

А К А Д Е М И Я Н А У К С С С Р

ИЗВЕСТИЯ
ОРДЕНА ТРУДОВОГО КРАСНОГО ЗНАМЕНИ
КРЫМСКОЙ АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ
ОБСЕРВАТОРИИ

Том LXIX



ИЗДАТЕЛЬСТВО «НАУКА»

МОСКВА 1984

Известия Крымской астрофизической обсерватории, т. 69: Сб. статей.— М.: Наука, 1984. 152 с.

В томе публикуются оригинальные статьи, содержащие результаты исследований, выполненных в Крымской астрофизической обсерватории АН СССР. Статьи содержат результаты исследований по физике звезд и различным проявлениям их переменности (спектральной, фотометрической, магнитной), по изучению источников гамма-излучения сверхвысоких энергий и их переменности. Приводятся результаты радиоастрономических наблюдений Солнца, звезд, внегалактических объектов.

В статьях по физике Солнца содержатся результаты изучения периодических изменений общего магнитного поля Солнца, рассчитана модель верхней хромосферы в области вспышки, рассматривается метод численного расчета нелинейных пульсаций Солнца и звезд. Даны описания и расчеты приборов для контроля астрономической оптики, оценка эффективности вогнутых дифракционных решеток с профилированными штрихами.

Сборник рассчитан на специалистов в области астрономии и астрофизики.

РЕДАКЦИОННАЯ КОЛЛЕГИЯ:

Академик А. Б. СЕВЕРНЫЙ (ответственный редактор),
Чл.-корр. АН СССР А. А. БОЯРЧУК
(заместитель ответственного редактора),
В. М. МОЖЖЕРИН (ответственный секретарь),
канд. физ.-мат. наук П. П. ДОБРОНРАВИН,
канд. физ.-мат. наук И. Г. МОИСЕЕВ,
чл.-корр. АН СССР Э. Р. МУСТЕЛЬ,
доктор физ.-мат. наук В. Б. НИКОНОВ,
доктор физ.-мат. наук В. К. ПРОКОФЬЕВ,
доктор физ.-мат. наук Н. В. СТЕШЕНКО

УДК 523.84

НАБЛЮДЕНИЯ ЛИНИЙ H_{β} И $He II \lambda 4686$ В СПЕКТРАХ ВСПЫШЕК ЗВЕЗД ТИПА UV Cet

П. П. Петров, П. Ф. Чугайнов, А. Г. Щербаков

Сообщается о спектральных наблюдениях с разрешением 0,7—1,0 Å и фотоэлектрических наблюдениях в системе B вспыхивающих звезд AD Leo, YZ CMi, DT Vir, UV Cet. Зарегистрированы три вспышки AD Leo и три вспышки YZ CMi. В двух вспышках AD Leo и двух вспышках YZ CMi наблюдалось увеличение центральной интенсивности H_{β} за 10—20 мин до максимума блеска вспышки. У трех из них во время предвспышечного усиления H_{β} блеск звезды не отличался от блеска в спокойном состоянии звезды. В двух вспышках обнаружено появление широких ($\pm 15 \text{ \AA}$, $\pm 10 \text{ \AA}$) эмиссионных крыльев H_{β} , происходящее преимущественно вблизи максимума вспышки. Эмиссионная линия $He II \lambda 4686$ не обнаружена ни в спокойном состоянии звезд, ни во время вспышек. Сделаны выводы: 1) во время предвспышек усиливается в основном эмиссия в линиях; 2) крылья эмиссии H_{β} во время максимумов вспышек вызваны штарк-эффектом ($n_e \approx 10^{14} \div 10^{15} \text{ см}^{-3}$) и движениями масс; 3) каскадные рекомбинации $He III$, возникающие вследствие усиления рентгеновского излучения, могут вызывать лишь очень слабую эмиссию $He II \lambda 4686$ во время максимумов вспышек.

