеров главного пояса показывает, что имеется тенденция их расположения во внешней части пояса. Знание характеристик спутниковых систем астероидов позволит определить массы и плотности компонентов, оценить возраст двойного астероида, семейства, с ним связанного, данной зоны, а также всего ГПА и, возможно, всей Солнечной системы.

Благодарности. Авторы выражают благодарность А.Н. Абраменко, который творческим неутомимым трудом поддерживает все выполняемые нами наблюдения, а также Ю.В. Батракову за консультации в области небесной механики

Литература

- Абраменко и др. (Абраменко А.Н., Агапов Е.С., Анисимов В.Ф., Галинский Н.Д., Прокофьева В.В., Синенок С.М.) // Телевизионная астрономия. Под ред. В.Б. Никонова, М.: Наука. 1984. С. 272.
- Альвен (Alfven H.) // *Astrophys. Space*. 1969. V. 4. P. 84.
- Арнольд (Arnold J.R.) // *Astron. J.* 1969. V. 74. N. 10. P. 1235.
- Барабанов и др. (Барабанов С.И., Болгова Г.Т., Новикова Е.С., Рыжлова Л.В., Смирнов М.А., Мишкиша А.М., Карпов Н.В., Сергеев А.В., Тарадий В.К.) // Поисковые наблюдения астероидов, находящиеся в резонансе 1:1 с Сатурном, на 2-м телескопе на пике Терскол. Околоземная астрономия XXI века. Сборник трудов конференции г. Звенигород 21 – 25 мая 2001 г. Стр. 270 – 274. Ред. Рыжлова Л.В. и др. 2001 г. Москва: Геос. 477 с.
- Белл и др. (Bell J.F., Hawke B.R., Owensby P.D.) // *Bull. Am. Astron. Soc.* 1987. V. 19. P. 841.
- Бенджоя и др. (Bendjoya Ph., Slczak E., Froeschle Cl.) // *Astron. Astrophys.* 1991. V. 251. P. 312.
- Бинзел (Binzel R.P.) // *Icarus*. 1985. V. 63. P. 99.
- Бинзел (Binzel R.P.) // *Icarus*. 1988. V. 73. P. 303.
- Боттке и Мелош (Bottke W.F. and J. Melosh) // *Icarus* 1996. V. 124. N2. P. 372.
- Браун, Марго (Brown M.E., Margot J.L.) // *IAU Circ.* N7588. 2001.
- Брауэр (Brouwer D.) // *Astron. J.* 1951. V. 56. N 1189. P. 9.
- Гареев Ф.А. Поиск математических закономерностей мироздания. Труды Второй сибирской конференции по математическим проблемам физики пространства-времени сложных систем (ФПВ-1998) / Ред. М.М. Лаврентьев. Новосибирск. 1999. Из-во ин-та математики СО РАН. С. 92.
- Грейди и др. (Gradie J.C., Chapman C.R., Williams J.G.) // *Asteroids* / Ed. Gehrels T. Tucson: Univ. Arizona Press. 1979. P. 359.
- Дэвис и др. (Donald R. Davis, Clark R. Chapman, Stuart J. Weidenschilling, and Richard Greenberg) // *Icarus*. 1985. V. 62. N1. P. 30.
- Дэвис (Davis D.) // *Icarus*. 1999. V. 140. N1. P. 49.
- Заппала и др. (Zappala V., Bendjoya P., Cellino A., Farinella P., Froeschle C.) // *Icarus*. 1995. V. 116. P. 291.
- Заппала и др. (Zappala V., Bendjoya Ph., Cellino A., di Martino M., Doressoundiram A., Manara A., Migliorini F.) // *Icarus*. 2000. V. 145. P. 4.
- Ипатов С.И. // *Астрон. вестник*. 1992. Т. 26. N6. С. 26.
- Карачкина и др. (Карачкина Л.Г., Прокофьева В.В., Таращук В.П.) // *Астрон. вестник* 1998. Т. 32. N4. С. 327.
- Карачкина и др. (Карачкина Л.Г., Прокофьева В.В., Гафтонюк Н.М.) // *Астрон. вестник* 1999. Т. 33. N1. С. 55.
- Карачкина и Прокофьева (Карачкина Л.Г., Прокофьева В.В.) // Семейство двойного астероида 423 Диотима и группа тройной системы 87 Сильвия. // Околоземная астрономия XXI века. Сборник трудов конференции г. Звенигород 21-25 мая 2001 г. Стр. 245-251. Ред. Рыжлова Л.В. и др. 2001 г. Москва: Геос. С. 477.
- Кочетова О.М., Шор В.А. // System for reproducing tables of the year-book "Ephemerides of Minor Planets for 2001" and for solving the problems, associated with using the tables. 2000.
- Лаврентьев М.М. Поиск математических закономерностей мироздания. Труды Третьей сибирской конференции по математическим проблемам физики пространства-времени сложных систем (ФПВ-2000) / Ред. М.М. Лаврентьев. Новосибирск. 2001. Из-во ин-та математики СО РАН. С. 5.
- Марзари и др. (Marzari F., Davis D.R., Vanzani V.) // *Icarus*. 1995. V. 113. P. 168.
- Марзари и др. (F. Marzari, P. Farinella, and D.R. Davis) // *Icarus* 1999. V. 142. N1. P. 63.
- Мерлин и др. 2001 (Merline W.J., Close L.M., Dumas C., Chapman C.R., Roddier F., Menard F., Slater D.C., Duvert G., Shelton C., Morgan T.)// (<http://www.boulder.swri.edu/~merline/press/>)
- Милани, Книжевич (Milani A., Knezevic Z.) // *Celestial Mechanic* 1990. V. 4. P. 347.
- Милани, Фаринелла (Milani A., Farinella P.) // *Icarus* 1995. V. 115. N 2. P. 209.
- Милани и др. (Milani A., Nobili A.M., Knezevic Z.) // *Icarus* 1997. V. 125. N1. P. 13.
- Михайловский и др. (Michalowski T., Colas F., Kwiatkowski T., Kryszczynska A., Hirsch R., Michalows-

- ki J.) // *Astron. Astrophys.* 2001. V. 378, L14.
- Мишел и др. (Michel P., Gonczi R., Farinella P., Froeschle Ch.) // *Astron. Astrophys.* 1999. V. 347. P. 711.
- Мишел и др. (Michel P., Migliorini F., Morbidelli A., Zappala V.) // *Icarus.* 2000. V. 145. P. 332.
- Молчанов А.М. // *Icarus.* 1968. V. 8. P. 203.
- Морбиделли и др. (Morbidelli A., Zappala V., Moons M., Cellino A., Gonczi R.) // *Icarus.* 1995. V. 118. P. 132.
- Мунс и др. (Moons M., Morbidelli A., Migliorini F.) // *Icarus.* 1998. V. 135. P. 458.
- Новикова Е.С., Смирнов М.А. // Распределение астероидов по среднему движению и постоянной Тиссерана. Околосемная астрономия XXI века. Сборник трудов конференции г. Звенигород 21–25 мая 2001 г. С. 287. Ред. Рыжкова Л.В. и др. 2001 г. Москва: Геос. 477 с.
- Нойкум, Иванов (Neukum G., Ivanov B.A.) // Crater distribution and impact probabilities on Earth from lunar, terrestrial-planet, and asteroid cratering data. // *Hazards due to comets and asteroids.* 1994. Eds. Gehrels T. Tucson; London: Univ. Arizona Press. P. 359.
- Пизани и др. (Pisani E., Dell'Oro A., Paolicchi P.) // *Icarus.* 1999. V. 142. P. 78.
- Прокофьева и др. (Прокофьева В.В., Демчик М.И., Карачкина Л.Г., Павленко Е.П.) // *Астрон. вестник.* 1992. Т. 26. №5. С. 3.
- Прокофьева В.В., Таращук В.П., Горьковский Н.Н. // *Успехи физ. наук.* 1995. Т. 165. С. 661.
- Прокофьева и др. (Прокофьева В.В., Карачкина Л.Г., Таращук В.П.) // *Астрон. вестник* 1997. Т. 23. N 11. С. 870.
- Прокофьева и Карачкина (Prokofeva V.V., Karachkina, L.G.) // On complicated structure of asteroid 423 Diotima. *Int. Conf. Space Protection of the Earth.* Sept. 11–15. 2000. (Evpatoria, Crimea). Abstracts. P. 97. (<http://www.snezhinsk.ru/asteroids/eng/spe-2000/reports.htm>)
- Прокофьева и др. (Прокофьева В.В., Гафтолюк Н.М., Карачкина Л.Г.) // Астероид 87 Сильвия – сложная спутниковая система. Околосемная астрономия XXI века. Сборник трудов конференции г. Звенигород 21–25 мая 2001 г. Стр. 252–257. Ред. Рыжкова Л.В. и др. 2001 г. Москва: Геос. 477 с.
- Ричардсон и др. (D.C. Richardson, W.F. Bottke, and S.G. Love) // *Icarus* 1998. V. 34. N1. P. 47.
- Рускол (Рускол Е.Л.) // *Астрон. вестник.* 1996. Т. 30. N 3. С. 253.
- Сторрс и др. (Storrs A., Vilas F., Landis R., Wells E., Woods C., Zellner B., Gaffey M.) // *IAU Circ.* N7590. 2001a.
- Сторрс и др. (Storrs A., Vilas F., Landis R., Wells E., Woods C., Zellner B., Gaffey M.) // *IAU Circ.* N7599. 2001b.
- Танга и др. (Tanga P., Cellino A., Michel P., Zappala V. and Paolicchi, Dell'Oro A.) // *Icarus* 1999. V. 141. N 1. P. 65.
- Толен (Tholen D.J.) // Asteroid taxonomic classifications. *Asteroids II.* (Eds. R.P. Binzel, T. Gehrels, M.S. Matthews). Tucson: Univ. of Arizona Press. 1989. P. 1139.
- Фаринелла и др. (Farinella P., Davis D.R., Cellino A., Zappala V.) // From asteroid clusters to families: A proposal for a new nomenclature // In "Asteroids Comets Meteors 91" (Harris A.W. and Bowell E. eds.). 1991. P. 165–166. Lunar & Planetary Institute, Houston.
- Фаринелла и др. (Farinella P., Vokrouhlicky D.) // *Science* 1999. V. 283. N 5407. P. 1507.
- Фудживара (Fujiwara A.) // *Icarus.* 1982. V. 52. P. 434.
- Хаузен и Холсапл (Kevin R. Housen and Keith A. Holsapple) // *Icarus* 1990. V. 84. N 1. P. 226.
- Хираяма (Hirayama K.) // *Jap. J. Astron. Geophys.* 1923. V. 1, 3. P. 55.
- Целлино и др. (Cellino A., Pannunzio R., Zappala V., Farinella P., Paolicchi P.) // *Astron. Astroph.* 1985. V. 144. No. 2. P. 355.
- Чеботарев Г.А., Шор В.А. // Структура пояса астероидов. Труды Института теоретической астрономии. 1976. Выпуск IX. С. 60.
- Шор (Шор В.А.) // *Малые планеты.* Под ред. Н.С. Самойловой-Яхонтовой, М. : Наука. 1973. С. 360.
- Шор (Шор В.А. отв. ред.) // *Эфемериды малых планет на 2001 год.* С.-Петербург : Изд. ИПА 2000. 948 С.

УДК 520.34:621.383.72+524.45+524.335.2

ПЗС-фотометрия звезд типа RV-Tau. 1. TT Ophiuchi

В.И. Бурнашев, В.А. Бурнашева, Э.А. Витриченко

Крымская Астрофизическая Обсерватория, 98409, Украина, Крым, Научный

Поступила в редакцию 24 мая 2002 г.

Аннотация. Приведено краткое описание и основные характеристики ПЗС-фотометра, установленного на 20-см максутовском телескопе. Фотометр снабжен набором фильтров, позволяющим осуществить фотометрическую систему, близкую к системе BVR Джонсона. Наблюдения звезд в скоплении М67 показали, что за время экспозиции меньше 5 минут для звезд $V \leq 13^m.5$ достигается средняя точность одной оценки $\sigma_v \approx 0^m.03$, $\sigma_{bv} \approx 0^m.06$, $\sigma_{vr} \approx 0^m.04$. Максимальное отклонение не превышает $\delta V \leq 0^m.15$.

В течение наблюдательных сезонов 1999 – 2000 гг. выполнены наблюдения переменной звезды TT Oph. Анализ этих наблюдений вместе с литературными данными дал основание заподозрить, помимо известного цикла переменности $P = 61^d.056$, существование вторичного цикла $\Pi = 5465^d$.

CCD-PHOTOMETRY OF THE RV-TAU STARS.I. TT OPHIUCHI, V.I.Burnashev, V.A.Burnasheva, E.A.Vitrichenko. The CCD-photometer for the 20-cm Maksutov telescope was build on the base of the ST-6-type device. There is possible to get the accuracy for single observation of the star with $V \leq 13^m.5$ near $\sigma_v \approx 0^m.03$, $\sigma_{bv} \approx 0^m.06$, $\sigma_{vr} \approx 0^m.04$. (The maximum deviation no more than $\delta V \leq 0^m.15$).

The photometric observations of the RV Tau-type star TT Oph was carried out in 1999 – 2000. Those data and other published results allow to assert that besides the common cycle $P = 61^d.056$, may be probable of the existence of the secondary period $\Pi = 5465^d$.

Ключевые слова: CCD-photometry, open cluster, M 67, RV-Tau stars, TT Ophiuchi

Переменные типа RV Tau представляют собой немногочисленный класс маломассивных ($M \approx 1M_{\odot}$) пульсирующих F-K-сверхгигантов ($M_v = -3^m \div -5^m$).

На диаграмме Герцшпрунга-Рессела они находятся между полосой неустойчивости классических цефеид и виргинид и последовательностью полуправильных и долгопериодических переменных.

Основные свойства, отличающие звезды типа RV Tau от других переменных, можно резюмировать следующим образом:

1) Периоды изменения блеска этих звезд заключены в пределах от 30 до 150 дней, могут быть также и вторичные периоды, типа биений, порядка сотен и тысяч дней. Амплитуда переменности $\Delta m_v = 2 \div 4^m$, изменение показателя цвета $\Delta B - V = 0^m.2 \div 0^m.5$.

По характеру переменности блеска звезды типа RV Tau делятся на две группы: RVa, у которых средний блеск практически постоянный, и RVb, средний блеск которых испытывает циклические изменения с периодичностью порядка нескольких сотен или тысяч дней.

2) По спектральным особенностям звезды типа RV Tau разделяют на три группы (Престон и др., 1963): в группе A существуют аномалии полос CN, в минимумах появляются полосы TiO. К этой группе относится большинство звезд типа RV Tau с кривыми блеска типа β Lyr и цефеидоподобных. В группе A неустойчивость в минимумах блеска больше, чем в максимумах. Спектры группы B

похожи на спектры звезд F_p . Например, для звезды *EP Lyr* спектральный класс, определенный по линиям кальция, более ранний (A7), чем по линиям водорода (F6). Полосы поглощения *CH* и *CN* достигают своей максимальной интенсивности в минимуме блеска. В группе *C* полосы *CN* и *CH*, в отличие от звезд группы *B*, отсутствуют.

3) У звезд типа *RV Tau* отмечается большой избыток излучения в инфракрасной области, свидетельствующий о мощной пылевой оболочке.

4) Картина лучевых скоростей очень сложна: кривые v_r слегка (на 0.03 периода) запаздывают относительно кривых блеска, причем, если у кривой блеска первичный максимум выше вторичного, то у кривых лучевых скоростей отмечается обратное. На подъеме блеска возникает эмиссия в линиях водорода и гелия, которая исчезает после максимума блеска. Тогда же, на подъеме блеска, наблюдается расщепление линий поглощения: возникает слабый, смещенный в фиолетовую сторону, абсорбционный спутник, который, усиливаясь, смещается в красную сторону, в то время как красный спутник, постепенно теряя свою интенсивность, исчезает.

5) Степень поляризации и позиционный угол изменяются в течение цикла (Например, у *R Sct* в полосе *U* поляризация меняется от 0 до 2.4%). Наличие поляризации также указывает на существование пылевой оболочки.

По своим кинематическим свойствам звезды типа *RV Tau* принадлежат к промежуточному населению, хотя ряд объектов может принадлежать и сферической составляющей.

Эволюционное происхождение этих звезд неясно. Возможно, что стадия звезд типа *RV Tau* следует за стадией асимптотической ветви гигантов (АВГ), когда вследствие неустойчивости горения гелия в слоевом источнике звезда уходит в голубую сторону от АВГ, описывая петли на диаграмме Герцшпрунга-Рессела. Большая часть звезд типа *RV Tau* превращается в планетарные туманности, другие, возможно, эволюционируют медленнее, так что их оболочки диссипируют, прежде чем будут фотоионизованы излучением ядра. (Джура, 1986; Цесевич, 1970; Фокин, 1984)

Несмотря на то, что первая звезда этого типа была открыта почти 200 лет назад, сведения о звездах типа *RV Tau* все еще скудны. Довольно длинные периоды и относительная слабость являются препятствием для наблюдений.

1 Аппаратура

Для обеспечения фотометрических наблюдений в широком спектральном диапазоне (0.4 – 5 мкм) в Крымской астрофизической обсерватории, совместно с астрономической обсерваторией Санкт-Петербургского университета в 1998 году было спланировано создание фотометрического комплекса на базе телескопов АЗТ-7 и АЗТ-8.

Работающий на протяжении ряда лет в Крымской астрофизической обсерватории 70-см каскадреновский телескоп АЗТ-8 установлен на довольно массивной и устойчивой параллактической монтировке типа АПШ-8, позволяющей применять массивную навесную аппаратуру. В прошлом на протяжении ряда лет это обстоятельство являлось решающим при планировании наблюдений. В то время телескоп успешно применялся для различных испытательных работ, в частности, по проекту "Списка". Поэтому было решено прикрепить к тубусу телескопа АЗТ-8 телескоп типа АЗТ-7 меньшего размера, весом около трех десятков килограммов.

Общий вид комбинации из двух телескопов приведен на рисунке 1.

Серийный телескоп АЗТ-7 системы Максутова, диаметром 20 см, предназначался для получения прямых снимков звездного неба на фотопластинки размером 45 × 45 мм (примерно 1°5 × 1°5). Большое поле и малый вес предопределили выбор этого прибора для использования его в качестве питающей оптики для ПЗС-фотометра, который был изготовлен в мастерских Крымской обсерватории.

Примененная в качестве приемника изображения матрица типа ST-6 имеет размер одного пиксела 27 × 23 мкм, что соответствует угловому размеру 2'8 × 2'4. По данным фирмы-изготовителя величина кванта преобразования составляет 6.7e⁻/count, шум считывания – около 40 электронов.

Для матрицы типа ST-6, имеющей размер приемной площадки 375 × 242 пикселов, размер поля, попадающего на кадр, составляет 8.6 × 6.5 мм.

Как показал наш опыт, с этим приемником фотометрические измерения практически можно выполнять в поле около $13' \times 9'$.

Подходящая комбинация отечественных цветных стекол для системы BVR подобрана одним из нас (Э.А.В):

B-CC4+C3C7;

V-ЖС16+C3C7;

R-КС15-C3C15;

Суммарная толщина каждого фильтра около 2 мм.

Примерные кривые реакции инструментальной *bvr*-системы, полученные путем перемножения кривых пропускания фильтров и кривой спектральной чувствительности, предоставленной фирмой-изготовителем для прибора ST-6 (ТС-241), приведены на рисунке 2. Пропускание оптики телескопа, включающее отражение от двух алюминированных поверхностей и пропускания стеклянного мениска, не учитывалось, так как, на наш взгляд, в рассматриваемом спектральном диапазоне оно практически неизменно, особенно по сравнению с неопределенностью, вносимой кривой спектрального отклика фотоприемника.

На рисунке показаны также "канонические" кривые системы BVR Джонсона. Данные для кривых *B* и *V* взяты из книги В. Страйжиса (1966), для системы *R* – из статьи Сапара и Малюто (1974). Показана также кривая для системы *R_c* Крона-Казинса, которая в последнее время является более популярной, так как имеет очевидные преимущества, связанные как с достаточной простотой ее практической реализации, так и с тем, что она, по видимому, позволяет достичь более высокой точности при наблюдениях (Бессель, 1990).

Как видно, наша инструментальная система лишь примерно соответствует джонсоновской. Наиболее важными отклонения от стандартной системы оказались для инструментальной полосы *b*, ширина которой оказалась больше, чем ширина стандартной полосы, захватывая коротковолновую область за бальмеровским скачком. *v*-полоса также оказалась несколько шире стандартной. Что же касается полосы *r*, наиболее трудно воспроизводимой ПЗС-приемниками, то, как видно, она имеет протяженный "красный хвост", что, в принципе, может привести к дополнительным трудностям.

В приборе ST-6, в отличие от более поздних разработок, не предусмотрен режим "самогидрирования" (*self-guiding*), поэтому на длительность экспозиции большое влияние оказывают погрешности работы часового привода. Таким образом, максимально возможная экспозиция в какой-то степени зависела от склонения наблюдаемого объекта.

В среднем наблюдения звезд в каждом фильтре состояли из трех экспозиций, длительность каждой из которых не превышала 5 минут. Полное время наблюдения одного объекта во всех трех фильтрах, таким образом, не превышало получаса, – времени, за которое изменениями прозрачности атмосферы еще можно пренебречь.

Для учета виньетирования светового пучка внутри трубы телескопа и влияния неоднородной чувствительности приемной площадки ПЗС-фотоприемника в конце каждой ночи делалось также несколько экспозиций сумеречного неба.

2 Редукции

Учет различных инструментальных эффектов и редукция наблюдений к стандартной системе выполнена при помощи пакета стандартных программ IRAF/DAOPHOT (Стетсон, 1987).

Для целей фотометрической привязки проще всего выбрать, как обычно, какое-нибудь рассеянное скопление с надежно определенными BVR-величинами. К сожалению, большая часть фотометрических исследований рассеянных скоплений выполнена в трехцветной UVV-системе. Наблюдения в более длинноволновой области все же еще довольно скудны.

Для составления уравнений связи со стандартной системой и оценки точности получаемых результатов были выполнены наблюдения рассеянного скопления M67.

Это скопление, расположенное в экваториальной зоне, часто используется для целей калибровок инструментальных систем и имеет значительное количество фотометрических наблюдений, выполненных разными авторами, как с помощью фотоэлектрических фотометров, так и CCD-фотометров.