THE OBSERVATIONS OF H_{β} AND $He II \lambda 4686$ LINES IN THE SPECTRA OF UV Ceti-type STARS DURING THE FLARES, by P. P. Petrov, P. F. Chugainov, A. G. Schcherbakov. — Spectroscopic observations with a 0.7—1.0 Å resolution and photoelectric B -system observations of flare stars AD Leo, DT Vir, YZ CMi and UV Cet are reported. Three flares of AD Leo and three flares of YZ CMi were recorded. In two flares of AD Leo and two flares of YZ CMi the increase of the central intensity of H_{β} was observed 10—20 minutes before the flare maxima. In three of them no difference was found in the star brightness during the preflare increase of H_{β} and during the quiet state. It was discovered, that in two flares wide ($\pm 15 \text{ \AA}$, $\pm 10 \text{ \AA}$) emission wings of H_{β} appear mainly near the flare maxima. The emission line $He II \lambda 4686$ was found neither in the quiet state of stars nor during the flares.

The following conclusions are drawn: 1) preflares are characterized by a prevailing increase of the line emission; 2) the emission wings of H_{β} occur during the flare maxima owing to the Stark-effect ($n_e \approx 10^{14} \div 10^{15} \text{ cm}^{-3}$) and mass motions; 3) only a very weak $He II \lambda 4686$ emission may appear during the flare maxima due to the cascade recombinations of $He III$ caused by the increase of the X-ray flux.

Изучение вспышек звезд типа UV Cet приобретает все более важное значение в связи с открытием у них рентгеновского излучения и их аналогии с солнечными вспышками [1]. Эти исследования, с одной стороны, дают возможность лучше понять природу солнечной активности, а с другой стороны, они уже обнаружили существенные отличия вспыхивающих звезд от Солнца и тех звезд типов dK—dM, у которых хромосферы и короны слабо развиты или отсутствуют. Таким образом, удастся вновь проверить модели строения звезд главной последовательности поздних спектральных типов.

Информация, важная для диагностики физических условий в областях возникновения вспышек, содержится в оптических спектрах вспышек. Однако в изучении этих спектров существует еще немало проблем. Полученные данные неполны и противоречивы. Так, в течение многих лет было

известно, что во время вспышек звезд типа UV Cet ширины эмиссионных линий серии Бальмера значительно увеличиваются. Впервые это было установлено Джоем и Хьюмасоном [2] и затем подтверждено рядом авторов [3—7]. Однако Шнибергер и др. [8, 9], используя аппаратуру с более высоким спектральным разрешением, чем в [2—7], не обнаружили никакого расширения линий H_α и H_β во вспышках AD Leo и YZ CMi. Точные данные о контурах бальмеровских линий очень важны потому, что они дают возможность делать заключения о плотностях и движениях в той части атмосферы звезды, из которой выходит оптическое излучение вспышки звезды типа UV Cet.

Эмиссионная линия He II $\lambda 4686$ тоже является очень важным индикатором физических условий во вспышках, так как для ее возбуждения необходимо появление квантов или частиц высоких энергий. Во вспышках звезды UV Cet она впервые наблюдалась тоже Джоем и Хьюмасоном [2], а затем была отмечена Гершбергом и Чугайновым [4]. Однако, как указано в [3, 4], линия He II $\lambda 4686$ присутствовала на спектрограммах лишь одной из четырех вспышек звезд типа UV Cet, наблюдения которых проводились в данной спектральной области с одной и той же аппаратурой. Кроме того, Кункель, а также Бопп и Моффетт [10—12], получившие спектрограммы нескольких вспышек звезд типа UV Cet в той области, в которой находится линия He II $\lambda 4686$, не отмечают ее появления.

Спектральное разрешение применявшейся до последнего времени аппаратуры было довольно низким, около 10 Å. Поэтому необходимо получение контуров бальмеровских линий и интенсивностей таких линий, как He II $\lambda 4686$, с существенно лучшим разрешением. С этой целью мы провели непрерывные спектральные наблюдения вспыхивающих звезд AD Leo, DT Vir, YZ CMi, UV Cet с разрешением около 1 Å в области, содержащей линии H_β и He II $\lambda 4686$. Одновременно проводились фотоэлектрические наблюдения тех же звезд.

1. Наблюдения

Фотоэлектрические наблюдения состояли в непрерывной регистрации блеска вспыхивающих звезд, производившейся на фотометре с фильтром B , установленном на 64-см менисковом телескопе АЗТ-4. Запись фототока производилась на самописце ЭПП-1. Наблюдения звезд сравнения не производились. Моменты начала и конца наблюдений приведены в табл. 1.

По полученным записям определялись фотометрические характеристики вспышек $i_t = (I_t - I_0)/I_0$ и $P = \int i_t(t) dt$, где I_t , I_0 — потоки от звезды во время вспышки и в спокойном состоянии соответственно. Относительные среднеквадратичные ошибки σ определения I_0 составляли $\pm 0,01$ для AD Leo, $\pm 0,015$ для DT Vir, $\pm 0,035$ для YZ CMi и $\pm 0,1$ для UV Cet. Световые кривые вспышек показаны на рис. 1—2. Моменты максимумов, значения i_t в максимуме, величины P и полные энергии вспышек E даны в табл. 2. Энергии E найдены по величинам P и значениям мощности излучения для каждой из наблюдавшихся нами звезд, приведенным в табл. 16 в [13].

Таблица 1

Дата	Звезда	UT	Дата	Звезда	UT
16.11 80 г.	YZ CMi	21 ^h 26 ^m 24 ^s 00 ^m	31.03—01.04 81 г.	AD Leo	17 ^h 11 ^m 23 ^s 27 ^m
01.12 80 г.	UV Cet	16 55—19 41		DT Vir	23 31—02 04
29—30.01 81 г.	YZ CMi	17 18—01 27	26.04 81 г.	AD Leo	18 18—21 52
28.02—01.03 81 г.	AD Leo	17 22—18 25		DT Vir	22 09—22 18
	AD Leo	20 14—02 10	29.05 81 г.	AD Leo	18 39—20 35
	YZ CMi	17 00—21 11		DT Vir	20 39—22 54
2—3.03 81 г.	AD Leo	21 16—02 02	31.05 81 г.	AD Leo	18 23—20 35
				DT Vir	20 44—22 55

Т а б л и ц а 2

Звезда	Дата, 1981 г.	U_{Tmax}	$i_{f max}$	P , мин	E , эрг
AD Leo	03.03	00 ^h 59 ^m 2	0,22	0,21	$1,0 \cdot 10^{31}$
AD Leo	31.03	21 09,4	0,19	0,51	$2,5 \cdot 10^{31}$
AD Leo	31.05	20 04,7	0,78	6,86	$3,4 \cdot 10^{32}$
YZ CMi	30.01	01 15,2	0,66	0,54	$7,5 \cdot 10^{30}$
YZ CMi	2.03	19 38,8	0,23	0,2	$2,8 \cdot 10^{30}$
YZ CMi	2.03	20 42,0	0,90	2,67	$3,7 \cdot 10^{31}$

Мы не приводим световых кривых и фотометрических характеристик двух вспышек UV Cet, зарегистрированных 01.12.80 г. Эти вспышки были непродолжительными (1—3 мин), и на наших записях они лишь немного превышали флюктуации фототока. Кроме того, вследствие слабости блеска UV Cet разрешение по времени наших спектральных наблюдений оказалось слишком низким (около 30 мин) для выявления изменений в спектре, вызванных указанными вспышками.