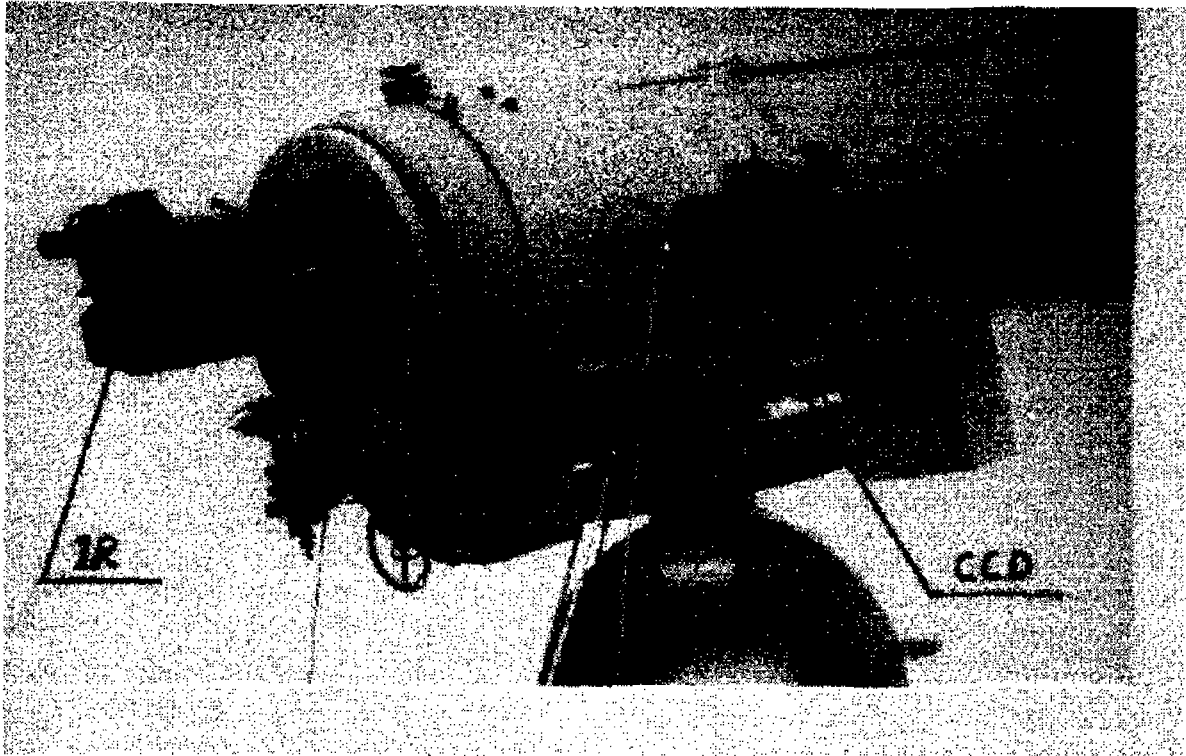


Рис. 1. Общий вид комбинации из двух телескопов для фотометрических наблюдений в широком спектральном диапазоне

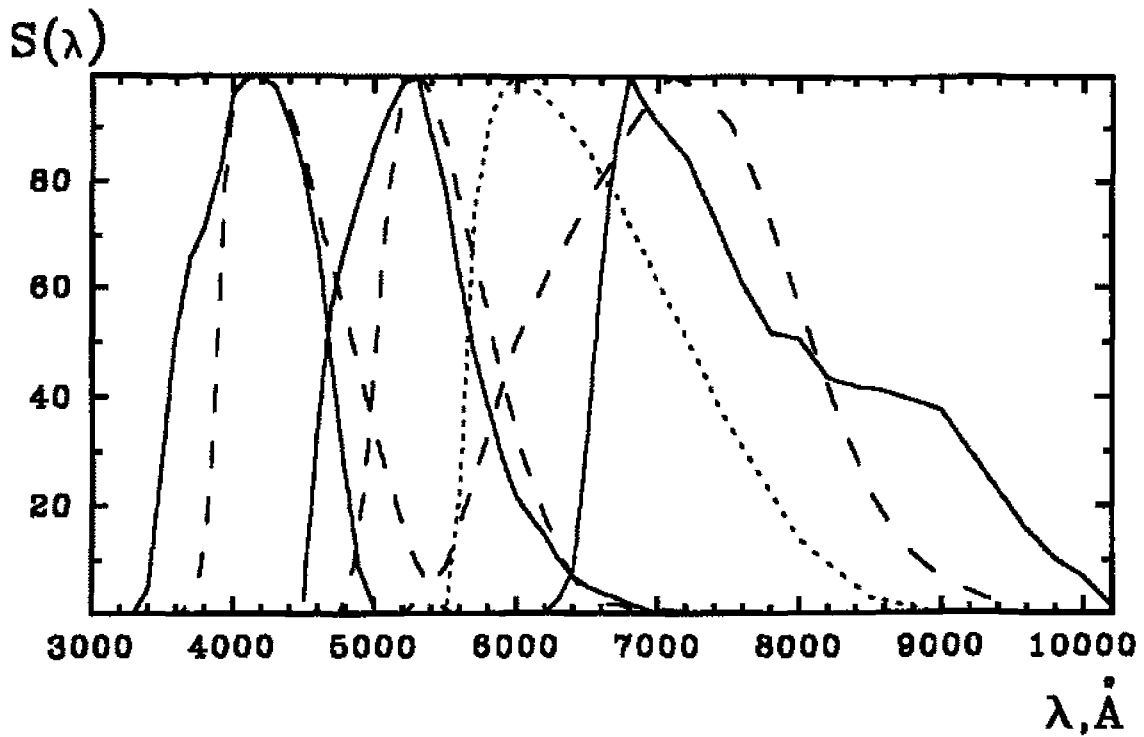


Рис. 2. Кривые реакции BVR -системы. Сплошная линия – для ПЗС-фотометра Крымской обсерватории, штриховая линия – кривые реакции BVR -системы Джонсона, пунктир – для системы R . Крона-Казинса

Оно прекрасно подходит для калибровочных наблюдений на малом телескопе, так как содержит большое число умеренно ярких, хорошо разделенных звезд с показателями цвета в широких пределах ($-0^m.1 < B - V < 1^m.4$).

Список стандартов для широкополосной фотометрии в этом скоплении вместе с подробным анализом наблюдений других авторов приведен в статьях Монтоммери и др. (1993), Шевалье и Иловайски (1991). Наблюдения в системе, близкой к джонсоновской, выполнил Мендоса (1967).

В результате обработки были составлены следующие уравнения для перехода от измеренных значений в инструментальной системе к внеатмосферным значениям звездных величин и колор-индексов в системе *BVR*-Джонсона:

$$V = mV - v_1 - v_2 X_v + v_3(mV - mB - v_4)X_v. \quad (1)$$

Для показателей цвета:

$$B - V = mB - mV + a_1 + a_2(X_b - X_v)/2 + a_3(mB - mV), \quad (2)$$

а также

$$V - R = mV - mR + c_1 + c_2(X_v + X_r)/2 + c_3(mV - mR) + c_4(mV - mR)^2, \quad (3)$$

где mB , mV , mR – наблюдаемые величины звезд в соответствующем фильтре,

X_b , X_v , X_r – средние значения воздушных масс в момент наблюдения.

Все коэффициенты имеют простой физический смысл.

v_1 , a_1 , c_1 – определяют нуль-пункт системы,

v_2 , a_2 , c_2 – коэффициенты атмосферной экстинкции,

v_3 , a_3 , c_3 , c_4 – включают в себя как цветовые члены атмосферной экстинкции, так и цветовые члены уравнений трансформации. Как показал опыт, при данной точности наблюдений нет смысла в их разделении и уточнении, – для наших целей можно взять их постоянными для всего периода наблюдений.

Нами были обработаны наблюдения, выполненные в течение 15 ночей за период с 28.12.1998 по 30.04.2000 (в среднем по три кадра в каждом фильтре в каждую ночь).

Полученные значения коэффициентов трансформации для одной из ночей (4.01.2001) составляют, соответственно:

$$v_1 = 7.596 \pm 0.012, v_2 = 0.449, v_3 = 0.02, v_4 = 0.71,$$

$$a_1 = -0.874 \pm 0.012, a_2 = -0.266, a_3 = 0.198,$$

$$c_1 = 0.165 \pm 0.006, c_2 = -0.235, c_3 = -0.385, c_4 = 0.058.$$

Очевидно, принимая постоянными коэффициенты, определяющие нуль-пункт системы и пренебрегая изменениями от ночи к ночи в цветовых членах, в принципе, возможно оценить и коэффициенты атмосферной экстинкции v_2 , a_2 , c_2 . Определенные таким образом коэффициенты в течение периода наблюдений изменялись в следующих пределах: v_2 от 0.4 до 0.7, a_2 от 0.20 до 0.35, c_2 от 0.15 до 0.30.

Поскольку часто возникает необходимость в независимой оценке коэффициента экстинкции в полосе *R*, то в этом интервале можно применить простое линейное соотношение, с помощью которого можно оценить с точностью до ± 0.05 значение цветового коэффициента c_2 :

$$c_2 = 0.4a_2 + 0.125. \quad (4)$$

В качестве иллюстрации на рисунке 3 показано сопоставление значений внеатмосферных звездных величин и колор-индексов, определенных нами в одну из наблюдательных ночей (4.01.2000), с опубликованными Мендосой (1967).

В левой части рисунков указаны значения отклонений между полученными нами и редуцированными к стандартной системе значениями V_{KAO} и $(B - V)_{KAO}$ и определенными Мендосой V_M и $(B - V)_M$:

$$resV = V_M - V_{KAO}, \quad (5)$$

а также

$$res(B - V) = (B - V)_M - (B - V)_{KAO}, \quad (6)$$

в зависимости от звездной величины V_{KAO} , справа – те же значения в зависимости от колор-индекса $(B - V)_{KAO}$. Каждое из указанных значений соответствует одному измерению, сделанному в отдельном кадре. На наш взгляд, такая иллюстрация дает лучшее понятие о достижимой фотометрической точности.

Как уже отмечалось выше, в нашем приборе угловые размеры пиксела ($2''8 \times 2''4$) сопоставимы с изображением звезды. В этом случае величина разброса, вызванного этой причиной для ярких звезд в определенных пределах не должна зависеть от блеска, что хорошо видно на рисунке. Буонанно и Ианникола (1989) рассмотрели проблему “крупных пикселей” и предложили следующий критерий: влияние размера пиксела должно учитываться, если полуширина изображения на половине интенсивности $FWHM \geq 1.5 p$, где p – размер пиксела. Предложенный Буонанно и Ианникола (1989) способ решения проблемы заключается в том, чтобы одновременно обрабатывались два (или более) кадра, смещенных относительно друг друга. Величина смещения должна быть известна с точностью до 0.1 пиксела. Погрешности часового ведения в нашем случае как раз и выполняют эту роль. Поскольку каждый раз определить их значения не представляется возможным, то простое усреднение, на наш взгляд, может дать достаточно надежный результат.

Суммарная погрешность одного отдельного измерения включает в себя, кроме указанного выше эффекта влияния размера пиксела, также и ошибки инструментальной системы, измеренного (или принятого) коэффициента атмосферной прозрачности и других причин.

Окончательный результат, – значения звездных величин и показателей цвета стандартных звезд, определенных по всей совокупности наблюдений, – приведен в таблице, где в первой колонке обозначен текущий номер звезды, во второй – ее номер по списку Фагерхольма (1906), в третьей и последующих, – средние значения V , $B - V$, $V - R$ вместе с соответствующими оценками ошибок этих средних. Всего в осреднении участвовало 49 оценок, полученных за 15 ночей за период с 28.12.1998 по 30.04.2000.

Значения средней дисперсии одного определения V , $B - V$ и $V - R$ в зависимости от яркости показаны на рисунке 4.

Величина среднего значения отклонения для одного измерения для звезд ярче 13^m5 , взятого по всей совокупности наблюдений составляет: $\sigma_v \approx 0^m015 - 0^m03$, $\sigma_{bv} \approx 0^m045 - 0^m09$, $\sigma_{vr} \approx 0^m03 - 0^m04$. Максимальное отклонение не превышает $\delta V \leq 0^m15$. Отметим, что уровень отсчетов для ярких звезд значительно превышает предел насыщения примененного фотоприемника. Тем не менее, пакт DAORHOT позволяет проводить фотометрию и таких ярких звезд (Гиллиланд, 1994).

Таким образом, из рассмотрения рисунков 3 и 4 следует, что с данной аппаратурой можно с достаточной точностью производить измерения блеска звезд на отдельно взятом кадре в довольно широком динамическом диапазоне (простирающимся почти на четыре звездных величины), что может оказаться весьма полезным, например, при наблюдениях мирид.

3 TT Ophiuchi

Другой иллюстрацией, показывающей, по нашему мнению, пригодность прибора для фотометрических исследований, могут быть результаты фотометрии переменной звезды *TT Oph*, выполненные в 1999 и 2000 гг. На рисунках 5а и 5б показаны карты окрестностей этой звезды, представляющие копии кадров, полученных 7 мая 1999 г.

Кадры примерно ориентированы по небесным координатам. При размере пиксела 27×23 мкм размер каждого кадра соответствует $13'4 \times 10'6$. В поле зрения телескопа в данную ночь, 7 – 8 мая, попал “неопознанный летающий объект”, повидимому, являющийся высокоапогейным спутником. На рисунках 5а и 5б, полученных с интервалом в 130 минут, он отмечен стрелками. К сожалению, начавшийся со следующего дня период плохой погоды не дал возможности продолжить наблюдения

Таблица 1.

No п/п	No (Fabr)	V	B - V	V - R
1	81	10 ^m 009 ± 0 ^m 002	-0 ^m 093 ± 0 ^m 004	0 ^m 072 ± 0 ^m 003
2	83	13 ^m 224 ± 0 ^m 003	0 ^m 579 ± 0 ^m 006	0 ^m 511 ± 0 ^m 003
3	94	12 ^m 832 ± 0 ^m 003	0 ^m 592 ± 0 ^m 005	0 ^m 493 ± 0 ^m 003
4	95	12 ^m 694 ± 0 ^m 004	0 ^m 533 ± 0 ^m 006	0 ^m 448 ± 0 ^m 004
5	105	10 ^m 319 ± 0 ^m 002	1 ^m 249 ± 0 ^m 004	0 ^m 930 ± 0 ^m 004
6	108	9 ^m 708 ± 0 ^m 002	1 ^m 321 ± 0 ^m 004	1 ^m 085 ± 0 ^m 006
7	111	12 ^m 752 ± 0 ^m 003	0 ^m 594 ± 0 ^m 006	0 ^m 491 ± 0 ^m 004
8	115	12 ^m 679 ± 0 ^m 004	0 ^m 623 ± 0 ^m 006	0 ^m 525 ± 0 ^m 004
9	117	12 ^m 611 ± 0 ^m 003	0 ^m 814 ± 0 ^m 006	0 ^m 665 ± 0 ^m 003
10	119	12 ^m 573 ± 0 ^m 003	0 ^m 632 ± 0 ^m 005	0 ^m 515 ± 0 ^m 003
11	124	12 ^m 144 ± 0 ^m 003	0 ^m 487 ± 0 ^m 005	0 ^m 430 ± 0 ^m 003
12	127	12 ^m 789 ± 0 ^m 003	0 ^m 591 ± 0 ^m 005	0 ^m 489 ± 0 ^m 003
13	130	12 ^m 903 ± 0 ^m 003	0 ^m 472 ± 0 ^m 006	0 ^m 423 ± 0 ^m 003
14	134	12 ^m 263 ± 0 ^m 003	0 ^m 589 ± 0 ^m 005	0 ^m 497 ± 0 ^m 004
15	135	11 ^m 464 ± 0 ^m 003	1 ^m 083 ± 0 ^m 005	0 ^m 793 ± 0 ^m 004
16	141	10 ^m 496 ± 0 ^m 002	1 ^m 125 ± 0 ^m 005	0 ^m 810 ± 0 ^m 004
17	145	12 ^m 852 ± 0 ^m 003	0 ^m 631 ± 0 ^m 005	0 ^m 508 ± 0 ^m 004
18	149	12 ^m 577 ± 0 ^m 003	0 ^m 641 ± 0 ^m 005	0 ^m 513 ± 0 ^m 004
19	153	11 ^m 265 ± 0 ^m 003	0 ^m 142 ± 0 ^m 006	0 ^m 168 ± 0 ^m 004
20	156	10 ^m 967 ± 0 ^m 003	0 ^m 103 ± 0 ^m 004	0 ^m 167 ± 0 ^m 003
21	164	10 ^m 580 ± 0 ^m 003	1 ^m 138 ± 0 ^m 005	0 ^m 821 ± 0 ^m 004
22	170	9 ^m 668 ± 0 ^m 005	1 ^m 325 ± 0 ^m 006	1 ^m 033 ± 0 ^m 007
23	190	10 ^m 958 ± 0 ^m 003	0 ^m 266 ± 0 ^m 004	0 ^m 271 ± 0 ^m 003
24	224	10 ^m 786 ± 0 ^m 003	1 ^m 139 ± 0 ^m 004	0 ^m 816 ± 0 ^m 004
25	225	13 ^m 108 ± 0 ^m 003	0 ^m 601 ± 0 ^m 006	0 ^m 471 ± 0 ^m 004
26	226	12 ^m 804 ± 0 ^m 003	0 ^m 772 ± 0 ^m 006	0 ^m 591 ± 0 ^m 004
27	227	13 ^m 002 ± 0 ^m 003	0 ^m 967 ± 0 ^m 006	0 ^m 696 ± 0 ^m 004
28	231	11 ^m 530 ± 0 ^m 003	1 ^m 071 ± 0 ^m 004	0 ^m 773 ± 0 ^m 004
29	241	12 ^m 726 ± 0 ^m 003	0 ^m 604 ± 0 ^m 005	0 ^m 509 ± 0 ^m 003
30	243	12 ^m 652 ± 0 ^m 003	0 ^m 598 ± 0 ^m 005	0 ^m 515 ± 0 ^m 004
31	244	10 ^m 773 ± 0 ^m 003	0 ^m 978 ± 0 ^m 004	0 ^m 705 ± 0 ^m 004
32	255	12 ^m 744 ± 0 ^m 003	0 ^m 615 ± 0 ^m 006	0 ^m 484 ± 0 ^m 004

объекта с целью его идентификации. Объект изменял свою яркость от $V=9^m09$ до $V=10^m03$, в то время как его цвет оставался постоянным в пределах ошибок: $B - V = 0^m72 \pm 0^m01$.

Поскольку звезда сравнения попадает в кадр, то влияние ошибок, связанных с неопределенностью в коэффициентах формул (1-3) перехода к стандартной системе, должно быть значительно меньше. Другими словами, в данном случае мы имеем преимущества дифференциальной фотометрии. Кривая блеска для TT Ori в 1999 году приведена на рис. 6. В нижней части рисунка показаны оценки блеска контрольной звезды, для которой по 11 измерениям получаются средние значения $V = 10^m831 \pm 0^m008$, $B - V = 0^m684 \pm 0^m015$. Соответственно, ошибка одного измерения равна: $\sigma_v \approx 0^m027$, $\sigma_{bv} \approx 0^m047$, то есть соответствует значениям, полученным по измерению скопления M 67.

В некоторые ночи наблюдалась еще одна переменная этого типа, AC Her, для звезды сравнения которой имелись определения показателя $V - R$. (ДюПию, 1973; Ерлексова и др., 1986). Вычисленные с помощью этих литературных данных, а также оцененные из соотношения (3) значения коэффициента прозрачности c_2 были применены для отыскания показателя $V - R$ звезды сравнения переменной TT Ori, которые затем дали возможность уточнения c_2 для моментов наблюдения исследуемой звезды.

Принятые нами значения для звезды сравнения основаны на определениях Престона и др. (1963)

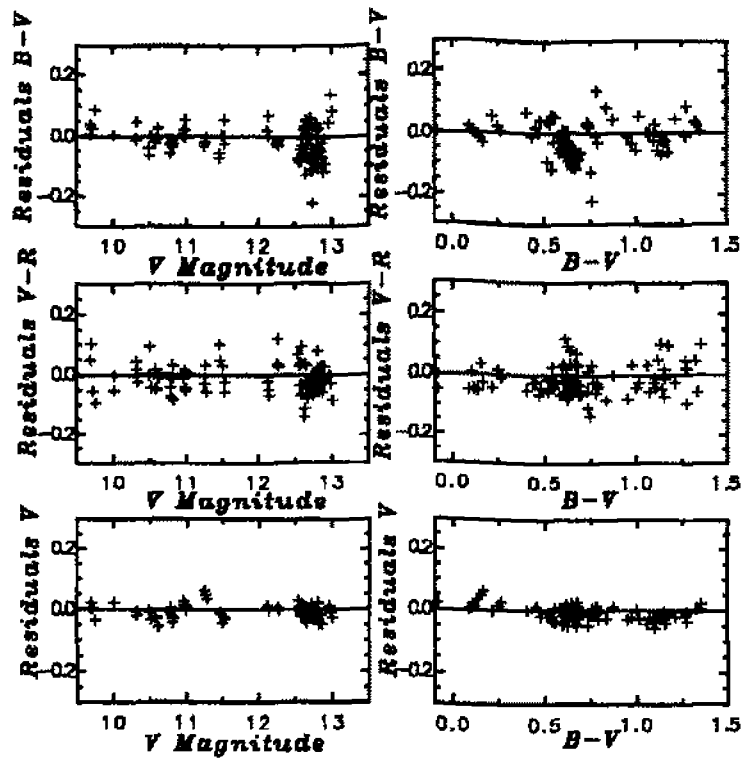


Рис. 3. Отклонения наблюдаемых и редуцированных в систему Джонсона значений блеска и показателей цвета звезд скопления M67 от опубликованных Мендосой (1967) по наблюдениям 14 марта 2000 г.

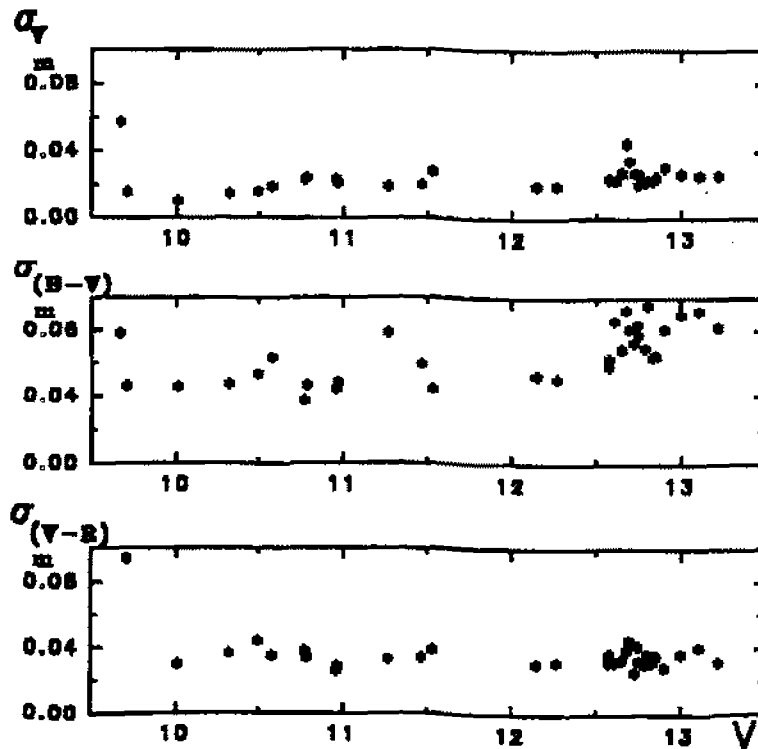


Рис. 4. Средняя дисперсия одного определения V , $B - V$, $V - R$ в зависимости от яркости наблюдаемых звезд

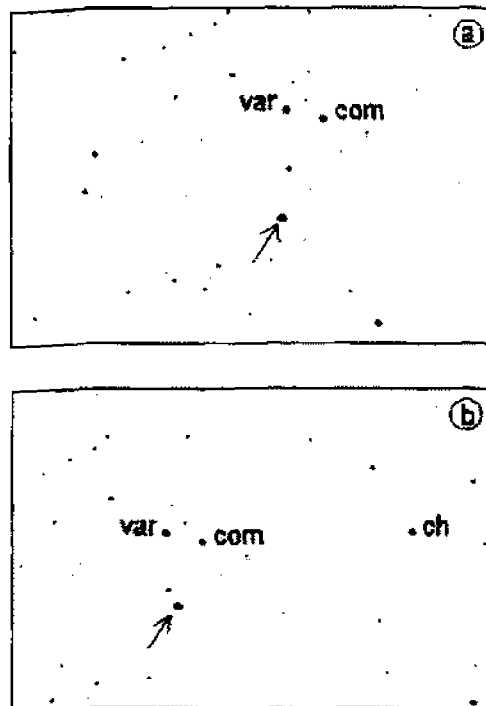


Рис. 5. Карты окрестности переменной *TT Oph*. Звезда сравнения обозначена как *com*, контрольная звезда - *ch*. Стрелкой отмечен "неизвестный летающий объект", возможно, высокоапогейный искусственный спутник

и составляют:

$$V=10^m894, B-V=0^m529, V-R=0^m439.$$

Соответствующие значения, взятые из литературы:

$$V=10^m894, B-V=0^m528 \text{ (Престон и др., 1963),}$$

$$V=10^m88, B-V=0^m54, V-R=0^m47 \text{ (ДюПюи, 1973).}$$

Средние значения для контрольной звезды, взятые по всей совокупности наблюдений, составляют: $V=10^m831, B-V=0^m686, V-R=0^m494$.

Сводные кривые блеска и цвета для *TT Oph* в 1999–2000 г. приведены на рис. 7 и в таблице 2.

Наиболее обширный ряд оценок блеска *TT Oph* получен Пэйн-Гапошкиной и др. (1943) по снимкам Гарвардской коллекции. Считая, что гарвардская фотографическая система не слишком отличается от фотоэлектрической системы *B* и добавив к нашим наблюдениям также фотометрию Престона и др. (1963), ДюПюи (1973), Друсона (1979) и Голдсмита (1987), мы получили довольно обширный ряд, перекрывающий почти 700 периодов изменения блеска звезды. Этот ряд был проанализирован с помощью пакета программ Пельта (1992).

Наиболее выдающийся пик на периодограмме соответствует периоду $P = 61^d056$. Фазовая кривая для этого периода показана на рисунке 8. Значения фазы переменности φ вычислены по формуле: $MinI = JD2411811.3 + 61.05623E$.