Спектральные наблюдения проводились на 2,6-м рефлекторе ЗТШ с помощью электрографического преобразователя изображения ЭПИ-1 [14], установленного на дифракционном спектрографе СПЭМ [15] в фокусе Нэсмита. Для регистрации электронного изображения использовалась мелкозернистая ядерная эмульсия «тип Р», изготовленная в ГосНИИХимфотопроекте в лаборатории М. Р. Шпольского. Спектрограммы были получены с дисперсией 40,4 Å/мм в области H β и 42 Å/мм в области λ 4686 Å. Спектральное разрешение определялось шириной входной щели спектрографа (1",5) и составляло около 1 Å. Виньетирование в камере спектрографа ($f/2$) ограничивало длину спектра на пленке до ~ 20 мм, регистрировалась область длин волн 4300—5100 Å. Спектры, как правило, не расширялись. После каждой экспозиции изображение звезды смещалось вдоль щели спектрографа на два диаметра изображения, и, таким образом, на одной пленке получалось при среднем качестве изображения не более 10 спектрограмм, поскольку входное окно ЭПИ-1 имеет сравнительно малую ширину — 2,5 мм поперек дисперсии. Смена пленки занимала не более 1 мин, так что наблюдения продолжались почти непрерывно. Продолжительность экспозиции составляла обычно 5 мин для AD Leo и 10 мин для YZ CMi. При качестве изображения 3" достигалась плотность почернения эмульсии 0,1—0,3 D в области непрерывного спектра.

Зависимость между плотностью почернения ядерной эмульсии «тип Р» и интенсивностью падающего на фотокатод ЭПИ-1 света строго линейна в диапазоне от 0 до 1,2 D , т. е. характеристическая кривая не имеет области недодержек, поэтому даже на нерасширенных спектрограммах при качестве изображения 3" ($\approx 0,1$ мм на пленке) и плотности 0,2 D точность спектрофотометрии составляет $\pm 3\%$. В области эмиссионных линий точность соответственно выше.

В течение двух ночей 29.05 и 31.05.81 г. спектры AD Leo и YZ CMi были получены в области H β и He II λ 4686 со спектрографом СПЭМ с помощью электронно-оптической монтировки СЭМ-1. Монтировка разработана и изготовлена в КАО и состоит из однокаскадного электронно-оптического преобразователя с мультищелочным фотокатодом, электростатической фокусировкой и волоконной оптикой на входе и выходе прибора. Для построения изображения спектра на фотокатоде ЭОП в спектрографе СПЭМ служит линзовая камера от спектрографа СП-50. Фотографирование спектров осуществлялось контактным способом — прижимом астрономической пленки А-600 У к волоконно-оптической шайбе экрана ЭОП. Для этого была разработана специальная кассета с механизмом прижима и перемотки пленки. Спектрограммы получены с дисперсией 60 Å/мм. Полуширина инструментального контура составляла 0,7 Å и определялась разрешающей способностью эмульсии А-600. Время экспозиции спектров звезды в спокойном состоянии и во вспышке составляло 7 мин.

Полученные спектрограммы измерялись на микрофотометрах «Юзе Лёбле» и G1-2 и (переведенные в шкалу интенсивностей) были использованы для построения контуров H_{β} и поисков линии He II $\lambda 4686$.

При многократном экспонировании спектров на одну и ту же пленку суммарное время экспозиции составляло более 1 ч, и из-за недостаточно высокой стабильности ускоряющего напряжения ЭПИ-1 наблюдалось некоторое смещение изображений спектров относительно друг друга вдоль дисперсии, поэтому определение длин волн производилось на основе найденных нами дисперсионной кривой и опорных линий поглощения в спектрах. Ошибки для одной спектрограммы не превышали $\pm 0,5 \text{ \AA}$. Таким образом, при сопоставлении результатов, полученных по разным спектрограммам, относительные сдвиги по длине волны, связанные с ошибками, могли достигать $\pm 1 \text{ \AA}$.

Сопоставление результатов по отдельным спектрограммам, относящимся к спокойному состоянию звезд, показало, что в интервалы, когда происходили вспышки, среднеквадратичные ошибки определения относительных интенсивностей в континууме были следующими: для YZ CMi 30.01 81 г. $\pm 6,5\%$ и 02.03 81 г. $\pm 6,8\%$, AD Leo 03.03 и 31.03 81 г. $\pm 2,5\%$ и 31.05 81 г. $\pm 5\%$.

У звезд типов dM и dMe определение уровня непрерывного спектра в оптической, особенно синей и ультрафиолетовой, области спектра, как известно, является почти неразрешимой задачей. Однако вместо интенсивности непрерывного спектра можно использовать усредненные в широких ($\sim 100-1000 \text{ \AA}$) интервалах интенсивности, показывающие довольно плавный ход с длиной волны и представляемые планковской функцией при одном значении температуры T . При построении контуров H_{β} и поисках линии He II $\lambda 4686$ мы находили по нашим спектрограммам усредненные интенсивности для участков спектров шириной 150 \AA , прилегающие к этим линиям с коротковолновой и длинноволновой сторон, и затем нормировали все данные, принимая усредненные интенсивности за единицу.

Для перехода от измеренных относительных интенсивностей I_{λ} к мощностям излучения звезды $l(\lambda)$ в интервале 1 \AA нами были вычислены эти мощности для длин волн 4866 и 4861 \AA . Вычисления проводились на основе приведенных в [13] мощностей L_B, L_V в полосах B и V , значений полуширин $\Delta\lambda_B, \Delta\lambda_V$ этих полос согласно [16] и следующих соотношений:

$$l(4686) = \frac{L_B}{\Delta\lambda_B} \frac{B(4686, T)}{B(4445, T)}, \quad l(4861) = \frac{L_B}{\Delta\lambda_B} \frac{B(4861, T)}{B(4445, T)},$$

$$\frac{B(5505, T)}{B(4445, T)} = \frac{L_V}{L_B} \frac{\Delta\lambda_B}{\Delta\lambda_V},$$

где T — цветовая температура, $B(\lambda, T)$ — интенсивности абсолютно черного тела, 4445 и 5505 — средние длины волн полос B и V . Последнее соотношение служило для подбора значения T в соответствии с наблюдаемыми светимостями L_B, L_V . Найденные значения $l(4445), l(4686), l(4861)$ приведены в табл. 3.

Т а б л и ц а 3

$\lambda, \text{ \AA}$	$l(\lambda), \text{ эрг/с}$			
	AD Leo	YZ CMi	UV Cet	DT Vir
4445	$8,2 \cdot 10^{26}$	$2,3 \cdot 10^{26}$	$1,9 \cdot 10^{25}$	$6,5 \cdot 10^{26}$
4686	$1,4 \cdot 10^{27}$	$4,0 \cdot 10^{26}$	$3,4 \cdot 10^{25}$	$1,0 \cdot 10^{27}$
4861	$1,6 \cdot 10^{27}$	$4,7 \cdot 10^{26}$	$4,2 \cdot 10^{25}$	$1,2 \cdot 10^{27}$

Нижний предел обнаружимой мощности $L_{\text{пр}}$ в эмиссионной спектральной линии мы можем найти, принимая спектральное разрешение для наших наблюдений равным 1 \AA и считая, что ширина линии не превышает ширины

инструментального контура. Для спокойного состояния звезды

$$L_{\text{пр.сп}} = 3\sigma l(\lambda),$$

а во время вспышки

$$L_{\text{пр.всп}} = 3\sigma (i_f + 1) l(\lambda).$$

Соответственно предельно обнаружимые эквивалентные ширины спектральных линий в спокойном состоянии и во время вспышки

$$W(\lambda)_{\text{пр.сп}} = 3\sigma \cdot 1 \text{ \AA}, \quad W(\lambda)_{\text{пр.всп}} = 3\sigma (i_f + 1) \cdot 1 \text{ \AA}.$$