Обращает на себя, с одной стороны, довольно большой разброс вокруг средней кривой, отмеченной на рисунке точками, особенно значительный в главном минимуме, почти заполненном на рисунке. Одной из причин, вызвавшими такое сравнительно большое рассеяние, могут быть ошибки редукиций результатов наблюдений разных авторов в единую, в общем-то неопределенную, систему. Однако, на наш взгляд, наблюдаемое явление может быть объяснено такой причиной лишь отча-

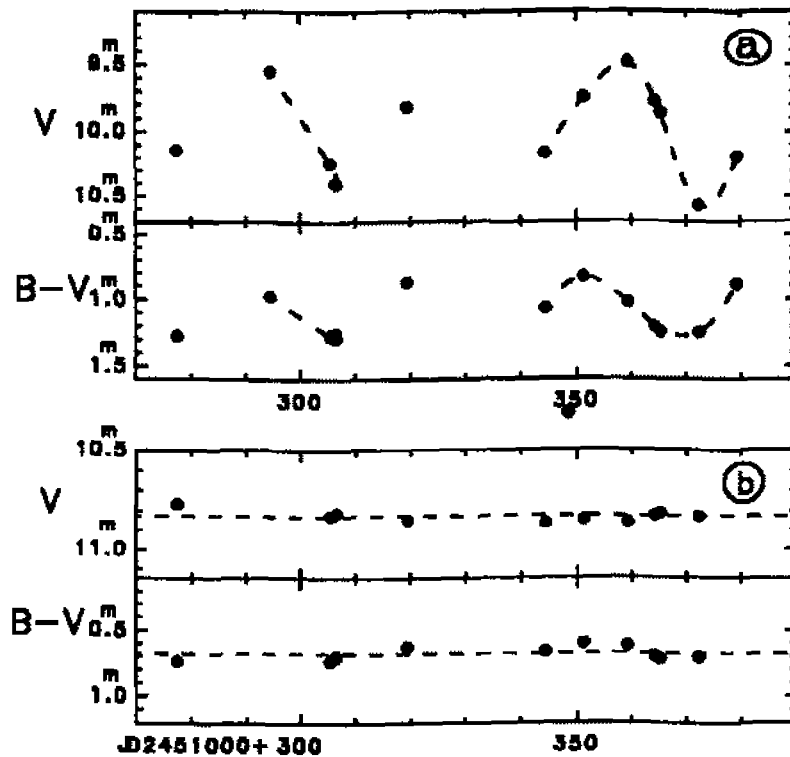


Рис. 6. *a* – изменение блеска и цвета *TT Oph* в 1999 году. *b* – то же для контрольной звезды

Таблица 2.

<i>TT Oph</i> <i>data</i>	<i>Jd</i> 2450000+	<i>V</i>	<i>B - V</i>	<i>V - R</i>	<i>n</i>	<i>TT Oph</i> <i>data</i>	<i>Jd</i> 2450000+	<i>V</i>	<i>B - V</i>	<i>V - R</i>	<i>n</i>
08.04.1999	1277.42	10 ^m 177	1 ^m 156	0 ^m 878	3	04.05.	1669.62	9 ^m 726	1 ^m 102	0 ^m 817	5
25.04.	1294.49	9 ^m 557	0 ^m 959	0 ^m 723	3	10.05.	1675.60	10 ^m 200	1 ^m 152	0 ^m 837	4
06.05.	1305.47	10 ^m 253	1 ^m 222	0 ^m 976	3	13.05.	1678.58	10 ^m 304	1 ^m 062	0 ^m 789	3
07.05.	1306.46	10 ^m 401	1 ^m 217	0 ^m 986	3	15.05.	1680.54	10 ^m 287	0 ^m 977	0 ^m 735	4
07.05.	1306.49	10 ^m 409	1 ^m 224	1 ^m 012	3	20.05.	1685.48	9 ^m 829	0 ^m 751	0 ^m 652	3
07.05.	1306.54	10 ^m 418	1 ^m 233	1 ^m 010	3	22.05.	1687.53	9 ^m 640	0 ^m 805	0 ^m 658	5
20.05.	1319.44	9 ^m 822	0 ^m 855	0 ^m 667	3	26.05.	1691.56	9 ^m 447	0 ^m 953	0 ^m 714	5
14.06.	1344.43	10 ^m 182	1 ^m 044	0 ^m 778	3	27.05.	1692.55	9 ^m 466	0 ^m 970	0 ^m 727	5
21.06.	1351.31	9 ^m 753	0 ^m 827	0 ^m 649	3	29.05.	1694.55	9 ^m 483	1 ^m 043	0 ^m 755	5
29.06.	1359.35	9 ^m 499	1 ^m 004	0 ^m 760	3	05.06.	1701.52	10 ^m 034	1 ^m 194	0 ^m 861	5
04.07.	1364.30	9 ^m 790	1 ^m 177	0 ^m 811	4	09.06.	1705.55	10 ^m 398	1 ^m 237	0 ^m 878	5
05.07.	1365.31	9 ^m 872	1 ^m 205	0 ^m 892	3	11.06.	1707.50	10 ^m 467	1 ^m 188	0 ^m 870	5
09.07.	1369.31	10 ^m 360	1 ^m 224	0 ^m 957	2	23.06.	1719.48	9 ^m 524	0 ^m 864	0 ^m 686	4
12.07.	1372.31	10 ^m 582	1 ^m 210	0 ^m 963	3	25.06.	1721.52	9 ^m 466	0 ^m 868	0 ^m 714	5
19.07.	1379.33	10 ^m 198	0 ^m 872	0 ^m 739	3	28.06.	1724.50	9 ^m 501	1 ^m 019	0 ^m 861	5
06.04.2000	1641.68	9 ^m 983	1 ^m 149	0 ^m 833	3	30.06.	1726.50	9 ^m 582	1 ^m 101	0 ^m 775	3
12.04.	1647.66	10 ^m 350	1 ^m 073	0 ^m 776	3	03.07.	1729.48	9 ^m 838	1 ^m 177	0 ^m 848	5
30.04.	1665.63	9 ^m 455	1 ^m 059	0 ^m 762	3	16.07.	1742.45	10 ^m 050	0 ^m 861	0 ^m 675	3

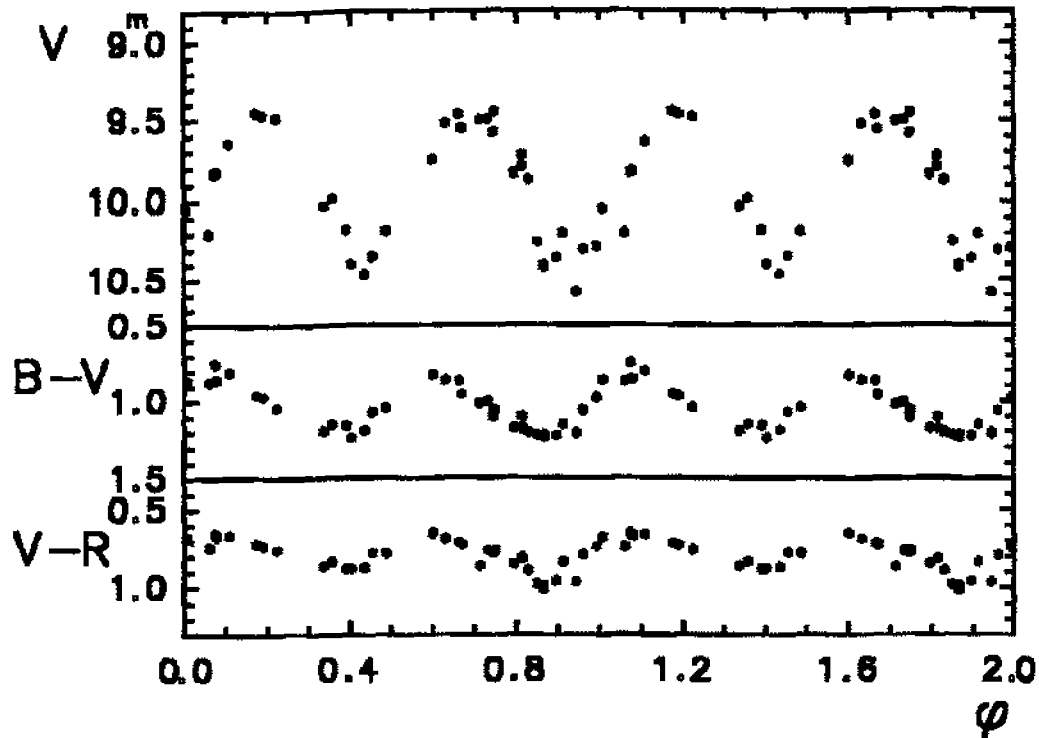


Рис. 7. Сводная кривая блеска по крымским наблюдениям 1999 – 2000 гг.

сти. Другой существенной причиной могут быть реальные изменения амплитуды и фазы колебаний блеска. Сдвиг по фазе, вызванный скачкообразными изменениями периода может значительно увеличить отклонения для некоторого конкретного ряда наблюдений относительно средней кривой. Для того, чтобы как-то оценить изменения амплитуды, нами была выполнена следующая процедура.

Вычитая среднюю кривую, изображенную на рисунке жирными точками, из наблюдаемых значений, и вновь построив периодограмму, мы нашли указание на еще один период, $P = 5465^d$.

На рисунке 9 приведены значения разности между наблюдаемыми значениями m_{pg} и интерполированными для средней кривой $m_{pg}(P = 61^d056)$:

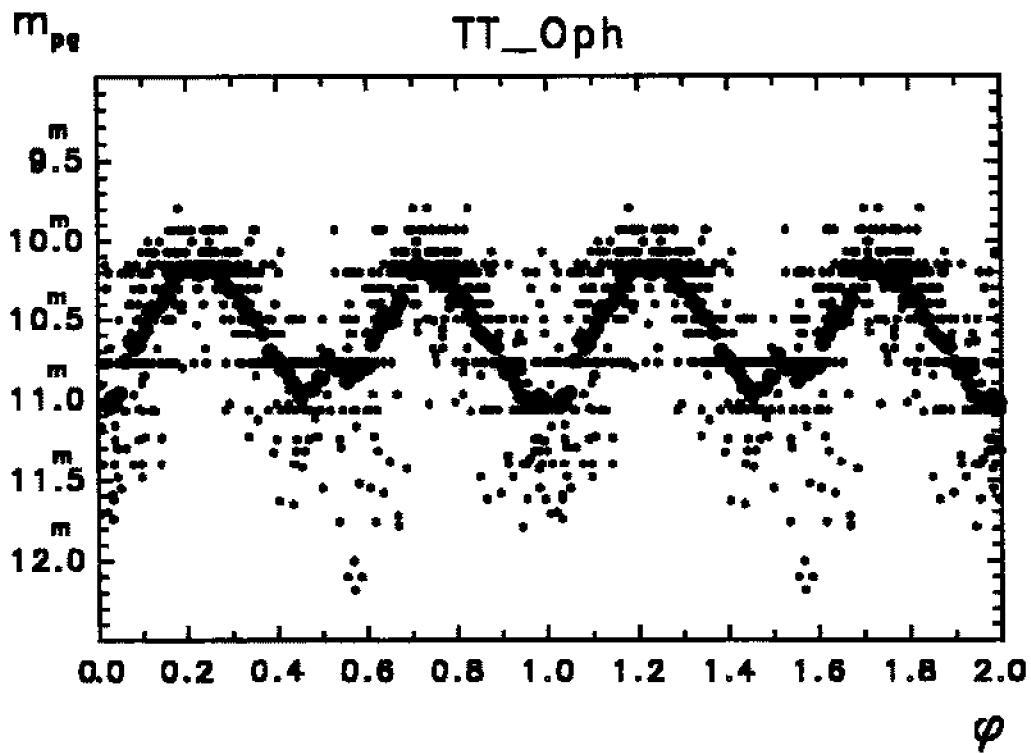
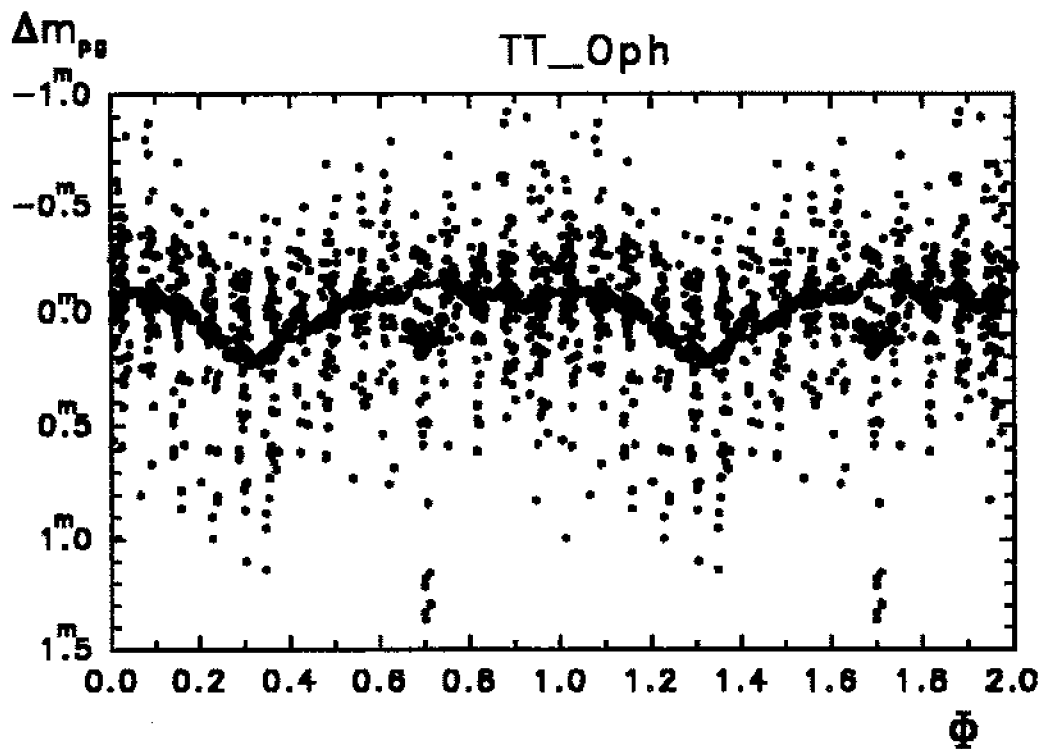
$$\Delta m_{pg} = m_{pg} - m_{pg}(P = 61^d056).$$

Жирные точки - средние значения на интервалах фазы $\Delta\phi = 0.08$.

Более определенный ответ на вопрос о значимости этого периода и его физическом смысле (биения, орбитальное движение и т.п.) могли бы дать с одной стороны, достаточно продолжительные ряды определений лучевой скорости, с другой стороны, изучение формы спектральных линий, имеющих для звезд типа *RV Tau* своеобразное поведение в течение цикла переменности.

4 Выводы

Таким образом, результаты наблюдений показали, что ПЗС-фотометр, построенный на основе прибора типа ST-6, предназначенного, в общем-то, для целей любительской астрономии, дает возможность проводить на 20-см телескопе фотометрические измерения звезд до 13^m5 со средней точностью одной оценки блеска около $0^m02 - 0^m03$, при этом значения показателей цвета ($B - V$) могут быть

Рис. 8. Сводная фазовая кривая для периода $P = 61^d.056$ Рис. 9. Фазовая кривая для периода $= 5465^d$

измерены с точностью около $0^m04 - 0^m09$, колор-индексы ($V - R$) – со средней точностью порядка $0^m03 - 0^m04$.

Применение ПЗС-фотометра для изучения переменной звезды TT Ori позволило, с одной стороны, уточнить значение основного периода ее переменности $P = 61^d056$, с другой – дали основание заподозрить существование вторичного цикла переменности $P = 5465^d$.

На первый взгляд может показаться, что применение для обработки таких наблюдений пакета IRAF является неоправданным. Повторимся однако, что применение этого пакета может значительно увеличить динамический диапазон (Гиллиланд, 1994), и этот факт может оказаться решающим при применении фотометра для наблюдений мирид, у которых в течение цикла переменности блеск изменяется в десятки и сотни раз.

Дальнейшее усовершенствование фотометра может быть выполнено путем замены фотоприемника на другую матрицу, чувствительную в коротковолновой области, с более мелкими пикселями и с большим размером приемной площадки, например, типа ST-8V, снабженную набором стандартных UBVR-I-фильтров.

Авторы глубоко благодарны В.М. Ларионову, А.В. Долгополову, Э.В. Калсудину, Г.А. Сивцову, С.Ю. Калмину за их вклад в работу на разных этапах проектирования, создания и наладки прибора.

Литература

- Бессель (Bessel M.S.) // Publ.A.S.P. 1990. V. 102. P. 1181.
 Буонанно и Ианникола (Buonanno R., Iannicola G.) // Publ.A.S.P. 1989. V. 101. P. 294.
 Гиллиланд (Gilliland R.L.) // Astrophys.J. 1994. V. 435. P. L63.
 Голдсмит и др. (Goldsmith M.J., Evans A., Albinson J.S., Bode M.F.) // Mon. Not. Roy. Astron. Soc. 1987. V. 227, P. 143.
 Джонсон и Сэндидж (Johnson H.L., Sandage A.R.) // Astrophys. J. 1955. V. 121. P. 616.
 Джура (Jura M.) // Astrophys.J. 1986. V. 309. P. 732.
 Доусон (Dawson D.W.) // Astrophys.J.Suppl.Ser. 1979. V. 41. P. 97.
 Дюпюа (DuPuy D.) // Astrophys.J. 1973. V. 185. P. 597.
 Ерлексова Г.Е., Зубарев А.В., Рахимов Ю.В. // Переменные звезды, 1986. V. 22. No 3. P. 311.
 Мендоса (Mendoza E.E) // Bull. Tonanzintla and Tacubaya Obs. 1967. V 4. P. 149.
 Монтгомери и др. (Montgomery K.A., Marshall L.A., Janes K.A.) // Astron.J. 1993. V. 106. P. 181.
 Пельт (Pelt J.) // Irregularly Spaced Data Analysis (User Manual). Helsinki. 1992. P. 267.
 Престон и др. (Preston G.W., Krzeminski W., Smak J., Williams J.A.) // Astrophys.J. 1963 V. 137. P. 401.
 Пэйн-Гапошкина Ц. и др. (Payne-Gaposkin C., Brenton V.K., Gaposkin S.) // Harvard Annals. 1943. V. 113. No 1. P. 1.
 Сапар А., Малюто В. // Публ.Тартуск.астрофиз.обс. 1974. V. 42. P. 71.
 Стетсон (Stetson P.B.) // Publ.A.S.P. 1987. V. 99. P. 191.
 Страйжис В. // "Многоцветная фотометрия звезд". Вильнюс; Моклас. 1977.
 Фагерхольм (Fagerholm E.) // Inaugural Dissertation, Uppsala. 1906.
 Фокин А.Б. // Научн.информ. Астрон. совета АН СССР. 1984. вып 57. С. 17.
 Цесевич В.П. // Звезды типа RV Тельца.- в кн. Переменные звезды. 1970. М. Наука. 280 стр.
 Шевалье,Иловайски (Chevallier C., Povaisky S.A.) // Astron. Astrophys. Suppl. 1991. V. 90. P. 225.

УДК 520.2; 523.44

Спектрофотометрические наблюдения астероидов в Крымской Астрофизической Обсерватории

В.В. Бочков, В.В. Прокофьева, А.Н. Абраменко

Крымская Астрофизическая Обсерватория, 98409, Украина, Крым, Научный

Поступила в редакцию 8 июня 2002 г.

Аннотация.

Спектрофотометрические наблюдения астероидов с целью уточнения их минералогического состава проводятся на цифровом телевизионном комплексе полуметрового менискового телескопа МТМ-500. Модернизация управления телескопом обеспечивает отслеживание движения астероидов в поле звезд. Разработанная методика наблюдений астероидов с блеском от 7^m до 12^m позволяет реализовать точности относительных измерений интенсивностей в единичных записях 1 – 2% при времени экспозиции от 0.5 до 6 минут и спектральном разрешении 60 или 40Å. Записи спектров имеют искусственные марки освещенностей, которые энергетически калиброваны по наблюдениям спектров звезд-стандартов. Внеатмосферные спектральные освещенности астероидов определяются как методом дифференциальной спектрофотометрии, так и фундаментальной, имеющей опору на искусственный фотометрический стандарт. Получены более 2500 записей спектров астероидов типов E, S, M. Для их хранения и обработки разработана специальная база данных.

SPECTROPHOTOMETRIC OBSERVATIONS OF ASTEROIDS IN THE CRIMEAN ASTROPHYSICAL OBSERVATORY, by V. V. Bochkov, V. V. Prokof'eva, A. N. Abramenko. Spectrophotometric observations of asteroids are carried out with digital television complex of 0.5-meter meniscus telescope MTM-500 to obtain the mineralogical composition. Telescope modernisation to guide accurately asteroids on the celestial sphere has been completed. New methodic to obtain spectra of asteroids with brightnesses from 7^m up to 12^m allow us to realise the accuracy of the relative intensity measurements 1 – 2% using exposure time 0.5 – 6 min and spectral resolution 60 or 40Å. Individual spectra have artificial marks of luminosities which were absolutely calibrated using standard-stars observations. Differential and having been based on artificial photometric standard fundamental methods are used to obtain extraatmospheric spectral luminosities. More than 2500 spectra of E-, S-, M- asteroids have been obtained. Database of special structure have been developed to store and investigate the spectral information.

Ключевые слова: спектрофотометрия, астероид

1 Введение

В настоящее время интерес к астероидам неуклонно растет. Одним из важнейших направлений исследований их физических характеристик являются спектрофотометрические наблюдения. Они позволяют получить информацию об отражательной способности вещества поверхности астероидов и выявить особенности, связанные с химико-минералогическим составом. Последнее даст ключ к

решению вопросов происхождения, как пояса астероидов, так и всей планетной системы (Луишко, 2000).

Главный пояс астероидов (ГПА) расположен на границе между горячей и холодной зонами протопланетного облака, чем он особенно интересен. В нем выделяют три группы астероидов: 1 – внутреннюю, где вещество испытало разогрев вплоть до расплавления, 2 – среднюю, где разогрев был меньше, но достаточный для освобождения воды и 3 – внешнюю зону примитивного безводного вещества, где тела не испытывали постаккреционного разогрева. Во внутренней зоне пояса преобладают астероиды спектральных типов S, M, E, A, V, R, состоящие из тугоплавкого вещества (металл, силикаты), в средней – низкоальбедные астероиды типов C, B, F, G, имеющие, в основном, летучие вещества, а во внешней – примитивные P и D-типы.

Особую важность имеют исследования астероидов внутренней группы, наиболее близкой к Земле. В работах ряда авторов (Бусарев, 2000а; Ривкин и др., 2000) указывалось на обнаружение водных соединений на астероидах S, M и E типов. Эти открытия потребовали своего объяснения, которое было предложено В.В. Бусаревым (2002). Он предположил, что вода попала на эти астероиды в процессе их дальнейшей эволюции при столкновениях с другими телами. Новые данные о составе поверхности астероидов внутренней части ГПА показывают необходимость исследования таких астероидов спектральными методами для уточнения их химико-минералогического состава. Полученные данные необходимы для вопросов эволюции солнечной системы.

Важность таких исследований подчеркивается необходимостью изучения астероидов, сближающихся с Землей, поскольку они приходят, в основном, из внутренних зон ГПА. Вопросы астероидной безопасности являются актуальными и требуют исследований состава и строения таких тел, представляющих космическую угрозу столкновения с Землей.

2 Аппаратура и ее особенности

Аппаратура телевизионного комплекса менискового телескопа МТМ-500 и ее возможности в областях фотометрии слабых звезд и спектрофотометрии звездообразных объектов были описаны ранее (Абраменко и др., 1988). За истекшие 15 лет был сделан существенный прогресс в использовании персональных компьютеров для сбора, обработки и хранения данных. Это позволило поднять точность относительных измерений интенсивностей в записях спектров до 1%. Проведена работа по улучшению абсолютной калибровки спектральных данных, а также по исследованию свечения светодиодов, используемых в качестве искусственного калиброванного источника света. Выполнена энергетическая калибровка этого источника по многочисленным наблюдениям спектров звезд-стандартов. Совершенствование методики наблюдений и обработки данных позволили поставить на полуметровом телескопе задачу исследований спектральных особенностей астероидов, имеющих блеск 7 – 12^м.

2.1 Управление телескопом и компенсация движения изображений астероидов относительно поля звезд

Телескоп МТМ-500 имеет параллактическую установку немецкого типа. Изображение звездного поля выводится в фокус Кудэ, где оно поворачивается синхронно с часовым движением телескопа. Диспергирующая и светоприемная аппаратура установлена в фокусе Кудэ на специальном каркасе, соединенном с телескопом и отслеживающим его часовое ведение. Наведение телескопа на нужную область неба осуществляется вручную, а для коррекции положения телескопа в пределах нескольких градусов используется дистанционное управление, имеющее тонкое, среднее и грубое движение.

Дистанционная коррекция положения телескопа по часовой оси и по оси склонений осуществляется с помощью шаговых двигателей ДВШ (двигатель волновой шаговый). Связь их с телескопом выполнена так, что за один шаг двигателя телескоп по часовому углу смещается на 0'4. Это вполне приемлемо при качестве изображения (около 3"), которое преимущественно наблюдается на этом телескопе. Питание двигателей осуществляется от специально разработанного блока управления.

Он представляет собой генератор импульсов, стабилизированный кварцем на частоте 10 МГц. Схема пересчета импульсов обеспечивает часовое ведение телескопа, а также тонкое, среднее и грубое его смещение по оси часового ведения и по склонению.