2. Результаты

а. Световые кривые вспышек

Вспышки AD Leo 3.03, 31.03 81 г. и YZ CMi 30.01 81 г. были обычными (рис. 1, 2). Им предшествовал постоянный (в пределах ошибок) блеск звезды. Напротив, вспышки AD Leo 31.05 81 г. и YZ CMi 02.03 81 г. были сложными событиями. На световой кривой вспышки 31.05 81 г. видны два основных максимума в $19^{\text{h}}56^{\text{m}}.2$ и $20^{\text{h}}04^{\text{m}}.8$ UT (далее в моментах времени UT и значки h, m опущены). Вспышки 02.03 81 г. начались, возможно, с поярчания в 19.23,2. В этот момент блеск звезды превысил средний блеск спокойного состояния на 0,16, что составляет около 4σ . Однако это поярчание было очень кратковременным, и поэтому оно вряд ли реально, а скорее представляет собой флюктуацию фотокатода. Реальным следует считать относительное повышение на 0,05—0,10 блеска в интервале 19.27—19.38 и вспышку с максимумом в 19.38,8, продолжавшуюся до 19.43. Вспышке, возможно, предшествовало ослабление блеска на 0,10 в 19.36,3. Затем в интервале 19.44—20.40 блеск звезды был таким же, как до 19.23, т. е. звезда была в спокойном состоянии. В 20.40,2 началась еще одна вспышка, продолжавшаяся до 21.00.

б. Контур линии H_{β}

Контур эмиссионной линии H_{β} во время вспышек и в спокойном состоянии звезды (далее — в спокойном состоянии) показаны на рис. 3—8. Изменения центральной интенсивности в спокойном состоянии, вероятно, существуют, и довольно значительные, у YZ CMi. Об этом свидетельствует то, что в две разные ночи в интервалы около 1 ч, предшествовавшие вспышкам, получены существенно различные значения 4,16 (29—30.01 81 г.) и 3,48 (02.03 81 г.). Возможно, что эти изменения связаны с осевым вращением и пятнистостью YZ CMi, которая, как нами показано, является звездой типа BY Dra [17]; у AD Leo центральная интенсивность H_{β} в спокойном состоянии составляла $2,16 \pm 0,04$, т. е. не изменялась существенно.

Наши наблюдения свидетельствуют об изменениях как интенсивности, так и ширины эмиссии H_{β} во время вспышек. Поскольку оказалось, что изменения не всегда одинаковы, то мы далее обсудим каждую вспышку в отдельности.

Вспышка AD Leo 03.03 81 г. В интервале 00.37—00.44 интенсивность и ширина H_{β} такие же, как и в другие интервалы спокойного состояния звезды в другие ночи наблюдений. В интервале 00.44—00.49 интенсивность линии слегка увеличилась, а в 00.49—00.54 увеличение интенсивности уже существенно превышает ошибки. В интервале 00.55—01.00, соответствующем максимуму вспышки, линия интенсивнее и шире, чем в спокойном состоянии, и, возможно, контур линии асимметричен. В интервалах 01.00—01.05, 01.05—01.09, 01.09—01.14, 01.14—01.19 интенсивность и ширина линии возвращаются к тем, которые наблюдались в спокойном состоянии.

Вспышка AD Leo 31.03 81 г. В интервале 20.35—20.45 интенсивность и ширина H_{β} такие же, как в другие интервалы спокойного состояния звезды в другие ночи наблюдений. Начиная с интервала 20.45—20.55 заметно увеличение только интенсивности H_{β} , продолжавшееся до 21.27—21.35.