Задача получения спектров астероидов потребовала разработки специального метода компенсации перемещения их изображений относительно поля звезд. Длительность экспозиций при наблюдениях спектров астероидов обычно не превосходит 10 мин. Поэтому компенсация перемещения их изображений относительно поля звезд рассчитывалась так, чтобы за это время изображение астероида на входном фотокатоде смещалось не более чем на $1/5$ размера изображения, составляющего в среднем $3''$. Создано устройство, обеспечивающее перемещение изображений астероидов относительно поля звезд со следующими скоростями: по часовому ведению – от 0 до $\pm 30''$ за время 10 мин. (с градациями через $1''$), по склонению – от 0 до $\pm 514''$ за 10 мин., тоже с градациями через $1''$. Малый диапазон коррекции по часовому ведению является достаточным для наблюдений астероидов главного пояса. Предполагается его увеличить с целью проведения наблюдений астероидов, сближающихся с Землей.

2.2 Диспергирующая и светоприемная аппаратура

Разложения света в спектр осуществляется с помощью афокального бесцелевого спектрографа, установленного в сходящемся пучке света на расстоянии около 20 см от фотокатода (Абраменко и др., 1991а; Проник, Шарипова, 1992). С 9 ноября 1990 г. в нем установлены три новые сменные прозрачные дифракционные решетки, имеющие 100, 150 и 200 штр/мм. Они обеспечивают спектральное разрешение 90, 60 и 40 \AA (дисперсия: 600, 450 и $300 \text{ \AA}/\text{мм}$, соответственно). Решетки были изготовлены в Государственном оптическом институте в Санкт-Петербурге по специальному заказу обсерватории. Они имеют концентрацию света 70% в первом порядке на длине волны около 4500 \AA . При наблюдениях с решетками, имеющими 100 и 150 штр/мм, регистрируется нулевой порядок, который позволяет иметь нуль-пункт шкалы длин волн. При наблюдениях с решеткой 200 штр/мм нулевой порядок находится вне поля зрения.

Схема диспергирующего блока с прозрачной дифракционной решеткой приведена на рис. 1. В сторону телескопа обращена плосковогнутая линза (1), сделанная в едином блоке с призмой малого угла отклонения. Линза обеспечивает параллельный пучок света, падающий на прозрачную дифракционную решетку (2), нанесенную на плоскую поверхность плосковыпуклой линзы (3). Диаметры линз 62 мм, а общая толщина стекла (марка стекла К8) составляет около 18 мм. Радиусы кривизны вогнутой и выпуклой поверхностей линз одинаковы, и их суммарная оптическая сила близка к нулю. Поэтому изображения спектров звезд, находящихся в поле зрения телескопа, практически расположены в плоскости входного фотокатода телевизионной аппаратуры (4). Цель введения призмы малого угла преломления – уменьшение аберраций (комы) за счет сдвига нулевого порядка спектра на край фотокатода (положение 7). Красный конец спектра располагается на другом краю рабочего поля фотокатода (5), а синий – в центре поля (6). Стекланные блоки с решетками установлены на турели, имеющей дистанционное управление, которое позволяет оператору использовать ту или иную решетку (Прокофьева и др., 1996, 2000; Бочков и др., 2001).

В качестве регистрирующей аппаратуры используется цифровой телевизионный комплекс с передающей телевизионной трубкой суперизокон ЛИ804. Трубки имеют входной мультищелочной фотокатод с максимумом чувствительности на длине волны около 4200 \AA (Абраменко и др., 1991б). Во время наблюдений температура телевизионной трубки поддерживается около 0°C путем обдува ее сухим холодным воздухом. Размер рабочей области фотокатода ограничен специальной диафрагмой и составляет 22 мм.

Новым в телевизионной аппаратуре является использование с 1994 г. персонального компьютера для сбора, обработки и хранения данных. Спектр наблюдаемой звезды или астероида устанавливается внутрь строба, расположенного вдоль кадровой развертки (Абраменко и др., 1982а,б). Каждая телевизионная строка представляет собой канал регистрации, число которых составляет 1000. Интенсивность спектра в каждом канале интегрируется аппаратно вдоль выделенного стробом участка

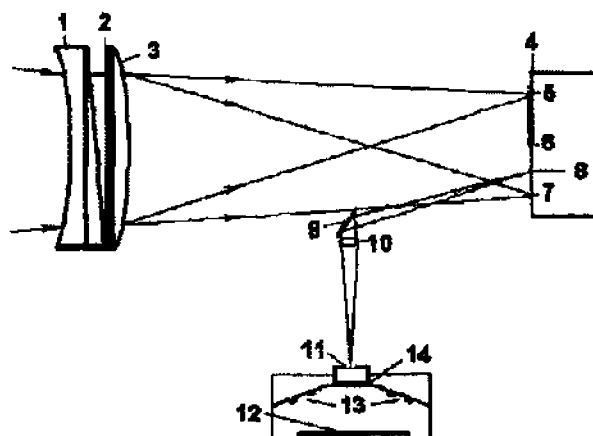


Рис. 1. Оптическая схема проекции спектра исследуемого объекта и калиброванных марок интенсивности (звездного теста) на входной фотокатод светоприемной аппаратуры. Цифрами обозначены: 1 – плоско-выпуклая линза, выполненная в одном стеклянном блоке с призмой малого угла отклонения, 2 – прозрачная дифракционная решетка, 3 – плосковыпуклая линза, 4 – плоскость фотокатода, 5 и 6 – красная и синяя области спектра, 7 – нулевой порядок спектра, 8 – изображения 4-х искусственных звезд, 9 – зеркало, 10 – объектив, 11 – звездный тест, 12 – белый экран, 13 – светодиоды, расположенные на поверхности конуса, 14 – светофильтр, отсекающий красное свечение светодиодов

телевизионной строки, оцифровывается и передается для записи в персональный компьютер (Прокофьева и др., 1996; Прокофьева, Шарипова, 1996, 1997). Разработанная программа считывает поступающие данные, усредняет их в каждом канале и записывает информацию на жесткий диск. Разработана база данных спектральных наблюдений с оригинальной структурой, ориентированной на сбор информации во время длительных мониторингов исследуемых объектов. Для исследования полученных спектров на основе базовых методов объектно-ориентированного программирования разработано 32-разрядное программное обеспечение с многооконным интерфейсом, позволяющее выполнять набор математических операций со спектральными данными. (Бочков, 2000а, б, в).

2.3 Использование искусственного источника света для энергетической калибровки записей спектров

Использование искусственного фотометрического стандарта (звездного теста) для калибровки изображений звездных полей было начато еще более 20 лет назад (Абраменко и др., 1984б, 1985; Прокофьева и др., 1993). Последнее время звездный тест стал использоваться и для калибровки записей спектров (Прокофьева, Шарипова, 1996, 1997).

Во время спектрофотометрических наблюдений на входной фотокатод передающей телевизионной трубки проектируется новая модификация звездного теста, дающая 4 звездобразных изображения. Они регистрируются одновременно со спектрами наблюдаемых объектов и проектируются внутри строки между изображением спектра и нулевого порядка (см. положение, обозначенное цифрой 8 на рис. 1). Если нулевой порядок отсутствует, то звездный тест проектируется на линии продолжения спектра на фоне ночного неба.

Оптическая схема устройства, используемого для энергетической калибровки записей спектров, приведена в нижней части рис. 1. Небольшое зеркало (9) направляет световой пучок на входной фотокатод телевизионной аппаратуры. Объектив 10 строит на фотокатоде уменьшенное в 1.5 раза изображение четырех небольших (диаметр около 0.15 мм) отверстий в тонкой латунной фольге, прикрытых серыми светофильтрами, имеющими разное пропускание для имитации звездных изображений различного блеска (11). Отверстия освещаются рассеянным светом белого экрана (12), который в свою очередь освещается светодиодами АЛ 102В. 25 светодиодов были отобраны по

близости их светотехнических характеристик, из которых особое внимание было обращено на зависимость их яркости от величины тока. Светодиоды расположены на поверхности конуса (13) так, чтобы компенсировать неравномерность освещенности изображения теста, которая вносится объективом. Величина тока через светодиоды поддерживается постоянной с точностью до единиц десятых долей процента. Была проведена лабораторная проверка стабильности яркости белого экрана, освещенного светодиодами. Она показала, что сразу после часового прогрева аппаратуры яркость экрана стабильно держится постоянной, причем флуктуации ее существенно меньше $\pm 1\%$.

Свечение светодиодов имеет максимум на длине волны около 5700Å , что близко к максимуму отраженного и рассеянного астероидами солнечного света. Полоса их излучения имеет полуширину около 500Å . Небольшое излучение светодиодов в ближней инфракрасной области спектра отсекается с помощью светофильтра СЗС-21, положение которого показано на схеме рис. 1 цифрой 14. Яркость 4-х звездобразных изображений звездного теста изменяется одновременно в широких пределах путем изменения величины тока, протекающего через светодиоды. Это позволяет наблюдателю при регистрации спектров различных по блеску объектов подбирать оптимальную яркость изображений искусственных звезд.

Зависимость средней яркости четырех искусственных звезд B от питающего светодиода тока описывается соотношением $B_1/B_2 = (J_1/J_2)^K$, где B_1 и B_2 – величины яркости, J_1 и J_2 – соответствующие им токи, а K – показатель степени. Значение коэффициента K было определено ранее как 1.45 ± 0.1 (Абраменко и др., 1984), а затем уточнено (Прокофьева и др., 1993) с сохранением значения и повышением точности до ± 0.04 . В настоящее время эта зависимость была дополнительно исследована в лабораторных условиях, с помощью фотометра, в котором использован отобранный из нескольких экземпляров фотоумножитель ФЭУ-79. Измерения велись в аналоговом режиме при токах ФЭУ менее 1 мкА в одном и том же диапазоне характеристики ФЭУ свет-сигнал, что достигалось использованием набора серых светофильтров, позволивших изменять потоки на ФЭУ всего в 15 – 20 раз. Коэффициенты ослабления светового потока используемыми светофильтрами были уточнены специальными измерениями. Была проведена также лабораторная проверка зависимости изменения тока ФЭУ от изменений величины освещенности его фотокатода. Для этого была собрана специальная схема типа оптической скамьи, которая позволяла в несколько раз изменять расстояние между источником света и ФЭУ. Найденный коэффициент 1.0351 мало отличался от 1, но его влияние было учтено при определении коэффициента K .

Величина $K = 1.38 \pm 0.01$ оказалась постоянной в области изменений токов от 600 до 10000 мкА . В этом диапазоне токов наблюдаются спектры объектов с блеском от 10^m до 6^m , и здесь абсолютная калибровка наиболее надежна. Для более слабых звезд коэффициент K слегка увеличивается, а для более ярких уменьшается. Это следует учитывать или использовать стандартные звезды, блеск которых близок к блеску исследуемых объектов.

Отметим, что яркость свечения светодиодов при постоянстве питающего их тока зависит от их температуры. Этим может быть объяснено изменение коэффициента K при больших токах, когда светодиоды нагреваются. Могут присутствовать небольшие сезонные изменения яркости светодиодов. Регулярная калибровка искусственного источника света по спектрам звезд-стандартов может выявить эти эффекты.

2.4 Калибровка искусственного источника света по спектрам звезд-стандартов

Наблюдения звезд – спектрофотометрических стандартов позволяют выполнить энергетическую калибровку яркости изображений искусственных звезд. Четыре их изображения размещаются в стробе и регистрируются в цифровом виде одновременно со спектром. За интенсивность звездного теста на регистрограмме принимается средняя величина из 4-х максимальных значений интенсивностей контуров искусственных звезд.

Абсолютная энергетическая калибровка звездного теста была выполнена по записям спектров восьми звезд спектрофотометрических стандартов (Волошина и др., 1982; Харитонов и др., 1988), которые были сделаны осенью 2000 г. при наблюдениях астероидов. Данные о звездах и условиях их наблюдений приведены в таблице 1. В 1-й колонке таблицы приводится порядковый номер звезды,

во 2-й – номер стандарта по каталогу “Bright Star Catalog”, в 3-й – звездная величина в фотометрической полосе V , в 4-й – спектральный класс, в 5-й – количество наблюдений за сезон, и, в 6-й – диапазон воздушных масс, на которых наблюдался данный стандарт.

Таблица 1. Список спектрофотометрических стандартов, использованных для калибровки звездного теста

N	BS	V_m	Сп.тип	Кол-во	Возд.М
1	483	4.95	G2V	30	1.0–1.3
2	9048	6.21	B9V	30	1.3–2.6
3	142	5.20	F8V	9	1.5–2.7
4	8988	4.49	B9.5V	8	2.0–2.1
5	8520	5.01	B2V	5	1.2
6	8781	2.49	B9V	4	1.2–1.5
7	7950	3.77	A1V	1	1.7
8	8264	4.69	A7V	1	1.7

Таблица 2. Коэффициенты пропускания секторной диафрагмой телескопа MTM-500

N	K	m
1	0,4200	0,942
2	0,3536	1,129
3	0,2926	1,334
4	0,2444	1,530
5	0,2034	1,729
6	0,1697	1,926
7	0,1418	2,121
8	0,1188	2,313
9	0,0965	2,538
10	0,0803	2,738

Блеск ярких звезд ослаблялся с помощью секторной диафрагмы, устанавливаемой на телескоп. Размеры секторов изменяются специальной рукояткой, имеющей девять фиксированных положений. Значения коэффициентов ослабления света для каждого положения рукоятки были вычислены, их значения приведены в таблице 2. В 1-м столбце указан порядковый номер фиксированного положения рукоятки, во 2-м – коэффициент пропускания, в 3-м – звездная величина, на которую ослабляется поток света. Самый яркий стандарт BS 8781 наблюдался одновременно и с диафрагмой и с набором серых светофильтров (НС-10, НС-8, БС-7, БС-8), спектральное пропускание которого было рассчитано.

Спектрофотометрические стандарты наблюдались в течение ночи с интервалом 1.2 часа. Делалось, как правило, по 3 записи спектра при одном наведении на стандарт. В каждой записи усреднялись данные от 300 телевизионных считываний длительностью 0.09 с, что определяло время экспозиции 27 с. Погрешность относительных измерений интенсивностей рассчитывалась по паре записей спектров методом оценки точности по разностям двойных равноточных наблюдений (Большаков, 1965). В среднем в диапазоне длин волн 4500 – 6500 Å она составляла около 1%. Всего за 20 ночей было получено 88 записей спектров стандартных звезд.

Монохроматическую освещенность фотокатода звездой во время наблюдений можно представить в виде: $E_\lambda \times I_\lambda$, где E_λ – нормировочный коэффициент перехода из шкалы относительных интенсивностей при выбранном токе проектора (j_0) в шкалу абсолютных энергетических освещенностей. I_λ – относительная интенсивность на длине волны λ , рассчитанная по формуле 1.

$$I_\lambda = \frac{i_\lambda}{I_t} \times q \times \left(\frac{j}{j_0} \right)^K, \quad (1)$$

где i_λ – отсчет в спектре стандарта на длине волны λ , I_t – среднее из отсчетов максимальных интенсивностей контуров звездного теста, регистрируемого вместе со стандартом, q – коэффициент ослабления света диафрагмой, j – ток проектора звездного теста во время записи спектра (в микроамперах), j_0 – выбранное значение тока проектора, определяющее нульпункт шкалы относительных интенсивностей, K – величина показателя степени отношения тока светодиодов.

С другой стороны, монохроматическая освещенность, создаваемая звездой на фотокатоде, может быть представлена в виде: $E_\lambda \times p_\lambda^X \times P_\lambda$, где E_λ – спектральная плотность энергетической освещенности, создаваемой звездой-стандартом на границе земной атмосферы, p_λ – коэффициент прозрачности земной атмосферой на длине волны λ , X – воздушная масса, P_λ – кривая реакция светоприемной аппаратуры. Таким образом, получаем:

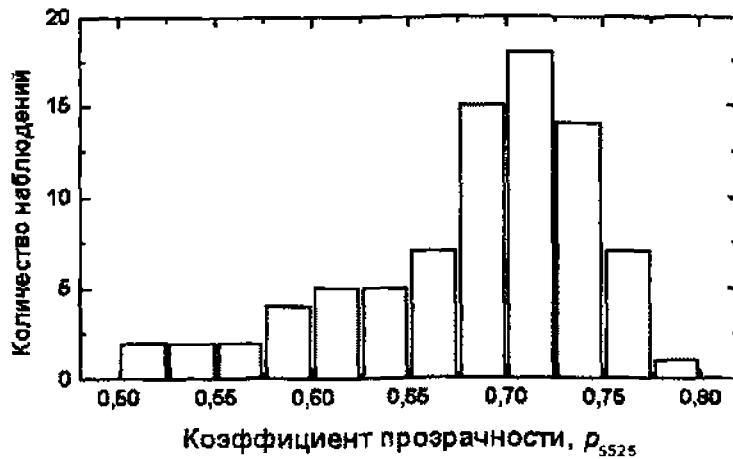


Рис. 2. Гистограмма для коэффициентов прозрачности земной атмосферы на длине волны 5525 Å, построенная по 82 спектрам стандартов, наблюдавшихся осенью 2000 г. Величина одного разряда – 0.025

$$E_t \times I_\lambda = E_\lambda \times p_\lambda^X \times P_\lambda. \quad (2)$$

Неизвестными величинами являются E_t и p_λ . Аналогичные уравнения были составлены для каждого наблюдения спектра стандарта. Для решения полученной системы 88 уравнений с 89 неизвестными использована дополнительная информация о спектральной прозрачности земной атмосферы в КраО (Бурнашов, 1977; Бурнашов и др., 1991). В.И. Бурнашов любезно предоставил нам для расчетов полученные им средние данные (Бурнашов 1999).

Найденное среднее значение E_t составило 1.99×10^{-15} эрг/(с×см²×Å). Среднеквадратическое отклонение не превышает 1.0%.

Полученная энергетическая калибровка теста была использована для нахождения хода коэффициента прозрачности атмосферы на длине волны ($\lambda=5525\text{Å}$) в течение всех ночей. Из-за неустойчивой прозрачности одна ночь (6 записей спектров) была исключена из дальнейшей обработки. Для остальных данных среднее значение коэффициента прозрачности на длине волны ($\lambda=5525\text{Å}$) составило 0.68, при $\sigma=0.01$. На рис. 2 приведено распределение коэффициентов прозрачностей. Оно не подчиняется нормальному (Гауссовскому) распределению, и его максимум приходится на значение прозрачности равное 0.71. Это показывает, что небольшое число наблюдений было получено в ночи, имевшие низкое значение коэффициента прозрачности.

Расчитанные через 500 Å средние для сезона наблюдений коэффициенты прозрачности представлены точками на рис. 3. в зависимости от длины волны в диапазоне $\lambda=3500 - 7000\text{Å}$. Сравнение их со средними данными спектральной прозрачности, полученными В.И. Бурнашовым (1999) и показанными сплошной линией, свидетельствует о правильности калибровки звездного теста.

2.5 Определение относительной спектральной чувствительности телевизионной аппаратуры по наблюдениям звезд

Наблюдения спектрофотометрического стандарта BS 483 (см. табл. 1) были использованы для определения спектральной чувствительности входного фотокатода телевизионной передающей трубки ЛИ804, установленной в телевизионной аппаратуре. Спектральный состав светового потока, падающего на фотокатод, определяется излучением наблюдаемой звезды, пропусканием земной атмосферы, оптики телескопа, линз афокального бесщелевого спектрографа, используемых белых светофильтров БС-3 и БС-12 (толщиной 2 и 6.25 мм), а также концентрацией света в полученном спектре, которая создается дифракционной решеткой.

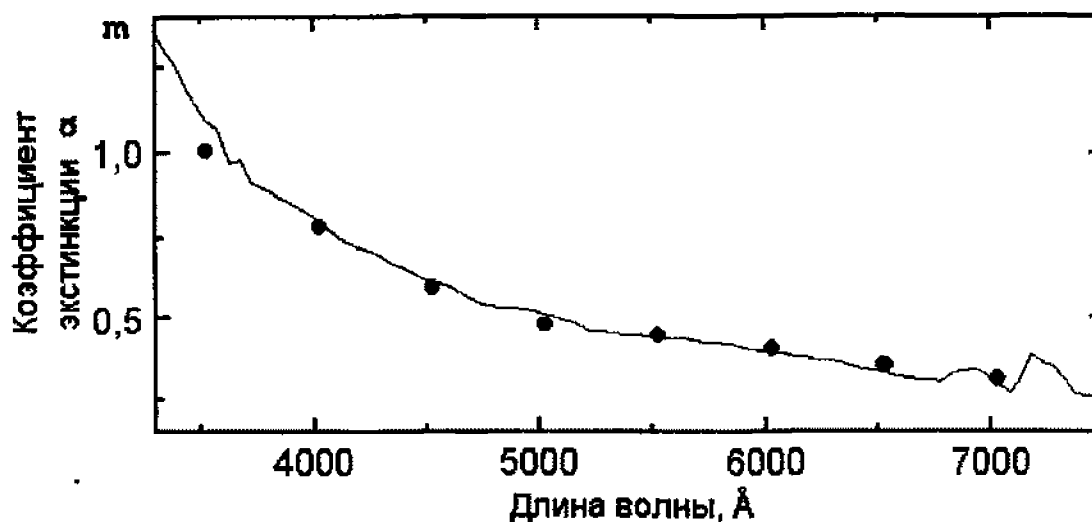


Рис. 3. Спектральная зависимость среднего коэффициента экстинкции земной атмосферы (точки), полученная по наблюдениям стандартов осенью 2000 г. в сравнении с данными В.И. Бурнашова (1999) для КраО (линия)

Из 30 имеющихся наблюдений стандарта BS 483 были выбраны 20, которые были выполнены на малых воздушных массах (1.0 – 1.1). По ним был рассчитан средний спектр, который был разделен на кривую средней прозрачности атмосферы для КраО и на относительное распределение энергии в спектре стандарта. Результат, представляющий собой нормированный спектральный отклик аппаратуры, приведен на рис. 4. Среднеквадратическая ошибка по всему спектральному диапазону составляет 0.6%. Аппроксимация данных полиномами Чебышева 12-й степени в диапазоне от 3425Å до 3925Å и 10-й степени в диапазоне от 3925Å до 7475Å используется при обработке всех спектральных наблюдений.

Учет пропускания оптики и концентрации света дифракционной решеткой позволили получить кривую спектральной чувствительности входного фотокатода. На рис. 5 кривая 1 представляет средние данные спектральной чувствительности фотокатода, предоставленные нам его разработчиками, а кривая 2 – результаты измерений спектральной чувствительности фотокатода трубки, работающей в телевизионном комплексе. Максимумы спектральной чувствительности расположены около 4300Å, чувствительность используемого фотокатода в красной области выше, чем по данным разработчиков этого фотокатода. Увеличение чувствительности было сделано в последние годы по просьбе астрономов.

3 Методика спектрофотометрических наблюдений и обработки

Для спектрофотометрических исследований астероидов применяется методика наблюдений, позволяющая вести обработку полученных записей спектров, как с помощью дифференциального метода, так и методом абсолютной спектрофотометрии. Для этого в программу наблюдений включаются как спектрофотометрические стандарты, расположенные не далее 15° от исследуемого астероида, так и стандарты, имеющие спектр солнечного типа (Бусарев, 2000). Региональные стандарты наблюдаются в течение ночи с интервалом 1.2 часа. Спектр стандарта солнечного типа записывается каждую ночь, по возможности, на минимальной воздушной массе.

Регистрация спектров ярких объектов (около 7^m) идет в непрерывном режиме считывания информации с мишени изокона (длительность телевизионного кадра 0.09 с). Экспозиции при накоплении в ЭВМ информации от 300 телевизионных считываний составляют около 30 с, точность

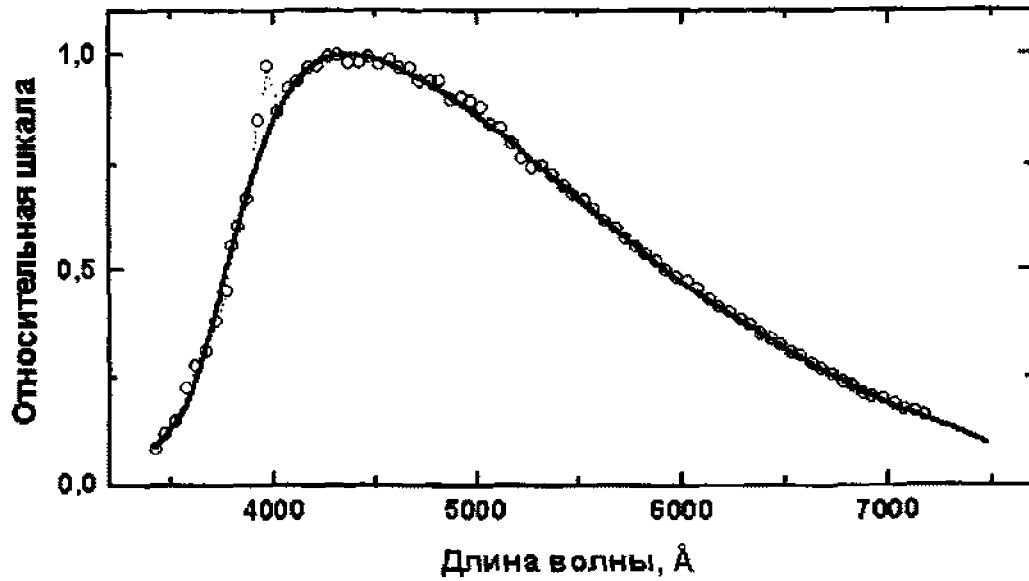


Рис. 4. Зависимость отклика аппаратуры от длины волны. Кружками показаны данные, полученные по наблюдениям стандарта BS 483; сплошная линия - аппроксимация данных полиномами Чебышева. Среднеквадратическая ошибка составляет 0.6%

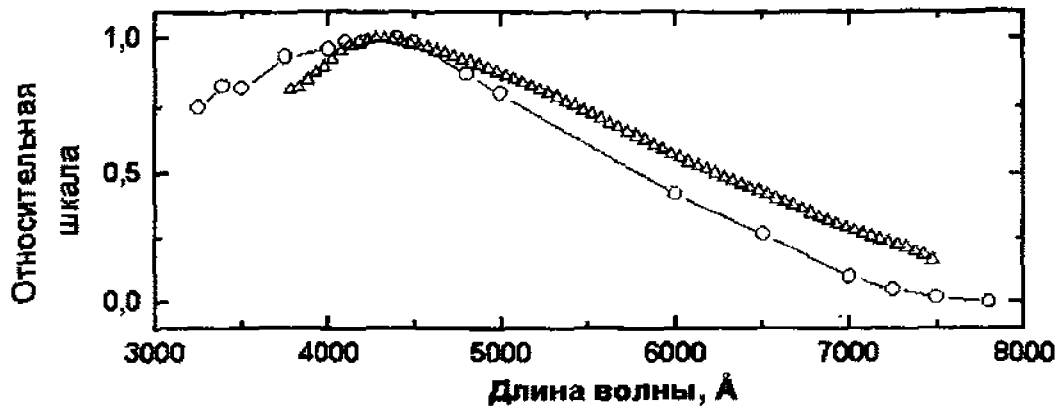


Рис. 5. Спектральные характеристики входного фотокатода телевизионной трубки ЛИ804 в относительных единицах: 1 - средние заводские данные, 2 - используемый фотокатод

относительных измерений интенсивностей достигает 1%. При наблюдениях более слабых объектов применяется накопление потенциального рельефа на мишени трубки в течение некоторого количества телевизионных кадров, число которых при рабочей температуре трубки 0°C может достигать ста. Например, при регистрации спектров астероидов, имеющих блеск около 12^m накопление на мишени производится в течение 6 с. Суммирование информации в памяти ЭВМ в течение 60 считываний определяет в этом случае длительность экспозиции 6 мин. Таким образом, при телевизионных наблюдениях используется двухступенчатое накопление информации: на мишени суперизокона и в памяти ЭВМ. Короткие экспозиции, не превосходящие 10 мин., позволяют делать подряд несколько записей спектра, как с целью контроля качества наблюдений, так и для усреднения данных и повышения их точности.

Контроль спектрального хода прозрачности земной атмосферы производится по спектрам звезд

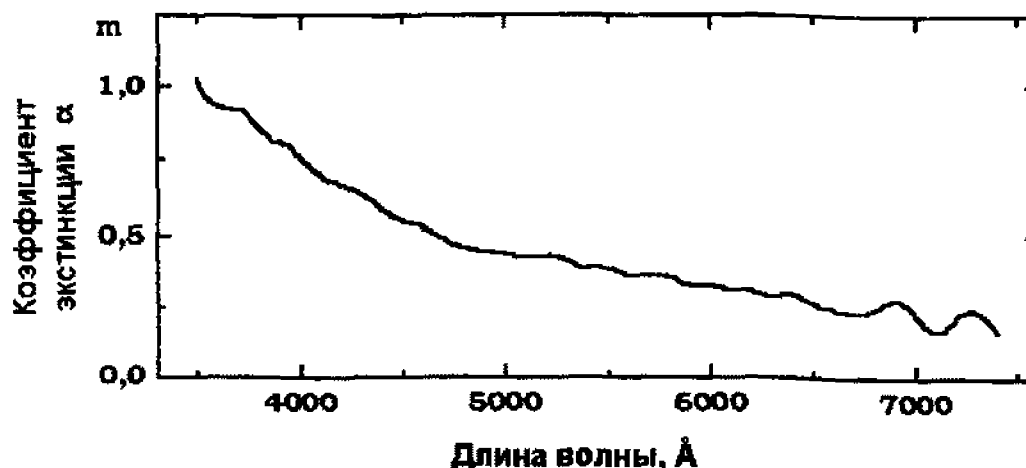


Рис. 6. Пример спектрального хода коэффициента экстинкции, определенного по наблюдениям спектрофотометрического стандарта BS 483, полученным 1 октября 2000 г. в $20^{\text{h}}58^{\text{m}}37^{\text{s}}$ UT

спектрофотометрических стандартов. По значению энергии звездного теста, имеющегося на записях всех спектров, и известному абсолютному распределению энергии в спектрах определяется кривая спектральной зависимости атмосферной экстинкции на момент наблюдений стандарта. Пример такой кривой приведен на рис. 6. Для выноса данных спектральных наблюдений астероидов за атмосферу применяется методика интерполяции таких зависимостей, полученных по стандартам, расположенным вблизи траектории астероида, на моменты наблюдений астероидов.

Калибровка по длинам волн спектров, записанных вместе с нулевым порядком, проводится по спектру планетарной туманности, у которой известны длины волн ярких эмиссионных линий. Небольшая коррекция полученной шкалы длин волн делается по линиям поглощения солнечного спектра, заметным на записях спектра. В случае наблюдений с решеткой 200 штр/мм шкала длин волн определяется по характерным линиям солнечного спектра и линиям поглощения в спектрах звезд.

4 Примеры наблюдений спектров астероидов

Разработанная методика спектрофотометрических наблюдений позволила получать точности относительных измерений до 1% на единичных записях спектров достаточно ярких ($7 - 10^{\text{m}}$) астероидов. Ниже приведены примеры записей спектров двух астероидов разного блеска, полученных со спектральным разрешением 60 Å и 40 Å. На рис. 7 приведен ряд оригинальных записей спектров астероида 21 Lutetia, полученных 5 октября 2000 г. Наблюдения были выполнены с дифракционной решеткой, имеющей 150 штр/мм. Время экспозиции для каждого спектра составляло 210 с, время накопления сигнала на мишени телевизионной трубки – 0,7 с. В памяти ЭВМ суммировалась информация от 300 телевизионных считываний. Блеск астероида согласно эфемеридам был $9^{\text{m}}6$. Точность измерений интенсивностей в спектральном интервале 4300 – 6900 Å составила 1%.

Яркий астероид 4 Vesta наблюдался с прозрачной решеткой, имеющей 200 штр/мм, что позволило в полтора раза увеличить разрешающую способность. Примеры записей спектров приведены на рис. 8. Время экспозиции составляло 27 с. Наблюдения велись в режиме непрерывного считывания информации с мишени передающей трубки (длительность считывания телевизионного кадра 0,09 с). В диапазоне длин волн 4300 – 6900 Å была получена средняя точность относительных измерений интенсивностей 0,7%. Короткие экспозиции и высокое отношение сигнала к шуму, достигающее 140, позволило поставить задачу исследований изменений в спектрах астероида, вызванных его поворотом вокруг оси вращения.

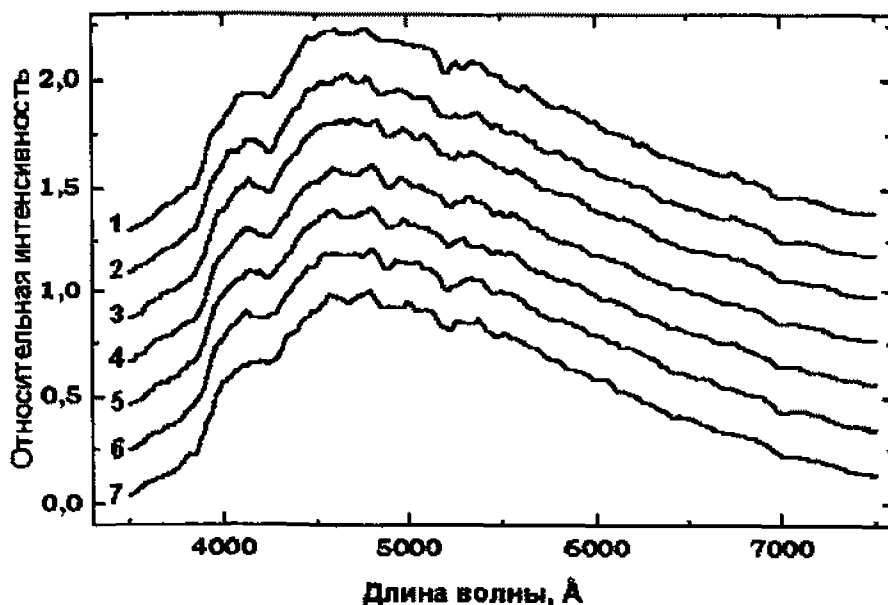


Рис. 7. Записи спектров астероида 21 Lutetia, полученных 5 октября 2000 г. Средняя воздушная масса – 1.71. $V=9^m$. Спектральное разрешение 60 Å. Моменты записи спектров по всемирному времени (UT): 1 – 22^h37^m49^s, 2 – 22^h41^m29^s, 3 – 22^h47^m30^s, 4 – 22^h51^m27^s, 5 – 22^h55^m42^s, 6 – 23^h00^m23^s, 7 – 23^h10^m32^s. Спектры нормированы и сдвинуты относительно друг друга по вертикали

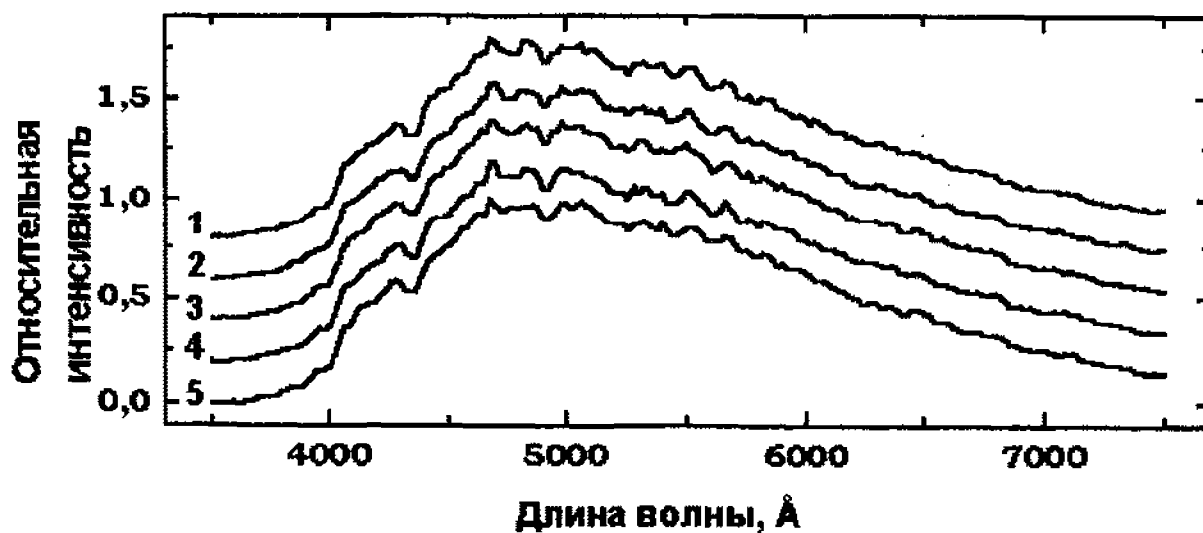


Рис. 8. Записи спектров астероида 4 Vesta, полученных 27 октября 2001. Средняя воздушная масса – 1.58. Время экспозиции 27 с. Время накопления на мишени трубки 0.09с. $V=7^m$. Спектральное разрешение 40Å. Время записи спектров по всемирному времени (UT): 1 – 00^h18^m31^s, 2 – 00^h20^m38^s, 3 – 00^h22^m02^s, 4 – 00^h23^m07^s, 5 – 00^h25^m22^s. Спектры нормированы и сдвинуты относительно друг друга по вертикали

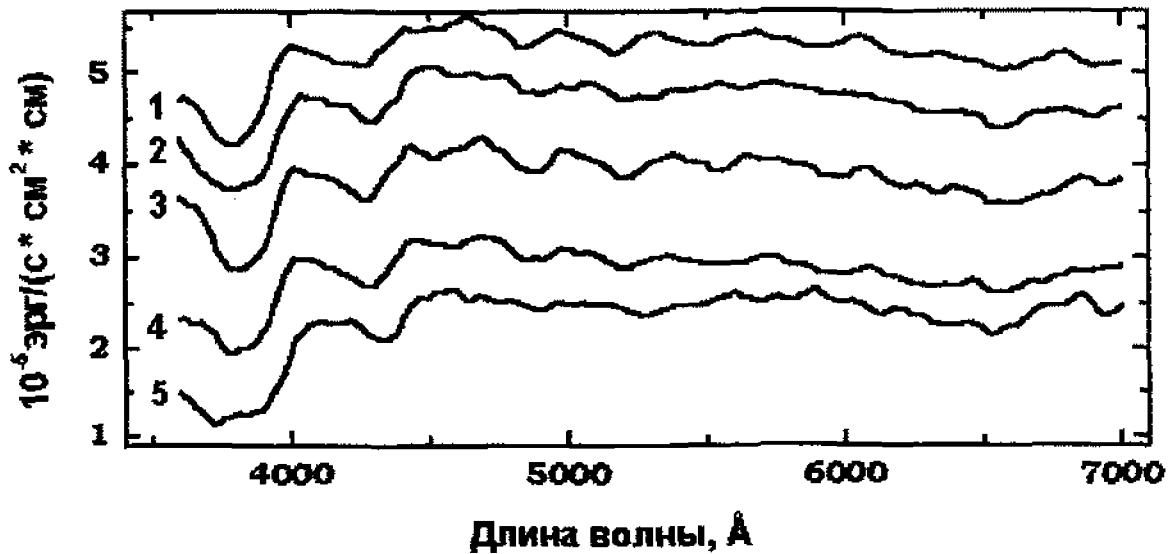


Рис. 9. Внеатмосферная спектральная освещенность, вычисленная по наблюдениям астероида 88 Thisbe, полученным 2 октября 2000 г. Спектральное разрешение 40 \AA . Величина среднеквадратической ошибки составляет 0.9%, 1.3%, 1.1%, 1.1%, 1.1% соответственно. Спектры сдвинуты относительно друг друга по вертикали

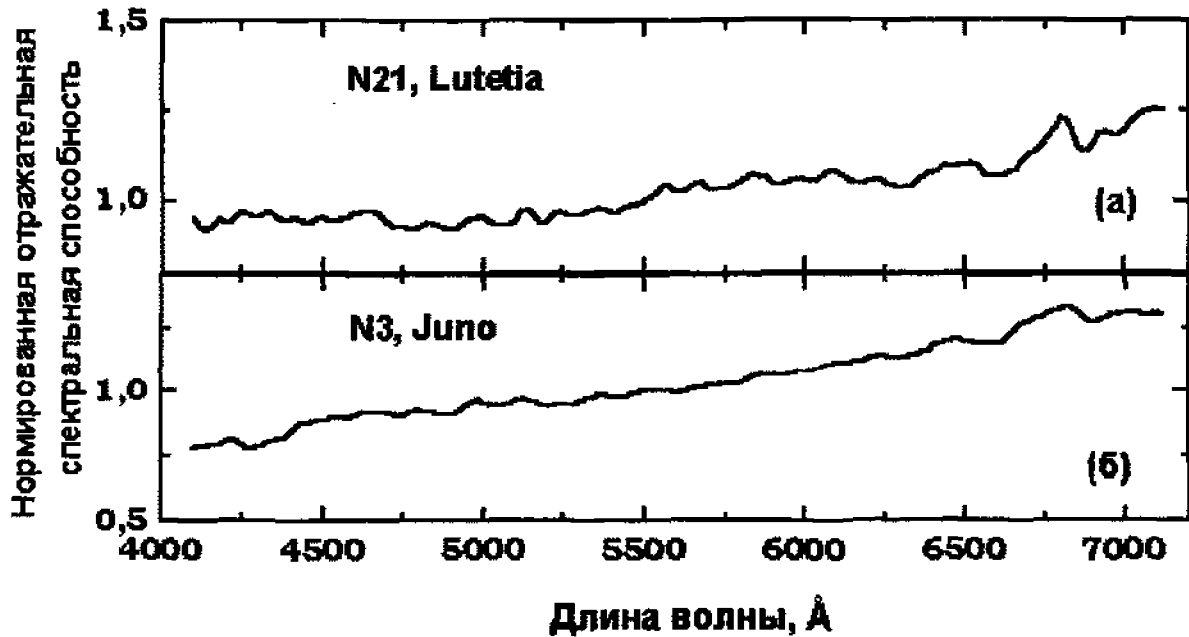


Рис. 10. Средние нормированные ($\lambda=5500 \text{ \AA}$) спектральные отражательные способности астероидов: (а) 21 Lutetia, полученные по наблюдениям 17, 19, 20 ноября и (б) 3 Juno – 31 августа, 1, 28, 29 сентября 2000 г. Спектральное разрешение 60 \AA

5 Внеатмосферная спектральная освещенность, создаваемая астероидами

Наблюдения спектров астероидов позволяют получить для них достаточно уверенные спектральные зависимости внеатмосферной освещенности в энергетических единицах. В качестве примера на рис. 9 приведены несколько таких кривых, полученных по наблюдениям спектров астероида 88 Thisbe, выполненным 2 октября 2000 г. При обработке наблюдений 4 или 5 оригинальных записей, идущих подряд, были усреднены. Полученные средние спектры имеют среднеквадратические ошибки 0.9%, 1.3%, 1.1%, 1.1%, 1.1%, соответственно. Период вращения астероида составляет 6.041 часа. Спектры, полученные в интервале времени три часа, представляют разные фазы периода вращения астероида, чем объясняется их небольшое отличие.

6 Спектральная отражательная способность астероидов

Спектральная отражательная способность поверхностей астероидов может быть получена из наших наблюдений двумя способами. Во-первых, это дифференциальный метод, применение которого требует постоянства спектральной прозрачности земной атмосферы во время наблюдений астероида и звезды стандарта. Однако исследования прозрачности в КраО показывают ее значительную неустойчивость в течение ночи (Бурнашов и др., 1991).

Во-вторых, это метод фундаментальной спектрофотометрии, которым мы, в основном и пользуемся. В этом случае для получения относительной спектральной отражательной способности астероида полученная нами для него внеатмосферная энергетическая освещенность делится на такие же данные для солнечного спектра (Макарова и др., 1998). В качестве примера на рис. 10 приведены нормированные спектральные отражательные способности для двух астероидов 21 Lutetia и 4 Juno. Рассмотрение этих спектров показывает, что особенность в области длин волн 4250 – 4300 Å, свидетельствующая о наличии гидратированных минералов, просматривается достаточно уверенно на спектре астероида 3 Juno. Спектр астероида 21 Lutetia более зашумленный, что делает отождествление этой полосы поглощения менее уверенным.

7 Заключение

Приведенные результаты усовершенствования телевизионной аппаратуры, метода абсолютной калибровки записей спектров и методики наблюдений позволили получать записи спектров звезд и астероидов, имеющих отношение сигнала к шуму около 100 при спектральном разрешении 60 Å и 40 Å. Разработка методики учета меняющейся во времени спектральной прозрачности земной атмосферы показывает перспективность исследований спектрального состава отраженного и рассеянного поверхностями астероидов солнечного излучения. Аппаратура может быть использована как для определения спектральных типов астероидов, так и для уточнения минералогического состава их поверхностей.

В течение 70 ночей наблюдений астероидов с осени 2000 г. по май 2002 г. были получены ряды спектров для 16 объектов. Общее количество записей составляет около 2500. Здесь приведены лишь несколько примеров обработки имеющегося в КраО материала. Предполагается разработка единой информационной системы для создания банка данных спектральной информации. С этой целью, на основе существующего программного обеспечения в КраО разрабатывается проект международной базы данных спектральных наблюдений астероидов с целью дальнейшего комплексного изучения их физических свойств (Бочков, 2002).

Литература

Абраменко А.Н., Александрин Ю.С., Якушин В.Н., Прокофьева В.В. // Изв. Крымск. Астрофиз. Обсерв. 1982а. Т. 66. С. 218.

- Абраменко А.Н., Александрин Ю.С., Прокофьева В.В., Якушин В.Н. (Abramenko A.N., Alexandrin Yu.S., Prokof'eva V.V., Yakushin V.N.) // Instrumentation for Astronomy with large opt. Tel. Coll. N 67 IAU. 19826. P. 175.
- Абраменко А.Н., Агапов Е.С., Анисимов В.Ф., Прокофьева В.В., Синенко С.М. // Телевизионная астрономия. II изд. переработанное и дополненное. Ред. В.Б. Никонов. М.: Наука. 1984а. 272 с.
- Абраменко А.Н., Медведев В. Г., Павленко Е.П., Прокофьева В.В. // Новая техника в астрономии. 1984б. С. 54.
- Абраменко А.Н., Павленко Е.П., Прокофьева В.В. // Фотометрические и поляриметрические исследования небесных тел. Сб. научных трудов. 1985. Киев. Наукова думка. С. 184.
- Абраменко А.Н., Прокофьева В.В., Бондарь Н.И., Майер В.А., Павленко Е.П., Шарипова Л.М. // Изв. Крымск. Астрофиз. Обсер. 1988. Т. 78. С.182.
- Абраменко А.Н., Майер В.А., Прокофьева В.В., Шарипова Л.М. // Оптико-механ. промышленность 1991а. N 2. С. 10.
- Абраменко А.Н., Богачова Л.Г., Верхошенин А.Е., Осьминкина К.И., Павленко Е.П., Прокофьева В.В., Шарипова Л.М. // Оптико-механ. промышленность. 1991б. N 7. С. 76.
- Большаков В.Д. // Теория ошибок наблюдений с основами теории вероятностей. Москва. Изд.1965. 183. С.
- Бочков В.В. (Bochkov V.V.) // JENAM2000. Abstracts. 2000а. P. 225.
- Бочков В.В. (Bochkov V.V.) // Baltic Astronomy. 2000б. V. 9. N4. P. 642.
- Бочков В.В. (Bochkov V.V.) // Proc. SPIE. 2000в. V. 4009. P. 386.
- Бочков В.В., Абраменко А.Н., Прокофьева В.В. (Bochkov V. V., Abramenko A. N., Prokof'eva V. V.) // Astronomische Gesellschaft. Abstract Series. 2001. V. 18. abstract P241.
- Бочков В.В., Бусарев В.В. // Тезисы докладов научной конференции "Международное сотрудничество в области астрономии: состояние и перспективы". Москва. 2002. С.9.
- Бурнашов В.И. // Изв. Крымск. Астрофиз. Обсер. 1977. Т. 57. С.57.
- Бурнашов В.И., Бурнашова Б.А., Меркулова Н.И., Метяк Л.П. // Изв. Крымск. Астрофиз. Обсер. 1991. Т. 83. С.156.
- Бурнашов В.И. 1999. Частное сообщение.
- Бусарев В.В. (Busarev V.V.) // Lunar and Planet. Sci. Conf. XXXI. 2000а. Abstr. N 1428.
- Бусарев В.В. // Астрон. вестник. 2002. Т. 36. N 1. С. 39.
- Бусарев В. В. // JENAM-2000. Присоединенный симпозиум "Спектрофотометрические и фотометрические каталоги. Звезды - стандарты и аналоги Солнца". Труды. С.- Петербург. 2000б. С. 128.
- Волошина И.Б., Глушнев И.Н., Дорошенко В.Т., Колотилов Е.А., Моссаковская Л.В., Овчинников С.Л., Фегисова Т.С. // Спектрофотометрия ярких звезд: Справочник. М.: Наука, 1982
- Лупинко Д.Ф. // Вестник астрономической школы. Т. 1. N 2. С. 63.
- Макарова Е.А., Харитонов А.В., Казачевская Т.В., Рощина Е.М., Сарычев А.П. (Makarova E.A., Kharitonov A.V., Kazachevskaya T. V., Roshchina E.M., Sarychev A. P.) // Baltic Astronomy. 1998. V. 7. P. 467.
- Проник В.И., Шарипова Л.М. Афокальный дифракционный спектрограф прямого зрения. // Авторское свидетельство N1822932. 12 окт. 1992 г.
- Прокофьева В.В., Бочков В.В., Павленко Е.П. // Изв. Крымск. Астрофиз. Обсерв. 1993. Т. 88. С.109.
- Прокофьева В.В., Абраменко А.Н., Охмат Н.Н., Шарипова Л.М. (Prokof'eva V.V., Abramenko A.N., Okhmat N.N., Sharipova L.M.) // Odessa Astron. Publication. 1996. V. 9. P. 117.
- Прокофьева В.В., Шарипова Л.М. // Астрофизика. 1996. Т. 39. Вып. 1Б. С. 101.
- Прокофьева В.В., Шарипова Л.М. // Кинематика и физика небесных тел. 1997. Т. 13. N 3. С. 82.
- Прокофьева В.В., Абраменко А.Н., Бочков В.В. (Prokof'eva V.V., Abramenko A.N., Bochkov V.V.) // Proc. 2000 SPIE. 2000. V. 4008. P. 866.
- Ривкин и др. (Rivkin A.S., Howell E.S., Lebofsky L. A. et al.). // Icarus. 2000. V. 145. P. 351.
- Харитонов А.В., Терешенко В.М., Князева Л.Н. // Спектрофотометрический каталог звезд: Справочник, Алма-Ата. Наука. 1988.