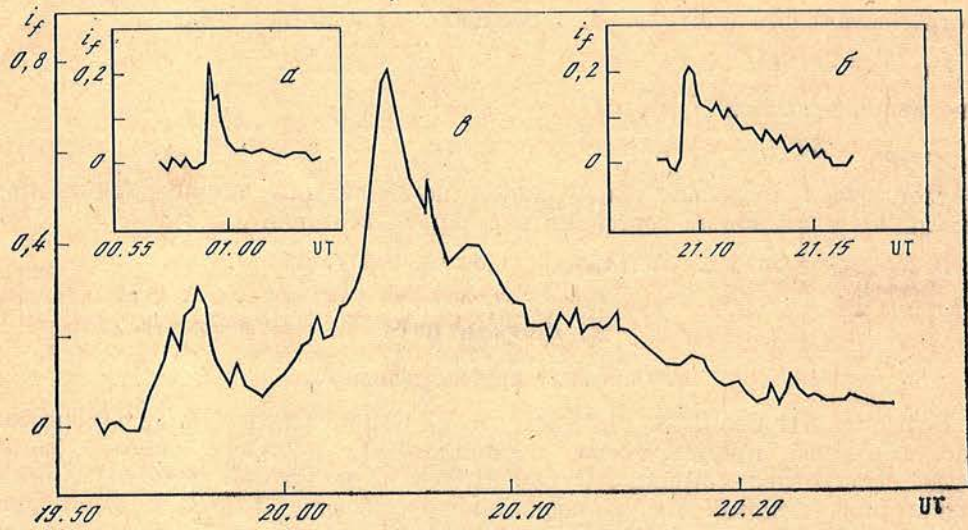


Рис. 1. Вспышки AD Leo 03.03 (а), 31.03 (б) и 31.05 81 г. (в)

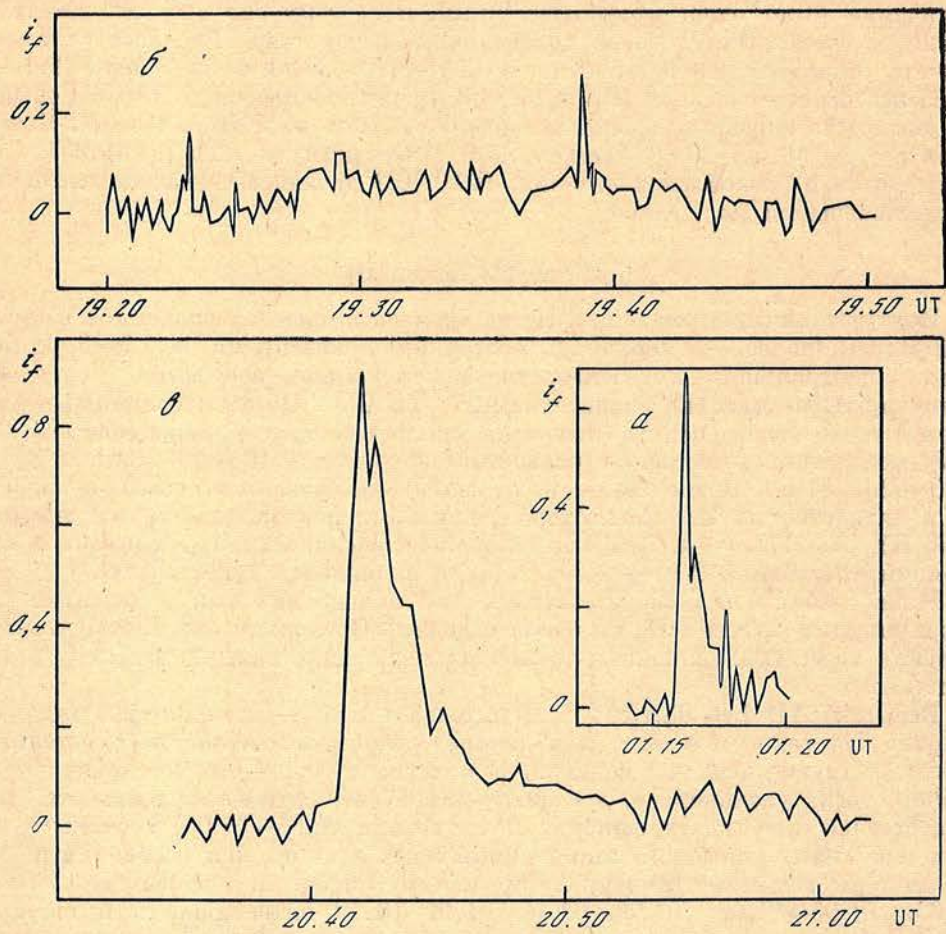


Рис. 2. Вспышки YZ CMi 30.01 (а), 02.03 81 г. (б, в)