УДК 520.056

Новая система управления РТ-22

Н.С. Нестеров, П.С. Никитин

Крымская астрофизическая обсерватория, 98409, Крым, Научный, Украина

Поступила в редакцию 26 апреля 2002 г.

Аннотация. Спроектирована, изготовлена и введена в действие новая система управления РТ-22 КраО (цифровая часть) на основе персонального компьютера IBM PC/AT и аппаратуры КАМАК. Даны сведения о аппаратной реализации системы и программном обеспечении, написанном на языке C++. Система обеспечивает наведение на заданные координаты с точностью около 15" и слежение за источником с ошибкой не больше 5".

NEW CONTROL SYSTEM FOR RT-22 CRAO, *Nesterov N.S., Nikitin P.S.* It is projected, manufactured and introduced into operation new operation system (digital part) on the base of personal computer IBM PC/AT and CAMAC. Information about the apparatus and programme realization, written on the language C++ is given. System provides the pointing of antenna to given position with accuracy about 15" and the following the source with accuracy better then 5".

Ключевые слова: радиотелескоп, система управления

1 Введение

Введенный в строй в 1966 году 22-х метровый радиотелескоп Крымской астрофизической обсерватории – РТ-22 (Иванов и др., 1968) до сегодняшнего дня остается одним из крупнейших радиотелескопов мира миллиметрового диапазона волн (вплоть до 2 мм.). Система управления РТ-22 первоначально была выполнена на основе специализированной электронно-цифровой управляющей машины (ЭЦУМ) и вполне удовлетворяла требованиям того времени. Автоматизация проводимых на РТ-22 астрономических наблюдений, включение его в глобальную сеть РСДБ, а также моральное и физическое старение аппаратуры потребовали модернизации существовавшей системы управления. Поэтому была разработана, изготовлена и введена в строй новая система управления РТ-22 на основе микро ЭВМ "Электроника-60". Эта система эксплуатировалась в течение ряда лет и показала правильность выбранной реализации системы управления антенной. С целью дальнейшего увеличения надежности работы системы управления и удобства ее эксплуатации в 1990 – 1994 годах была спроектирована, изготовлена и введена в эксплуатацию новая система управления на основе IBM PC-AT и аппаратных средств системы КАМАК.

2 Основные технические требования к системе управления РТ-22

1. Система должна обеспечивать автоматическое наведение радиотелескопа РТ-22 КраО на объект наблюдения по азимуту A и углу места H при работе от ЭВМ или полуавтоматическое

наведение от соответствующих приборов управления.

2. Система должна обеспечить наведение РТ-22 при работе в следующих режимах:

- наблюдения пассажным методом, при котором координаты А и Н фиксированы;
- непрерывное слежение за объектом исследования;
- наблюдения методом сканирования;
- быстрая переустановка телескопа при управлении от ЭВМ и от приборов полуавтоматического сопровождения.

3. Исходными данными для наведения РТ-22 при автоматических наблюдениях пассажным методом должны являться сигналы рассогласования по А и Н, поступающие от ЭВМ.

4. Исходными данными от ЭВМ для наведения РТ при автоматическом слежении за объектами и при сканировании должны являться сигналы углового рассогласования по А и Н и сигналы, пропорциональные скоростям изменения углов А и Н (сигналы задающих скоростей dA/dt и dH/dt).

5. При управлении от ЭВМ сигналы углового рассогласования и задающих скоростей поступают на следящие приводы с соответствующих цифро-аналоговых преобразователей (ЦАП). Каждый ЦАП (всего 4) обслуживает один канал управления (А, dA/dt , Н, dH/dt).

6. Сигналы углового рассогласования должны иметь параметры:

- частота смены информации - > 2 Гц;
- цена единицы младшего разряда - 5 угл. сек.;
- линейность - не менее ± 128 единиц младшего разряда;
- род тока - постоянный;
- линия связи - двухпроводная, один провод заземлен;
- сопротивление нагрузки - не менее 2 кОм.

Между моментами смены информации сигнал углового рассогласования на выходе ЦАП должен сохранять постоянное значение. Если расчетное значение сигнала углового рассогласования превышает величину линейной зоны ЦАП, то сигнал ЦАП должен сохранять постоянное значение, соответствующее максимальному сигналу линейной зоны.

7. Сигналы задающей скорости, поступающие от ЭВМ при слежении и сканировании, должны иметь параметры:

- частота смены информации > 2 Гц;
- цена единицы младшего разряда, угл.сек./период $75/1024$;
- линейность, ед. мл. разряда, не менее ± 1024 ;
- суммарная ошибка ЦАП не должна превышать, мВ ± 5 ;
- род тока постоянный;
- линия связи двухпроводная, один провод заземлен;
- сопротивление нагрузки > 2 кОм.

Между моментами смены информации сигнал задающей скорости должен сохранять постоянное значение.

Если расчетное значение задающей скорости по А и Н превышает 150 угл.сек/сек, то сигнал ЦАП должен сохранять постоянное значение, соответствующее максимальному сигналу в линейной зоне.

8. При автоматическом управлении от ЭВМ в режимах сканирования и слежения скорости не должны превышать 150 угл.сек/сек по А и Н. Ускорения по А и Н не должны превышать 0.05 угл.сек/сек² при слежении и 3 угл.сек/сек² при сканировании в установившемся режиме.

9. При автоматическом управлении от ЭВМ в режиме пассажных наблюдений ошибка системы сопровождения, замеренная на выходе углового ЦАП, не должна превышать единицы младшего разряда ЦАП при отсутствии внешних возмущений (ветер, неуравновешенность антенны и т. д.).

Действие внешних возмущений может вызвать увеличение ошибки на величину люфта редуктора между исполнительным двигателем и антенной радиотелескопа.

10. При автоматическом управлении от ЭВМ в режиме непрерывного слежения ошибка системы сопровождения, замеренная на выходе углового ЦАП, не должна превышать единицы младшего разряда ЦАП при отсутствии внешних возмущений; допускаются отдельные всплески ошибки до 2 единиц младшего разряда. Действие внешних возмущений может вызвать увеличение ошибки на величину люфта редуктора между исполнительным двигателем и антенной радиотелескопа.

11. Предельные угловые положения РТ для всех режимов работы:

- по азимуту $-210 - +210$ (0 - направление на юг);
- по углу места $0 - 90$.

Рабочие диапазоны углов для приводов медленного движения должны быть (градусы):

- по азимуту в автоматическом и полуавтоматическом режимах $-209 - 0 +209$;
- по углу места в автоматическом режиме $5 - 85$, в полуавтоматическом режиме $0 - 90$.

3 Расчет горизонтальных координат и скоростей

Преобразование экваториальных координат α, δ в горизонтальные A и H производится по известным формулам (Блажко, 1954):

$$\begin{aligned} \sin H &= \sin(\phi) * \sin(\Delta) + \cos(\phi) * \cos(\Delta) * \cos(t), \\ \cos H * \sin A &= \cos(\Delta) * \sin(t), \\ \cos H * \cos A &= -\cos(\phi) * \sin(\Delta) + \sin(\phi) * \cos(\Delta) * \cos(t), \end{aligned}$$

где $t = S - \alpha$ - часовой угол, S - местное звездное время, ϕ - широта астропункта РТ-22 ($\phi = 44^{\circ}23'21''$).

Скорости считаются по формулам (Блажко, 1954):

$$\begin{aligned} \delta A / \delta t &= 15'' * (\sin(\phi) + \cos(\phi) * \operatorname{tg} H * \cos A), \\ \delta h / \delta t &= -15'' * \cos(\phi) * \sin A. \end{aligned}$$

4 Расчет рефракции и систематических ошибок наведения

4.1 Расчет рефракции

Угол рефракции R с точностью лучше $1''$ для высот > 10 град. можно считать по формуле (Нестеров, 1985):

$R = R_0 * \operatorname{ctg} H [1 - (0.002058 - 0.000016216 * R_0)(1 + \operatorname{ctg} H * \operatorname{ctg} H)]$ угл. сек., где коэффициент рефракции R_0 получается из соотношения (Колосов, Шабельников, 1976):

$$R_0 = (77.6/T)(P + 4810 * e/T) * 0.2052648 \text{ (угл. сек.)}$$

Здесь P - полное давление воздуха (миллибары = мб), e - парциальное давление водяного пара (мб), T - температура воздуха (К). Связь между мб и мм ртутного столба: $1 \text{ мб} = 1 \text{ мм рт. ст.} / 0.75$.

4.2 Расчет систематических ошибок наведения

У каждого радиотелескопа возникают систематические ошибки наведения (СОН) вследствие 1) ошибок координат астропункта и наклона вертикальной оси инструмента по отношению к вертикали; неперпендикулярность вертикальной и горизонтальных осей и т.д. СОН рассчитываются согласно выражениям (Нестеров, 1985):

$$dA = A1 * \operatorname{tg} H * \cos A + A2 * \operatorname{tg} H * \sin A + A3 * \operatorname{tg} H + A4 + A5 / \cos H + A6 * \cos A + A7 * \sin A + A8 * \sin 2A + A9 * \cos 2A,$$

$$dH = H1 * \sin A + H2 * \cos A + H3 * \sin H + H4 * \cos H + H5,$$

где $A1 - A9$ и $H1 - H5$ - константы, находящиеся в отдельном файле. После расчета рефракции и СОН установочные азимут A_u и высота H_u определяются из соотношений:

$$A_u = A_p + dA; H_u = H_p + dH + R.$$

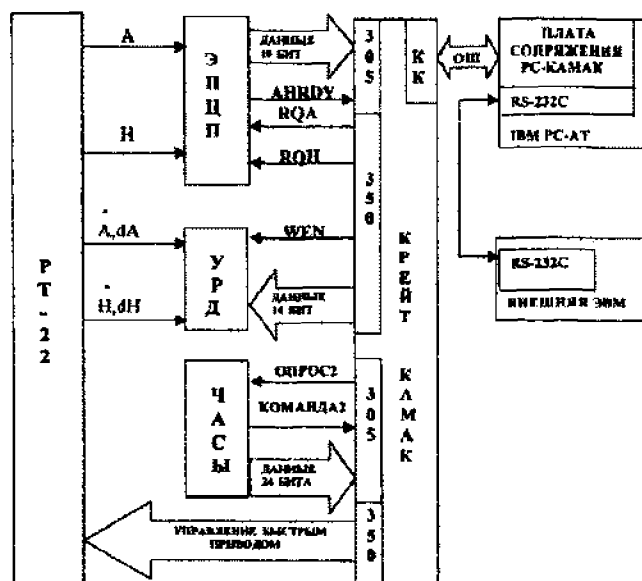


Рис. 1.

5 Техническая реализация

Аппаратная часть разрабатывалась с учетом максимального удовлетворения выше изложенным техническим требованиям к системе управления РТ-22. Блок-схема аппаратной части системы управления приведена на рисунке 1.

Все основные функции управления антенной по заданной программе выполняет IBM PC/AT. Для ввода/вывода информационных и управляющих сигналов используются установленные в кейт КАМАК двухканальные модули ввода/вывода дискретных сигналов типа 305 (ввод), 350 (вывод) и контроллер кейта. Связь контроллера с ЭВМ осуществляется через установленную в слот расширения IBM PC плату сопряжения интерфейсов AT/BUS-ОШ. Для обмена информационными и управляющими командами между ЭВМ системы управления и внешней ЭВМ используется последовательный интерфейс типа RS-232C. Аналоговый сигнал с датчиков положения по азимуту и углу места поступает на электронный положение-цифра преобразователь (ЭПЦП). При получении сигнала запроса азимута (RQA) или угла места (RQH), проходящих с модуля 350, ЭПЦП преобразует сигнал соответствующего датчика в 18-разрядный двоичный код и стробом ANRDY записывает его в модуль 305.

Для управления медленными приводами антенны используется устройство распределения данных (УРД). Физически УРД состоит из 3-х узлов: приемопередатчик цифровых кодов; оптоволоконная линия; приемник цифровых кодов с дешифратором адреса и 4-мя ЦАП. Двоичные коды сигналов управления медленными приводами антенны по азимуту и углу места поступают на передатчик УРД в виде 14-разрядного кода (12 бит – код сигнала, 2 бита – код канала) вместе со стробирующим сигналом WEN из модуля 350. Из передатчика цифровые коды по оптоволоконной линии поступают на приемник УРД. В приемнике 12-разрядный цифровой код записывается в регистр памяти ЦАП, определяемый 2-битным кодом канала. Из ЦАП приемника УРД аналоговые сигналы управления (dA, dH – по положению; vA, vH – по скорости) поступают на соответствующие блоки управления приводами антенны. Второй канал модуля 350 используется для выдачи сигналов управления быстрым приводом и индикаторами состояния приводов. По сигналу запроса точного времени (опрос 2) от модуля 305, 24-битный двоично-десятичный код времени, поступающий с эталонных часов, сигналом готовности кода (команда 2) записывается в регистр модуля 305. В

качестве эталонных часов используется синхрометр Ч7-15. Внутренний кварцевый тактовый генератор синхрометра термостабилизирован и обеспечивает достаточную для наведения точность хода часов. Стабильность частоты генератора 0.01 мкс.

6 Программное обеспечение

Программное обеспечение написано, скомпилировано и скомпоновано с использованием инструментальной среды для объектно-ориентированного программирования BORLAND C++ v.3.0 и работоспособно на машинах типа IBM PC AT-286/386/486 стандартной конфигурации с дисплейным адаптером типа EGA/VGA.

Разработанная программа (RT22SYS.EXE) обеспечивает управление РТ-22 при проведении радиоастрономических наблюдений, а также при проведении профилактических и регулировочных работ на РТ-22. Структурно программа состоит из отдельных, полностью или частично независимых функций и классов, обеспечивающих необходимые математические вычисления, операции управления аппаратурой радиотелескопа, визуализацию положения антенны и текущего режима работы, а также интерфейс с пользователем (и другой ЭВМ).

Укрупненный алгоритм работы программы приведен на рисунке 2. После запуска программы выполняется этап инициализации:

- а) тестирование и установка в исходное состояние аппаратных средств системы управления. Если в результате тестирования обнаруживаются отклонения в работе аппаратных средств, работа программы завершается с выдачей сообщения об ошибке;
- б) запрос и ввод с клавиатуры текущей даты; в) расчет звездного времени с точностью до 1 мсек на 0 часов UT для введенной даты;
- г) перевод дисплейного адаптера в графический режим работы, разметка экрана, вывод меню команд программь;
- д) установка режима работы последовательного порта RS-232;
- е) инициализация рабочих переменных и установка исходного режима работы (наведение по фиксированному азимуту и углу места, ввод и обработка команд с клавиатуры). В качестве исходных берутся текущие координаты РТ-22;
- ж) переход в цикл управления.

В цикле управления программа работает в режимах OFF LINE либо ON LINE и выполняет 3 основные функции:

1. управление положением и скоростью движения антенны;
2. анализ и обработка команд поступивших с линии от внешней ЭВМ;
3. анализ и обработка команд введенных с клавиатуры.

ЗАПУСК ПРОГРАММЫ

Инициализация и тестирование аппаратных средств РТ-22.

Выход при ошибке тестирования

Ввод текущей даты и расчет звездного времени на 0 ч. UT

Инициализация графического режима.

Вывод меню, разметка осей и пр.

Инициализация RS-232

Установка исходного режима:

Star.A = RT.A Star.H = RT.H

Режим: OFF LINE

Наведение: фиксированные A, H

Отработка операций по наведению РТ-22

Обработка команды с линии

Обработка команды с клавиатуры

Управление положением антенны состоит из следующих операций:

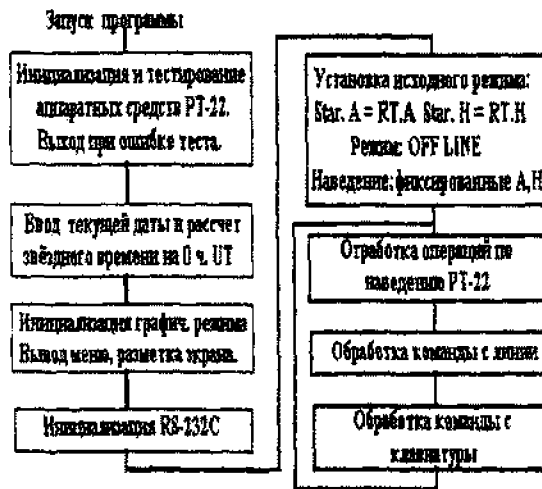


Рис. 2 Укрупненный алгоритм работы программы RT22SYS.EXE

- опрос часов и расчет текущего звездного времени;
- опрос датчиков положения телескопа;
- расчет текущих координат заданной точки наведения антенны с учетом рефракции, инструментальных поправок, заданных смещений по координатам и ограничителей положения антенны по углу места;
- вычисление величины отклонения текущих координат антенны от расчетных координат точки наведения;
- в соответствии с величиной отклонения координат расчет и выдача кодов управления медленными приводами антенны и сигналов включения соответствующего быстрого привода, если отклонение превышает 1.5 градуса;
- вывод на экран дисплея оперативной информации о текущих координатах антенны и заданных расчетных координатах для наведения.

Информацию, выводимую на экран дисплея, можно разделить на два вида: графическую, состоящую из графических примитивов (линия, точка и т.п.) и символьную, состоящую из алфавитно-цифровых символов. В графическом виде выводятся:

- оси координат (азимут и угол места);
- текущее положение антенны (окружность);
- текущее положение источника (точка);
- область закрытия горизонта горами (выделена цветом).

В символьном виде выводятся:

- текущие азимут и угол места РТ-22;
- текущие азимут и угол места источника, или разность координат источника и антенны;
- текущий режим работы (ON или OFF LINE);
- используемые для наведения координаты: фиксированные координаты А и Н; экваториальные координаты Alfa, Delta;
- рабочее меню команд программы.

В режиме ON LINE управление осуществляется командами, поступающими по последовательному каналу RS-232C. Программа может выполнить следующие 11 команд:

- перейти в режим наведения по прямому восхождению и склонению и навестись в точку с заданными координатами;

2. перейти в режим наведения по фиксированному азимуту и углу места и навестись в точку с заданными координатами;
3. ввести смещения координат по альфа и дельта;
4. ввести смещения координат по азимуту и углу места;
5. дать разность между положением антенны и заданной точки;
6. дать текущие значения координат антенны;
7. дать текущие значения координат заданной точки;
8. дать текущее значение времени, года и дня года;
9. дать текущие значения смещений по альфа и дельта;
10. дать текущие значения смещений по азимуту и углу места;
11. комбинированная информация включающая 5, 7, 8, 10;

Все команды, вводимые с клавиатуры, кроме кнопки 'ESC', игнорируются. Нажатие кнопки 'ESC' выключает режим ON LINE.

В режиме OFF LINE управление антенной осуществляется командами вводимыми с клавиатуры. Вызов команды осуществляется нажатием функциональной клавиши указанной в меню команд. В этом режиме команды от внешней ЭВМ принимаются, но обрабатываются только информационные команды. Команды управления игнорируются, но в ответ передается статусный байт с установленным битом режима OFF LINE. С помощью функциональных клавиш F1 – F10 можно задать одну из 10 команд:

- F1 – выводится на экран справочная информация о работе с программой и ее командах;
- F2 – включает режим ON LINE;
- F3 – ввод поправок по прямому восхождению и склонению;
- F4 – смена типа индикации координат заданной точки: азимут, угол места/разность между координатами точки и антенны;
- F5 – перейти в режим наведения по прямому восхождению и склонению и ввести соответствующие координаты для наведения;
- F6 – перейти в режим сканирования;
- F7 – перейти в режим наведения по фиксированному азимуту и углу места и ввести координаты для наведения;
- F8 – ввести погодные условия;
- F9 – изменить рабочие константы управления медленными приводами (используется при настройке системы и в меню команд не отображается);
- F10 – завершить работу программы и выйти в ДОС;

7 Заключение

Описанная система управления введена в эксплуатацию в 1994 г. и используется во всех наблюдениях проводимых на РТ-22. Как показали результаты измерений, точность наведения на заданные координаты составляет 10 – 15 угловых секунд и определяется в основном систематическими ошибками наведения вследствие деформации конструкций РТ-22; точность сопровождения лучше 5 угловых секунд при отсутствии внешних возмущений. Проводимые на РТ-22 наблюдения по международным программам РСДБ, активных ядер галактик и Солнца показали высокие надежность и эффективность работы новой системы управления.

Литература

- Блажко С.Н. // Курс сферической астрономии. М. Из-во технико-теоретической литературы. 1954.
 Ивалов В.Н., Моисеев И.Г., Мокин Ю.Г. // Изв.Крымск.Астрофиз.Обсерв. 1968. Т. 38. С. 141.
 Колосов М.А., Шабельников А.В. // Рефракция электромагнитных волн в атмосферах Земли, Венеры и Марса. М. Советское радио. 1976.
 Нестеров Н.С. // Изв.Крымск.Астрофиз.Обсерв. 1985. Т. 73 С. 189.

УДК 524.5

Спектрально-поляриметрический приемник для автоматизированных наблюдений мазерных источников в линии водяного пара на волне 1.35 см

А.Е. Вольвач, И.Д. Стрепка, Н.С. Нестеров, П.С. Никитин

Крымская астрофизическая обсерватория, 98409, Крым, Научный, Украина

Поступила в редакцию 20 мая 2002 г.

Аннотация. Разработан и введен в действие приемник с частотным разрешением 15 кГц на базе ПК-МАРК2-КАМАК для спектрально-поляриметрических наблюдений мазерных источников в линии водяного пара как в режиме одиночного радиотелескопа, так и методом РСДБ. В режиме одиночной антенны проведены спектральные наблюдения источника мазерного излучения Орион KL. Измеренные антенные температуры в линиях соответствуют спокойному состоянию объекта.

THE SPECTRAL-POLARIMETRIC RECEIVER FOR AUTOMATIC OBSERVATIONS OF MASER SOURCES IN WATER VAPOR LINE 1.35 CM, *by A.E. Volvach, I.D. Strepka, N.S. Nesterov, P.S. Nikitin.* The spectral-polarimetric receiver for automatic observations of maser sources in water vapor line on PC-MARK2-KAMAK base for single dish and VLBI observations was introduced into operation on 22-m radio telescope CRAO. The spectrum of Orion KL has been measured in single-dish mode. The source was at stage of low activity.

Ключевые слова: мазеры, спектр, приемное устройство

1 Введение

В газопылевых комплексах протекают активные процессы звездообразования. Эти процессы сопровождаются мощным мазерным излучением в линиях водяного пара. Как правило, излучение в линиях водяного пара частично линейно поляризовано. Уровень поляризации в отдельных линиях может достигать $P=10 - 20\%$ (Рейд, Моран, 1981). Обычно в каждом из комплексов находится несколько активных зон, размеры которых составляют порядка 10^3 а.е. (Гензел и др., 1978). В этих зонах сосредоточены компактные источники мазерного излучения.

Для изучения процессов, происходящих в области зарождения линий, требуются систематические наблюдения вспышек излучения. Основными требованиями, предъявляемыми к радиотелескопам, являются высокая чувствительность, которая обеспечивается снижением шумов приемной системы, а также высокая стабильность гетеродинов.

В данной работе представлен введенный в действие приемник для спектрально-поляриметрических наблюдений мазерных источников в линии паров воды как в режиме одиночного радиотелескопа, так и в сети РСДБ. Приведены также результаты спектральных измерений источника Орион KL в линиях водяного пара вблизи компоненты с лучевой скоростью около 8 км/с.

2 Аппаратура

В марте 2000 г. 22-м радиотелескоп (РТ-22) был оснащен изготовленным в КраО приемным устройством на волну 1.35 см. Особенности этого приемного устройства заключаются в том, что в нем использовались:

- неохлаждаемый малошумящий СВЧ транзисторный усилитель (МШУ), изготовленный в АТ “Миррад”;
- высокостабильный твердотельный первый гетеродин с фазовой автоподстройкой частоты, привязанной к водородному стандарту, изготовленный в ГП НИИ “Орион”;
- ряд специально изготовленных модулей для автоматического управления работой приемного устройства, регистрации данных измерений с применением персонального компьютера (ПК) и системы регистрации типа МАРК-2.

Приемное устройство с соответствующим облучателем может быть установлено как в первичном, так и во вторичном фокусе РТ-22. В том и другом случае обеспечивается оптимальное облучение антенны. На рис. 1 приведена структурная схема приемника для спектрально-поляризметрических наблюдений мазерных источников.

Приемник может принимать излучение как с круговой, так и линейной поляризацией. Основные параметры приемного устройства приведены в таблице 1.

Для поляризационных измерений используется поляризатор, работающий на основе эффекта Фарадея. Частотное разрешение может быть задано с полосой 2 МГц, 1 МГц, 500 кГц, 250 кГц, 62 кГц и 15 кГц.

Сканирование по частоте осуществляется путем изменения частоты третьего гетеродина (синтезатора) с последующей регистрацией выходного сигнала. При этом наблюдатель задает шаг и полосу приема по частоте.

Приемное устройство спроектировано для работы в автоматическом режиме практически без вмешательства оператора. На базе ПК-МАРК2-КАМАК производится управление:

- антенной;
- режимом работы приемника;
- ферритовым поляризатором;
- частотами и полосой SSB преобразователя;
- регистрацией данных.

В процессе наблюдений выполняются две основные функции: а) наведение радиотелескопа на источник; б) сопровождение источника и регистрация сигнала на ПК и на магнитные ленты. Затем ленты отсылаются в один из центров корреляции.

3 Параметры системы радиотелескоп-радиометр

Анализ параметров системы радиотелескоп-радиометр проводился с помощью системы регистрации Марк-2 и программного обеспечения, созданного в лаборатории радиоастрономии КраО. Шумовая температура системы определялась нами по источникам с известными в данном диапазоне потоками: DR 21, Vir-A, Cyg-A, Tau-A. Производился учет ширины главного лепестка диаграммы направленности и углового размера источника. Перед каждым измерением шумовой температуры системы, точность наведения на источник определялась сканированием. Затем радиотелескоп устанавливался поочередно на радиоисточник и на точку, отстоящую на угловом расстоянии $\alpha = 5 \alpha_0$, где α_0 – диаграмма направленности антенны на уровне 0.5 (источник – фон). Цифровой выходной сигнал радиометра интегрировался в течение 6 с в каждом положении радиотелескопа при помощи системы регистрации Марк-2. По полученным в двух различных положениях антенны откликам радиометра, определялась эквивалентная плотность потока системы. В зависимости от интенсивности излучения источника проводилась серия из 6 – 10 измерений, после чего рассчитывалось ее среднее значение и оценивалась среднеквадратичная ошибка измерений.

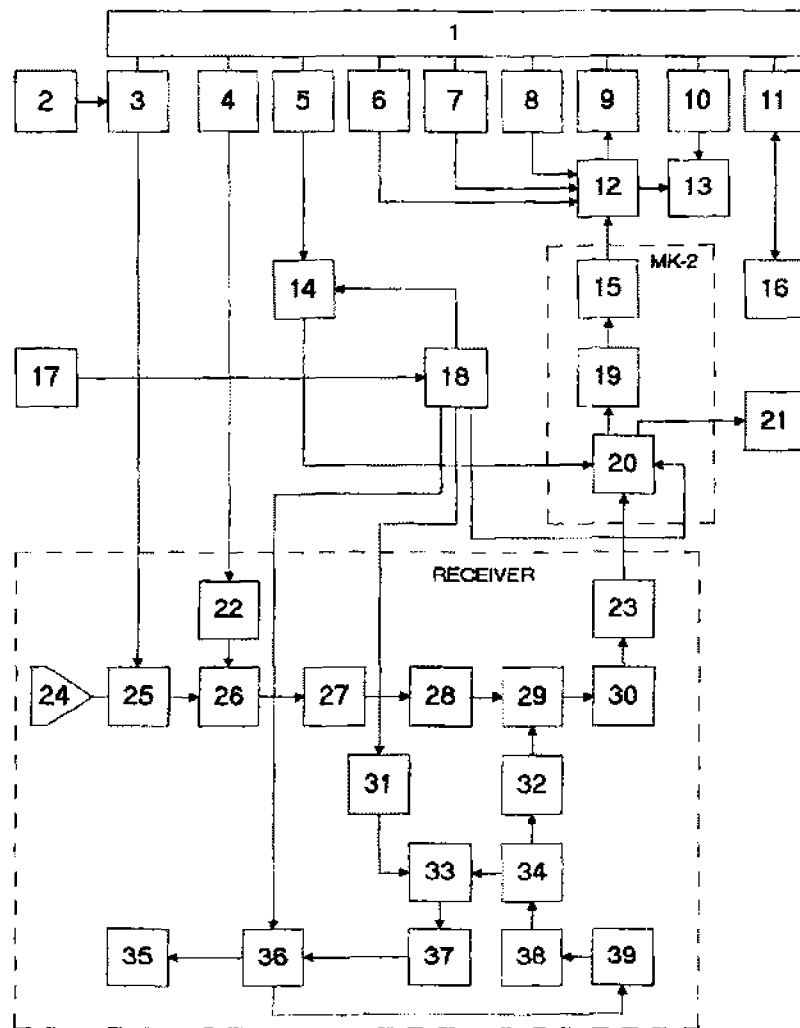


Рис. 1. Структурная схема спектрально-поляриметрического приемника 1. система КАМАК; 2. РСТ – реверсивный стабилизатор тока; 3. СУТП – схема управления током поляризатора; 4. СУГШ – схема управления генератором шума; 5. СУЧС – схема управления частотой синтезатора; 6. ЦАП – цифро-аналоговый преобразователь; 7. СУУ – схема управления усилением; 8. ИНК – источник напряжения компенсации; 9. АЦП – аналого-цифровой преобразователь; 10. СМС – схема мегок самописца 11. КК – контроллер крейта; 12. УПТ – усилитель постоянного тока; 13. КСП – координатный самопишущий прибор; 14. Ч6-31 – синтезатор частоты; 15. ПУПТ – предварительный усилитель постоянного тока; 16. ПК – персональный компьютер; 17. ВСЧ – водородный стандарт частоты; 18. ББУ – блок буферных усилителей; 19. КД – квадратичный детектор; 20. ППЧ – преобразователь промежуточной частоты; 21. ВМ – видеомагнитофон; 22. ГШ – генератор шума; 23. УПЧ – усилитель промежуточной частоты; 24. О – облучатель; 25. П – поляризатор; 26. НО – направленный ответвитель; 27. МШУ – малозумящий усилитель; 28. В – вентиль; 29. С – смеситель; 30. ПУПЧ – предварительный усилитель промежуточной частоты; 31. УЧ – умножитель частоты; 32. А – аттенюатор; 33. С – смеситель; 34. НО – направленный ответвитель; 35. КФАП – контроль фазовой автоподстройки; 36. Ч5-13 – преобразователь частоты; 37. У – усилитель; 38. В – вентиль; 39. Г – гетеродин

Таблица 1. Параметры СВЧ приемника

Диапазон принимаемых частот	22225–22245 МГц
Эквивалентная шумовая температура приемника	200 К
Коэффициент усиления входного СВЧ МШУ	28 дБ
Диапазон частот после первого преобразования	145 – 165 МГц
Коэффициент усиления УПЧ первого преобразования	20 дБ
Диапазон частот после второго преобразования	25 – 45 МГц
Коэффициент усиления УПЧ второго преобразования	15 дБ
Выходные полосы частот после третьего преобразования	2 МГц, 1 МГц, 500 кГц, 250 кГц, 62 кГц, 15 кГц
Коэффициент усиления усилителей третьего преобразования	27 дБ
Частота первого гетеродина	22080000000 ± 1 Гц
Уровень частотных шумов:	
на 1 кГц от несущей	-82 дБ/Гц
на 5 кГц от несущей	-99 дБ/Гц
на 10 кГц от несущей	-105 дБ/Гц
Частота второго гетеродина	120 МГц
Частота гетеродина SSB преобразователя	10 – 50 МГц
Фазовая автоподстройка частоты первого гетеродина, частоты второго и третьего гетеродинов привязаны к водородному стандарту частоты	5 МГц
Нестабильность частоты 5 МГц водородного стандарта не более	5×10^{-14}

Шумовая температура радиометра, приведенная ко входу малошумящего усилителя высокой частоты, составляет около 130 К. При добавлении на вход МШУ шумов от неба, антенны, поляризатора и других элементов тракта шумовая температура системы составляла около 300 К в направлении зенит. Эффективная площадь антенны равнялась 180 м². При этом определено, что размер главного лепестка диаграммы направленности антенны на уровне 0.5 составлял 170".

4 Наблюдения и результаты

Одним из сильнейших источников мазерного излучения в линии водяного пара на волне 1.35 см является туманность Ориона. В ней находится 8 активных зон, в каждой из которых сконцентрированы компактные источники мощного мазерного излучения. Размеры зон достигают 2000 а.е. (Гензел и др., 1978). Согласно Матвеевко и др. (1988) с 1979 по 1987 годы в ней происходили быстрые и внезапные возрастания интенсивности компоненты с лучевой скоростью около 8 км/с.

14 мая 2000 г. с помощью введенного в действие приемника на 22-метровом радиотелескопе КраО были проведены наблюдения Туманности Ориона. Профиль спектра (рис. 2) вблизи компоненты с лучевой скоростью около 8 км/с определялся путем изменения частоты третьего гетеродина (синтезатора), то есть смещением полосы приема по частоте с шагом 10 кГц, и последующей регистрацией зависимости выходного сигнала от частоты. В таблице 2 приведены интенсивности зарегистрированных линий. В таблице последовательно даны: лучевые скорости компонент спектра V и антенные температуры T_a .

Таблица 2.

V , км/с	T_a , К
-4.2	194
-0.5	26
1.5	52
7.2	216
9.3	724
11	592
14.3	100
22.3	58

В мае 2000 г. в излучении источника Орион KL в области лучевых скоростей около 8 км/с доминировала компонента со скоростью 7.2 км/с. Ее антенная температура и профиль линии су-

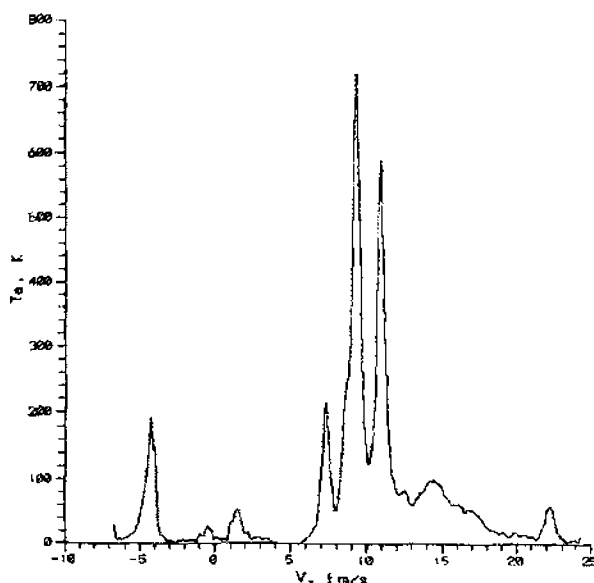


Рис. 2. Спектр источника Орион KL

щественно не изменились по сравнению с данными, полученными в ноябре 1991 г. (Вольвач и др., 1995).

В то же время, зарегистрированный в 2000 г. профиль компоненты с лучевой скоростью около 10 км/с, имеет более сложный вид, чем в 1991 г. и, вероятно, состоит из нескольких компонент. Антенная температура от компоненты с лучевой скоростью около 10 км/с была в 3 раза ниже значения, наблюдавшегося в 1991 г.

5 Выводы

Ввод неохлаждаемого малошумящего приемника на волну 1.35 см дает возможность продолжить наблюдения мазерных источников, как в режиме одиночной антенны, так и в составе РСДБ-сети.

Измеренные антенные температуры в линиях соответствуют спокойному состоянию источника мазерного излучения Орион KL.

Литература

- Вольвач А.Е., Матвеев Л.И., Нестеров Н.С. // Изв. Крым. астрофиз. Обсерватории. 1995. Т. 89. С. 108.
 Гензел и др. (Genzel R., Downes D., Moran J.M. et al.) // Astron and Astrophys. 1978. V. 66. P. 13.
 Матвеев Л.И., Грэм Д., Даймонд Ф. // Письма в Астрон. Ж. 1988. Т. 14. С. 1101.
 Рейд, Моран (Reid V.J., Moran J.M.) // Ann. Rev. Astrophys. 1981. V. 19. P. 231.

УДК 520.3

О согласовании оптики телескопа с матричным светоприемником

Г.М. Попов

Крымская Астрофизическая Обсерватория, 98409, Украина, Крым, Научный

Поступила в редакцию 27 мая 2002 г.

Аннотация. Основываясь на литературных источниках, рассмотрен вопрос о согласовании безаберрационной оптики телескопа с матричным светоприемником (детектором) типа ПЗС, т.е. прибора с зарядовой связью. Даны формулы и графики, позволяющие найти формальное разрешение системы “телескоп-матричный детектор”. Показано, однако, что даже для объектов простейшей формы (круг, решетка из двух штрихов) при малом числе используемых пикселей светоприемника происходит искажение вида объекта, хотя формально разрешение достигнуто. Поэтому для каждого вида объектов следует разработать специальный алгоритм, анализирующий выходной сигнал для распознавания объекта.

ON TELESCOPE OPTICS AND CCD DETECTOR MATCHING, by Popov G.M. Ideal telescope matching is discussed. The discussion is based at a current scientific literature. Formulae and figures for resolution of the telescope and detector system are presented. It is show that even for simplest object: a circle, a grating of two strokes) the image is intolerable deformed. That is why it is necessary for every object to elaborate a special algorithm for exit signal analysis.

Ключевые слова: оптика, телескоп, ПЗС, согласование

1 Введение

Подавляющее большинство дискуссий о качестве изображения относится к разрешающей силе (“разрешению”) оптического прибора (Максутов, 1979; Михельсон, 1976; Русинов, 1984). Термин “разрешение” прочно укоренился и принято считать, что он однозначно определяет качество оптики прибора. Предполагается, что телескоп или камера с лучшим разрешением обеспечит лучшее качество изображения. Это, вообще говоря, не соответствует действительности и в первом приближении справедливо только для тех оптических систем, у которых частотно-контрастные характеристики совпадают. Основываясь на новейших литературных источниках (Холст, 1999), рассмотрим вопрос о разрешении малых объектов высокого контраста оптической системой, не имеющей aberrаций и экранирования, но имеющей матричный светоприемник (детектор).

2 О разрешении малых объектов

Фактически разрешение дает информацию относительно малых деталей изображения, которые могут быть разрешены. Разрешение может быть охарактеризовано различно, например, разрешение

по Рэлею (Максутов, 1979) (критерий Рэлея). Этот критерий определяет способность прибора изображать раздельно два близко расположенных точечных предмета (звезды) равной яркости и равен минимальному расстоянию между ними, при котором изображение двух точек отличимо от изображения одной точки. Предполагается, что система не имеет aberrаций и экранирования, а ее зрачок круглый. В зависимости от принятого правила, по которому устанавливается указанное отличие, разрешение по Рэлею может иметь различное значение. Принято рассматривать относительную величину провала ϵ в распределении интенсивности в изображении двух звезд равной яркости. Высота максимума яркости для одиночной звезды принимается за единицу. При $\epsilon = 0$ получается абсолютный критерий разрешения σ_0 (Михельсон, 1976). Сам Рэлей требует, чтобы центральный максимум одной звезды совпадал в первом минимуме в изображении другой звезды; это соответствует $\epsilon = 0.225$. В общем случае разрешение по Рэлею определяется aberrациями, а также размерами и формой зрачка, наличием экранирования и виньетирования. Аналогично определяется и разрешение спектрального прибора, где объектами являются спектральные линии. Разрешение по Рэлею удовлетворительно характеризует качество изображения телескопов и спектральных приборов, а для космических телескопов также и легко осуществимо непосредственно по наблюдениям звездных пар в космосе, где отсутствуют атмосферные помехи. Метод Рэлея остается наиболее употребительным средством контроля телескопов с малыми aberrациями, несмотря на появление более точных и совершенных методов (Михельсон, 1976).

Другим широко распространенным методом оценки качества изображения является разрешающая способность (разрешение) по Фуко (Русинов, 1984). Этот метод применяется для оценки качества изображения фотографических систем (астрографов), а также теле- и кинокамер, изображающих объекты сложной структуры. К подобным системам относятся также коронографы, телескопы с ЭОП и телевизионными светоприемниками, а также ПЗС-матрицами. Разрешающая способность по Фуко определяется как максимальная пространственная частота периодического раstra, состоящего из черно-белых штрихов (миры Фуко), в изображении которого еще различимы штрихи и выражается обычно в линиях на миллиметр. По традиции берут миру абсолютного контраста. Если наблюдения производятся глазом, то говорят о визуальной разрешающей силе, если используют фотоматериал – о фотографической и т.д.

Дальнейшим развитием вышеупомянутого метода оценки разрешения по Фуко является частотно-контрастная характеристика (ЧКХ) (Михельсон, 1976; Русинов, 1984). Напомним кратко определение ЧКХ. Известно, что согласно теории разложения функций в ряд Фурье, объект может быть представлен математически как бесконечное число структур, представляющих собой решетки с синусоидальным распределением светимостей. Для некогерентного объекта (а все астрономические объекты некогерентны) если известно распределение светимостей в изображении этих решеток, создаваемом оптической системой, можно найти полную картину изображения всего объекта. В простейшем случае объектом может быть мира-решетка с синусоидальным распределением светимостей штрихов, а задача оценки качества изображения, даваемого оптической системой, может быть сведена к задаче о вычислении распределения светимостей в изображении этой мира-решетки. Оказывается, что это изображение обладает также синусоидальным распределением светимостей, контраст изображения меньше контраста объекта в K раз, а изображение смещено по сравнению с гауссовым изображением на некоторую величину φ периода решетки. Величина φ называется фазой и выражается в угловой мере. Таким образом, ЧКХ определяется двумя величинами: K и φ , а эти числа зависят от частоты мира, от длины волны света λ и от направления штрихов мира.

Важно также помнить, что разрешение не учитывает шумы системы и чувствительность детектора. В любой изображающей системе оптика, детектор, электроника и дисплей имеют свои собственные разрешающие силы. Общее же разрешение системы является функцией собственных разрешений этих компонентов. В правильно сконструированной системе электроника, детектор, оптика и дисплей или принтер не ухудшают практически разрешение системы в целом. Основную роль при этом играют разрешение оптики и детектора, поэтому мы ограничимся их рассмотрением. Важность разрешения в том, что оно позволяет нам оценить минимальные различимые размеры t объекта. В первом приближении

$$t = \theta \cdot s, \quad (1)$$

где Θ – угловое разрешение телескопа (камеры), s – расстояние до объекта (здесь предполагается, что объект находится на конечном расстоянии). Из (1) можно найти максимальное расстояние, на котором система может разрешить объект известного размера. В общем случае, когда объект находится на бесконечности, удобнее применять разрешение R в фокальной плоскости системы:

$$R = f' \cdot \Theta, \quad (2)$$

где f' – заднее фокусное расстояние объектива. Это выражение позволяет произвести сравнение между пятном рассеяния и размерами элемента детектора (пикселя), например, ПЗС. (ПЗС – прибор с зарядовой связью или ССД – наиболее распространенный вид детектора света в астрономии). Детектор может быть выбран наблюдателем из числа изготавливаемых в настоящее время. Диаметр пятна рассеяния δ зависит от относительного фокуса \forall системы (Максутов, 1979):

$$\delta = 2.44\lambda\forall,$$

где λ – длина волны света. Напомним, что $\forall = \frac{f'}{D}$, где D – диаметр входного зрачка системы. Если размеры пятна δ малы по сравнению с размерами элемента детектора (пикселя), говорят, что система ограничена детектором (детектор-лимитед), если же δ превосходит размеры пикселя, то система становится ограниченной оптикой (оптик-лимитед). Значительно лучшее представление о разрешении дает выражение

$$R_e = \frac{1}{2 \int_0^\infty |MTF(u)|^2 du}, \quad (3)$$

где MTF – частотно-контрастная характеристика системы (ЧКХ), u – пространственная частота (в единицах “периоды на миллиметр”). В (3) особую роль играют те пространственные частоты, для которых функция MTF относительно велика. Поскольку R_e дает лучшую характеристику разрешения, нежели размер детектора или пятна рассеяния δ , следует заменить R в уравнении (1) на R_e ; тогда

$$\Theta = \frac{R_e}{f'},$$

и уравнение (1) принимает вид:

$$t = \left(\frac{R_e}{f'} \right) \cdot s. \quad (4)$$

Заметим, что обычно R_e не может быть непосредственно измерено, а потому (4) является только математическим выражением, определяющим качество системы. При увеличении частотно-контрастной характеристики (ЧКХ) R_e уменьшается, а разрешение улучшается. В первом приближении разрешение системы можно определить из простой формулы:

$$R_e \cong \sqrt{R_0^2 + R_d^2}, \quad (5)$$

где R_0 – разрешение оптики, R_d – разрешение детектора. Мы можем находить разрешение оптики и детектора независимо и вычислять разрешение системы R_e из (5). Рассмотрим R_0 и R_d подробнее.

3 О разрешении оптики и детектора

Как известно (Максутов, 1979; Михельсон, 1976), наиболее распространенной характеристикой оптического разрешения является размер δ дифракционного изображения точки – диска Эри. Перепишем вышеприведенное выражение для диска Эри в виде

$$\delta = 2.44 \left(\frac{\lambda \cdot f'}{D} \right) = 2.44\lambda \cdot \forall. \quad (6)$$

Из (3) можно найти (Холст, 1999)

$$R_0 = 1.845\lambda V. \quad (7)$$

Очевидно, что разрешение (7) относится к решетке из линий, в то время как (6) относится к точечному источнику (звезде). Сравнивая (6) и (7) заключаем, что разрешение для решетки лучше, нежели для точек, что подтверждается опытом.

Матрицы детекторов характеризуются числом пикселей, размерами пикселей и распределением их. Помещая ЧКХ детектора в выражение (3), получим:

$$R_d = d, \quad (8)$$

где d – ширина активной области пикселя, R_d – разрешение детектора. Другими словами, наименьший объект, который может быть разрешен, ограничен размерами элемента детектора, т.е. пикселя. Подставив (7) и (8) в (5), получим

$$R_e \cong d \sqrt{\left(\frac{1.845\lambda V}{d}\right)^2 + 1}. \quad (9)$$

Обозначим $a = \frac{\lambda V}{d}$. При уменьшении "а" R_e приближается к d , как очевидно из (9). При увеличении "а" R_e возрастает и система становится оптически-ограниченной (оптикс-лимитед).

Создатель прибора может выбирать как размер входного отверстия D , так и фокусное расстояние f' системы, но в определенных пределах. Например, $V = \frac{f'}{D}$ не может быть меньше 0.5, если изображение находится в воздухе, т.е. в среде с показателем преломления около единицы. Это налагает ограничения на возможный выбор f' и D , не говоря уже о конструктивных и иных ограничениях. Что касается детекторов пикселей, то они обычно доступны только нескольких размеров и их выбор для конструктора ограничен диапазоном 50 ÷ 5мкм. Если рассматривать детектор-ограниченную (детектор-лимитед) зону, то минимальный разрешаемый размер объекта t определяется выражением

$$t = \left(\frac{d}{f'}\right) \cdot s, \quad (10)$$

если предмет находится на конечном расстоянии s . Если же рассматривать более общий случай, когда предмет может располагаться и на бесконечности, то следует использовать угловое разрешение η , т.е. минимальный разрешаемый угол, под которым виден объект. В этом случае

$$\eta = \frac{d}{f'}. \quad (11)$$

Иными словами, для (10) и (11) разрешение можно непрерывно менять, изменяя фокусное расстояние оптики, т.е. применяя так называемые объективы с изменяемым фокусным расстоянием или ZOOM-объективы. К сожалению, подобные объективы имеют сложную конструкцию и большие потери света, потому их применение в астрономической оптике ограничено. Выражение (11) определяет также минимальное поле зрения системы в угловой мере. Для другого предельного случая – разрешения, ограниченного оптикой, имеет место выражение:

$$t = (1.845\lambda/D) \cdot s \quad (12)$$

для объекта на конечном расстоянии. Для произвольного положения объекта угловое разрешение

$$\eta = 1.845\lambda/D. \quad (13)$$

Таким образом, здесь фокусное расстояние и размер пикселя d не влияют на минимально разрешаемый угол η или на минимальный разрешаемый размер объекта t . Однако, в отличие от (10) и (11) выражения (12) и (13) зависят от длины волны света λ и от диаметра входного отверстия D оптики.

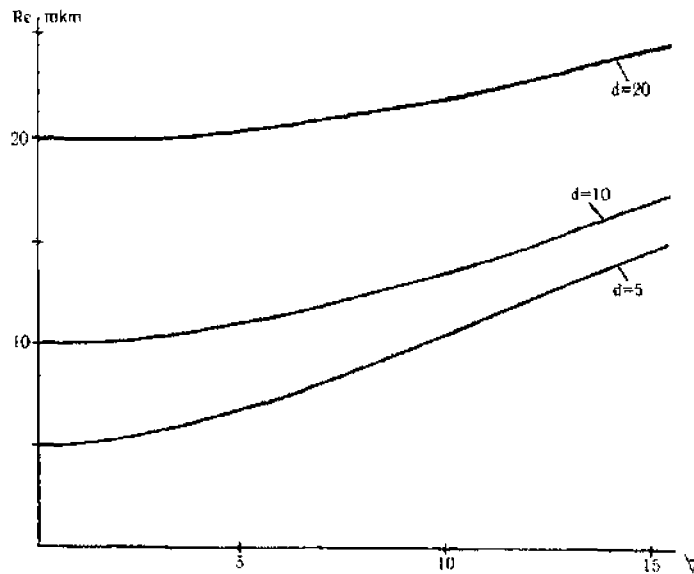


Рис. 1.

4 Согласование матричного светоприемника с оптикой

Наиболее распространены детекторы-матрицы с зарядовой связью (ПЗС) с размерами пикселей около 10 мкм, т.е. $d = 10$ мкм. Обычно они применяются в видимой области спектра, т.е. средняя длина волны света $\lambda = 0.5$ мкм.

На рис.1 представлена зависимость R_e от V при $d = 5, 10, 15$ мкм. Очевидно, например, что уменьшение V ниже 5 при $d = 0$ не улучшает разрешение телескопа с ПЗС, так как система находится в области, где разрешение ограничено детектором. Но это не имеет места, если $V > 8$, поскольку разрешение оптики начинает влиять на разрешение системы "телескоп + ПЗС". По мере совершенствования технологии производства матричных светоприемников размеры их пикселей уменьшаются, хотя это и приводит обычно к ухудшению их характеристик. В настоящее время существуют ПЗС с размерами пикселей до 5 мкм. Размеры пикселей уменьшаются и это позволяет создавать видеокамеры меньших размеров. Обычно эти камеры работают в области "детектор-лимитед" при $V < 5$, но по мере уменьшения пикселей, как следует из (9), относительный фокус V должен быть пропорционально уменьшен, чтобы отношение V/d осталось прежним, если разрешение должно оставаться стабильным. Это приводит к необходимости разрабатывать более светосильную оптику, что является сложной задачей для оптиков. Кроме того, как уже указывалось выше, повышение светосилы ограничено пределом $V > 0.5$, который не может быть изменен. Например, заменив матрицу ПЗС размером 12.5 x 12.5 мм с размерами пикселей 10 мкм на матрицу 6.25 x 6.25 мм с размерами пикселей 5 мкм, мы будем вынуждены уменьшить V вдвое, т.е. применить более светосильную оптику, чтобы сохранить прежнее разрешение.

Вышеприведенные уравнения описывают разрешение произвольной системы с матричным светоприемником. Например, инфракрасный телескоп, работающий в спектральном окне прозрачности вблизи $\lambda \approx 10$ мкм обычно использует детектор с размером пикселей $d = 40$ мкм. Из (6) в этом случае находим, что диаметр d кружка Эри равен

$$d = 24.4 \cdot V.$$

Условие равенства размера пикселя d кружку Эри

$$d = \delta = 24.4 \cdot V = 40$$

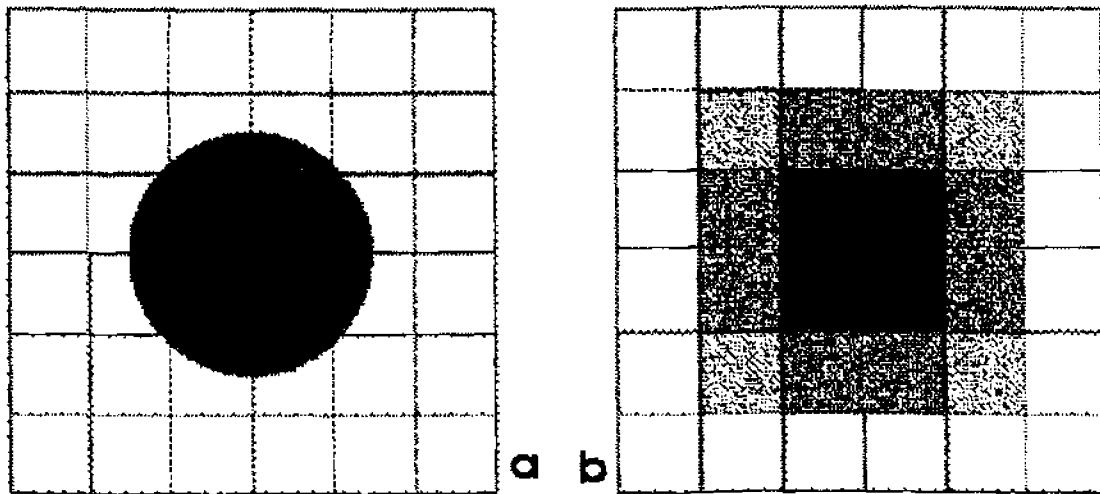


Рис. 2.

приводит к относительному фокусу

$$V = 1.64.$$

Поскольку в большинстве случаев оптика телескопов является менее светосильной, т.е. $V > 1.64$, то обычно подобные инфракрасные телескопы имеют разрешение, ограниченное оптикой, т.е. являются оптик-лимитед. Заметим, что хотя мы везде в этой статье говорим о системе без аберраций, это не является критичным, если рассматривается система, ограниченная детектором (детектор-лимитед), при условии, что аберрации незначительно размывают диск Эри, а пятно рассеяния не превышает размеров пикселя. Иными словами, оптика лучшего качества не обязательно обеспечивает лучшее разрешение системы "оптика+детектор".

5 Изображение простейших объектов с телескопом, имеющим матричный светоприемник

Наиболее часто астроном наблюдает объекты шарообразной формы – планеты и их спутники, звезды, небулярные туманности, квазары и др. Матричные светоприемники (ПЗС, инфракрасные приемники), работающие совместно с телескопом, могут в ряде случаев исказить форму объекта и привести к ошибочным выводам. Если мы должны изучить сигнал на выходе ПЗС или аналогичного светоприемника, мы сначала должны получить изображение объекта на светоприемнике и отъюстировать его на матрице светоприемника требуемым образом. Обычно пиксели ПЗС размещены в узлах квадратной сетки, что облегчает анализ. Возникает вопрос: при каких условиях изображение шарообразного объекта может быть зарегистрировано данной матрицей? Прежде всего важно понять, как система обрабатывает изображение. Сначала оптика проектирует изображение на матрицу детектора. Энергия сигнала на выходе детектора пропорциональна количеству света, поглощенному детектором, и она на каждом пикселе характеризуется некоторым числом. Иными словами, каждый пиксель пространственно интегрирует сигнал, а край изображения не может быть точно определен. Мы можем только сказать, что край изображения находится где-то на пикселе. Таблица сигналов со всех пикселей характеризует изображение. Обработка этой таблицы сигналов производится с помощью специальных алгоритмов, после чего обработанные сигналы преобразуются в видимое изображение на мониторе или принтере, либо записываются на диск, магнитную ленту и т.п.

На рис.2а представлено изображение шарообразной планеты (не Сатурна!) на матричном детекторе. Диаметр изображения равен трем пикселям. Изображение предполагается равномерно освещенным. На рис.2б представлено это же изображение на мониторе после преобразования. Очевидно, что изображение утратило свою исходную круглую форму, преобразившись в неравномерно освещенный квадрат. Если диаметр исходного изображения равен размеру пикселя и он находится в его центре, а выход каждого пикселя равномерно разбит на 256 уровней, то выход детектора, содержащего 4 x 4 пикселя, может иметь вид таблицы 1.

Таблица 1.

0	0	0	0
0	196	0	0
0	0	0	0
0	0	0	0

Если сместить исходное изображение относительно ПЗС на половину ширины пикселя по обеим координатам, то выход может иметь вид таблицы 2.

Таблица 2.

0	0	0	0
0	49	49	0
0	49	49	0
0	0	0	0

Вновь на экране монитора мы увидим квадрат, т.е. фигуру, не имеющую сходства с исходным круглым изображением. Размеры квадрата во втором случае вдвое больше. Аналогично, если сдвиг исходного изображения произведен на половину ширины пикселя, но по одной координате, то на экране монитора мы увидим прямоугольник, а не окружность, как у исходного изображения.

Кроме того, вид изображения на экране монитора зависит и от порогового сигнала, заданного в алгоритме для обработки изображения. Обычно пороговый сигнал задают так, чтобы выделить объект на фоне помех. Например, если этот сигнал равен 30, то изображения на мониторе для табл. 1 и табл. 2 не изменятся; но для порогового сигнала, равного, например; 60, сохранится только изображение для табл. 1. Для табл. 2 изображение исчезнет. Таким образом смещение исходного изображения не только меняет его вид на мониторе, но и может привести к его исчезновению. Из проведенного анализа ясно, что положение изображения на детекторе вносит неопределенность шириной в один пиксел. Поэтому изображение звезды диаметром около пикселя может появиться на мониторе либо как квадрат 1x1, или 2x2, либо как прямоугольник 1x2 или 2x1, где за единицу принята сторона пикселя. Очевидно, при этом невозможно решить, является ли звезда одиночной или двойной. Рассмотрим более сложный случай, когда круглый диск (например, изображение планеты) покрывает несколько пикселей (рис.2а), причем так, что диаметр диска равен трем пикселям, а край диска проходит почти через узлы четырех пикселей. Оцифрованный сигнал со всех пикселей будет иметь вид таблицы 3.

Таблица 3.

0	0	0	0	0	0
0	2	96	96	2	0
0	96	254	254	96	0
0	96	254	254	96	0
0	2	96	96	2	0
0	0	0	0	0	0

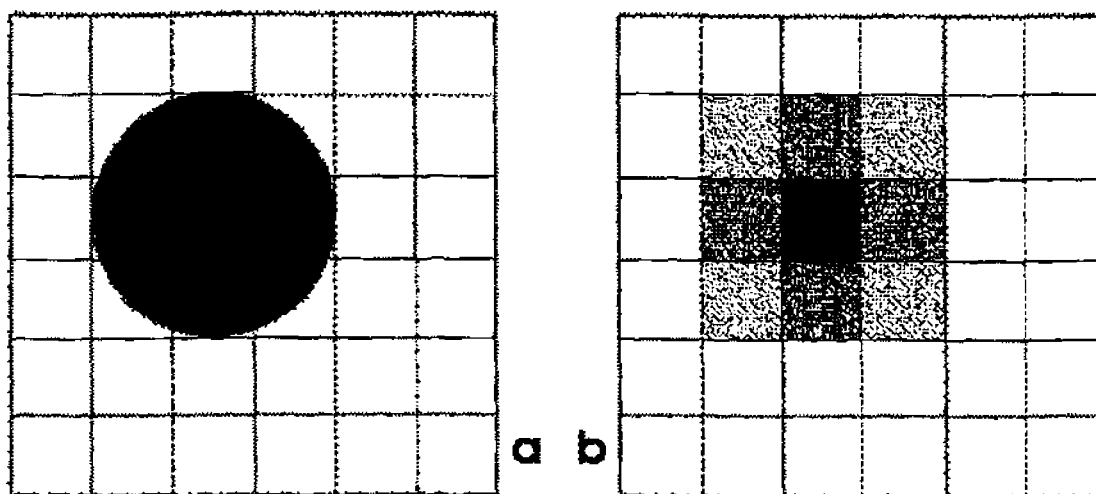


Рис. 3.

Когда эта Таблица 3 сигналов воспроизводится на мониторе или принтере (рис. 2б), изображение больше не будет круглым, а интенсивность его меняется. Если исходное изображение сместить относительно детектора так, чтобы центр окружности был совмещен с центром пикселя (рис. 3а), то сигнал со всех пикселей будет представлен таблицей 4.

Таблица 4.

0	0	0	0	0	0
0	134	248	134	0	0
0	248	254	248	0	0
0	134	248	134	0	0
0	0	0	0	0	0
0	0	0	0	0	0

Изображение пятна (рис. 3б) позволяет найти его центр, но координаты его остаются неопределенными с ошибкой, равной размерам пикселя. Если порог для сигнала взят больше 248, например, 250, то на экране изображение будет порядка одного пикселя; если же порог взят менее 2, то изображение составит 3 или 4 пикселя. В этих случаях пятно на экране (или принтере) будет иметь квадратную форму; если же порог P равен 136, то пятно будет крестообразной формы.

Таким образом, даже для простейшего объекта круглой формы изображение оказывается не круглым, а координаты его центра нельзя определить точно. Поэтому, применение матричных светоприемников для целей точной астрометрии затруднено. Для объектов сложной формы, как например, деталей на поверхности Луны и планет, неопределенность определения истинной формы объекта еще больше. По-видимому, этим может быть объяснено "открытие каналов" на поверхности Марса свыше столетия назад. При этом в роли матричного светоприемника выступала сетчатка глаза наблюдателя, а отдельные детали поверхности, соединяясь, интерпретировались наблюдателем как линии-"каналы". Сеть "каналов" "открыл" на Марсе известный астроном Ловелл (Ловелл, 1908) и даже обнаружил их удвоение. Изучение поверхности Марса с близкого расстояния и с высоким разрешением космическими аппаратами достоверно установило отсутствие "каналов", подобных наблюдавшимся Ловеллом.

Если форма объекта изменилась, то таблица сигналов тоже меняется. Обычно контроль разрешения оптики производится по штриховым мирам, поэтому рассмотрим простейшую миру из двух полос (рис. 4а).

Для нее таблица сигналов может иметь вид табл. 5.

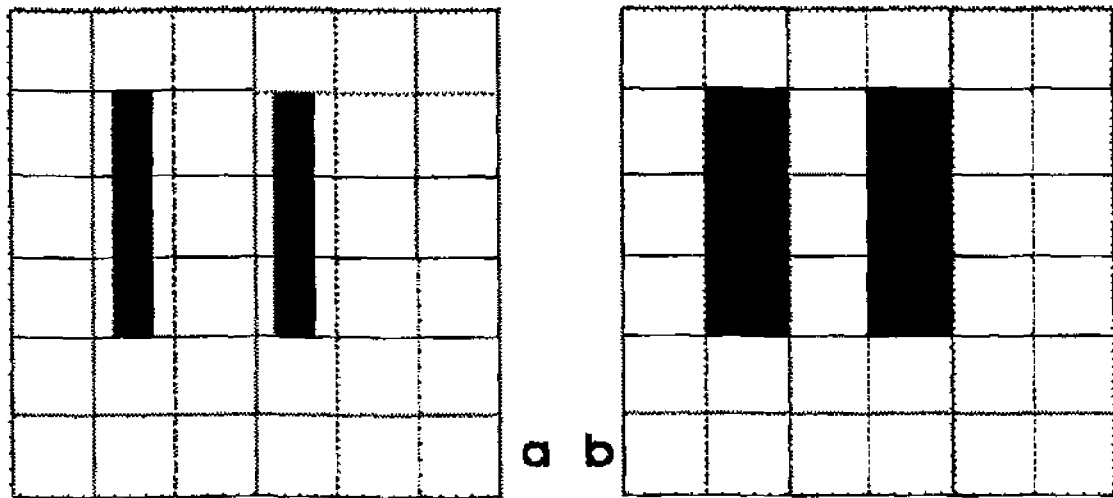


Рис. 4.

Таблица 5.

0	0	0	0	0	0
0	128	0	128	0	0
0	128	0	128	0	0
0	128	0	128	0	0
0	0	0	0	0	0
0	0	0	0	0	0

При подобной ориентации штрихи легко разрешаются (рис. 4б), но следует заметить, что подобное положение штрихов решетки встречается редко. Если штрихи повернуть относительно детектора на некоторый угол, например, около 20° (рис. 5а), то таблица сигналов неузнаваемо изменится (табл. 6).

Таблица 6.

0	0	0	0	0	0
0	121	12	121	12	0
0	63	63	63	63	0
0	12	121	12	121	0
0	0	0	0	0	0
0	0	0	0	0	0

Изображение на экране монитора имеет прямоугольную форму (рис. 5б), т.е. штрихи перестают разрешаться. Если взять предыдущий случай (рис. 4а) и переместить детектор горизонтально так, чтобы штрихи совпали с границами пикселей, то на экране также получится аналогичное прямоугольное, но однородное изображение, а штрихи снова окажутся неразрешенными. Это приводит к необходимости увеличить число пикселей между штрихами по меньшей мере до четырех. В общем случае минимальное число пикселей на элемент изображения, который необходимо разрешить, зависит от поставленной задачи. Например, изображение двойной звезды очень трудно разрешить, если оно имеет размер три пикселя и значительно проще при пяти пикселях. Необходимо также производить поворот детектора относительно изображения с последующей обработкой сигналов по специальному алгоритму.

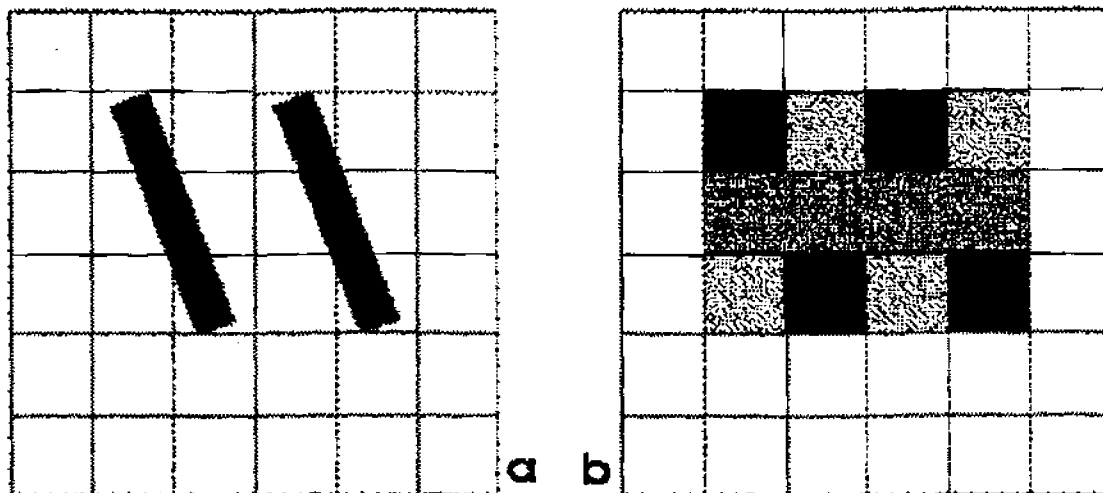


Рис. 5.

В заключение заметим, что нужно различать понятия “разрешение” системы и ее способность распознавать реальные объекты. Как показано в первом случае, пятно с размерами менее одного пикселя всегда будет выглядеть размером как один целый пиксель, предполагая совершенную юстировку (система ограничена детектором, т.е. детектор – лимитед). Вид штрихов (рис. 4а, 4б и рис. 5а, 5б) зависит от разрешения, наклона штрихов и отношения расстояния между штрихами и размерами пикселя. Поэтому наблюдение звезд и планет совершенно отлично от задачи исследования волокнистых туманностей – остатков сверхновых звезд.

Таким образом, мы столкнулись с проблемой более сложной, нежели разрешение – проблемой распознавания вида объекта. Эта проблема весьма актуальна не только для астрономии, но и для техники и в последние годы предпринимаются большие усилия для ее решения – выпускается специальный журнал *Image Processing Europe* (европейский журнал по обработке изображения), задействовано много фирм и достигнуты значительные результаты. Например, распознавание вида даже сложного объекта производится с вероятностью до 0.98 в лабораторных условиях. В астрономии эта проблема стала особенно актуальной в связи с запуском спутников, производящих картографирование неба (*Hipparcos*, *FAME*, *DIVA*, *GATTA*) (Дауэлл, 2002; Синнот, 2001; Левис, 2002) и определение точных координат звезд. Очевидно, при определении координат, параллаксов и собственных движений звезд первоначально следует распознать, является ли звезда одиночной, двойной или кратной. Следует также исключить из рассмотрения или выделить в отдельные группы галактики, неправильные туманности, квазары и т.п. Общее количество наблюдаемых светил очень велико, например, для спутника *FAME* оно составляет около 40 миллионов, причем будут наблюдаться объекты до 15 звездной величины, поэтому невозможно избежать автоматизации процесса распознавания вида объекта. Другая актуальная задача – самонаведение космического аппарата на астероид или комету, координаты которых обычно известны с большой ошибкой. Чтобы создать самонаводящийся аппарат, около 20 лет назад в США была разработана оптическая система, использующая лазерный свет и модуляцию света для сравнения всех пикселей в изображении с пикселями специального шаблона. Эти оптические корреляторы должны быть точно отъюстированы. К сожалению, вибрация аппарата и разъюстировка порядка нескольких микрон нарушают работу системы (Хардин, 2001).

Другой проект, начатый в 1998 г. в Англии, имеет упрощенный оптический коррелятор, в котором вместо оптики применена система цифровых процессоров. Задача сводится в выбору нужного объекта среди многих, она требует большого объема вычислений. Например, чтобы найти функцию корреляции для входящего изображения на матрице ПЗС из 512x512 пикселей и шаблона 128x128 пикселей необходимо выполнить около четырех миллиардов арифметических действий. Следует

иметь в виду, что число шаблонов может быть значительно, как это может иметь место при задаче картографирования неба, когда необходимо выделить одиночные звезды, двойные звезды, галактики и т.п. Чтобы ускорить процесс обработки, разработаны специальные оптические процессоры; это ускорило процесс приблизительно в десять раз (Хардин, 2001).

Другой путь увеличения скорости распознавания – применение традиционных оптических аналоговых корреляторов. Они одновременно находят функцию корреляции для всех пикселей как в изображении, так и в шаблоне. Когда шаблон соответствует входящему изображению, появляется корреляционный максимум, показывающий положение объекта. Эта методика использует объективы Фурье (Хардин, 2001). Описанные устройства пока опробованы в опытных образцах приборов, но по-видимому, они вскоре будут применяться и в телескопах.

Литература

- Волосов Д.С. // Фотографическая оптика. М.: Искусство. 1978.
 Дауэлл (Dowell J.M.) // Full sky astrometric mapping Explorer. Sky and Telescope. May. 28. 2002.
 Крепалова Г.В., Пурьев Д.Т. // Исследование и контроль оптических систем. М.: Машиностроение. 1978.
 Левис (Levis R.) NASA kills FAME over busted budget. Sky and Telescope. April. 28. 2002.
 Ловелл (Lowell P) // Mars and its canals. N.Y., 1908.
 Максудов Д.Д. // Астрономическая оптика. Л.: Наука. Ленинградское отделение. 1979.
 Марешаль А, Франсон М // Структура оптического изображения. М.: Мир. 1964
 Морей (Morey J.L.) // Optical system speeds automatic target recognition. Photonics Spectra. January. 16. 1999.
 Михельсон Н.Н. // Оптические телескопы. Теория и конструкция. Наука. 1976.
 Попов Г.М. // Современная астрономическая оптика. М.: Наука. 1988.
 Русинов и др. // Вычислительная оптика. Справочник. Л.: Машиностроение. Ленинградское отделение. 1984.
 Синнот (Sinnott R.W.) // The stage is set for FAME. Sky and Telescope. July. 22. 2001.
 Слюсарев Г.Г. // Методы расчета оптических систем. Л., Машиностроение, 1969.
 Хардин (Hardin R.W.) // DSP array upgrades optical correlation. Image processing Europe, November/December, 21, 2001.
 Холст (Holst G.S.) // Image Quality: does your detector math your optics? Photonics Spectra, January, 144, 1999.
 Холст (Holst G.S.) // Blurred vision? Could be your detector arrays. Photonics Spectra, October, 121, 1999.

Научное издание

ИЗВЕСТИЯ КРЫМСКОЙ АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ

Том 98

Утверждено к печати Ученым Советом Крымской Астрофизической Обсерватории

Издательская группа: Н. Н. Петрова, Н. И. Шаховская, М. Б. Владимирская

Художественное оформление обложки Борис Галюверов

Здано у виробництво 02.07.2002. Підписано до друку 12.08.2002. Формат 60×84/8. Папір офсетний. Гарнітура Times.
 Друк офсетний. Ум. друк. арк. 20,00. Тираж 300 прим. Зам. № 97.

Надруковано у друкарні видавництва «Астропринт» (Свідоцтво ДК № 132 від 28.07.2000 р.)
 65026, м. Одеса, вул. Преображенська, 24 Тел.: (0482) 26-98-82, 26-96-82, 37-14-25
www.astroprint.odessa.ua