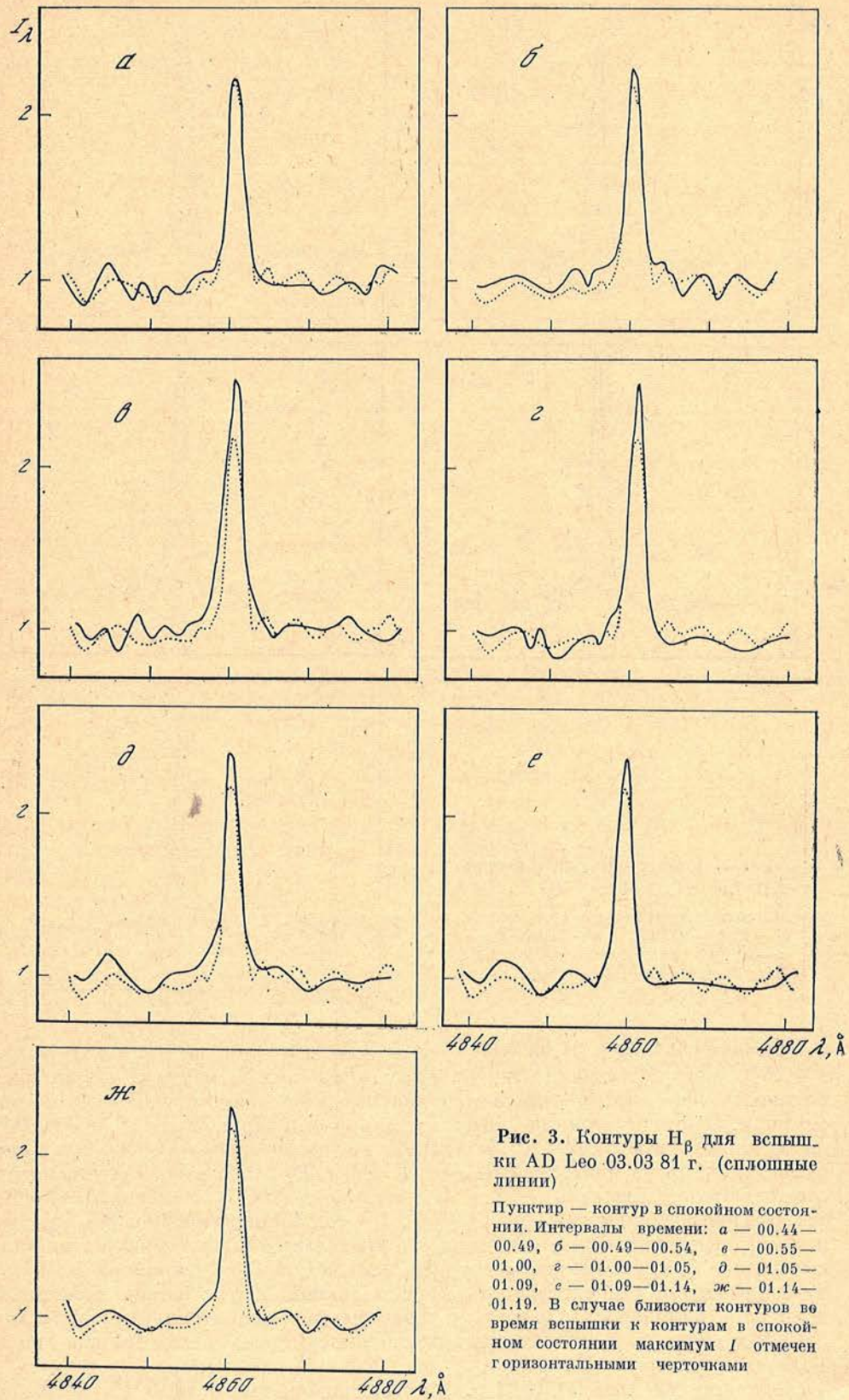


Рис. 3. Контуры H_{β} для вспышки AD Leo 03.03 81 г. (сплошные линии)

Пунктир — контур в спокойном состоянии. Интервалы времени: а — 00.44—00.49, б — 00.49—00.54, в — 00.55—01.00, г — 01.00—01.05, д — 01.05—01.09, е — 01.09—01.14, ж — 01.14—01.19. В случае близости контуров во время вспышки к контурам в спокойном состоянии максимум I отмечен горизонтальными черточками

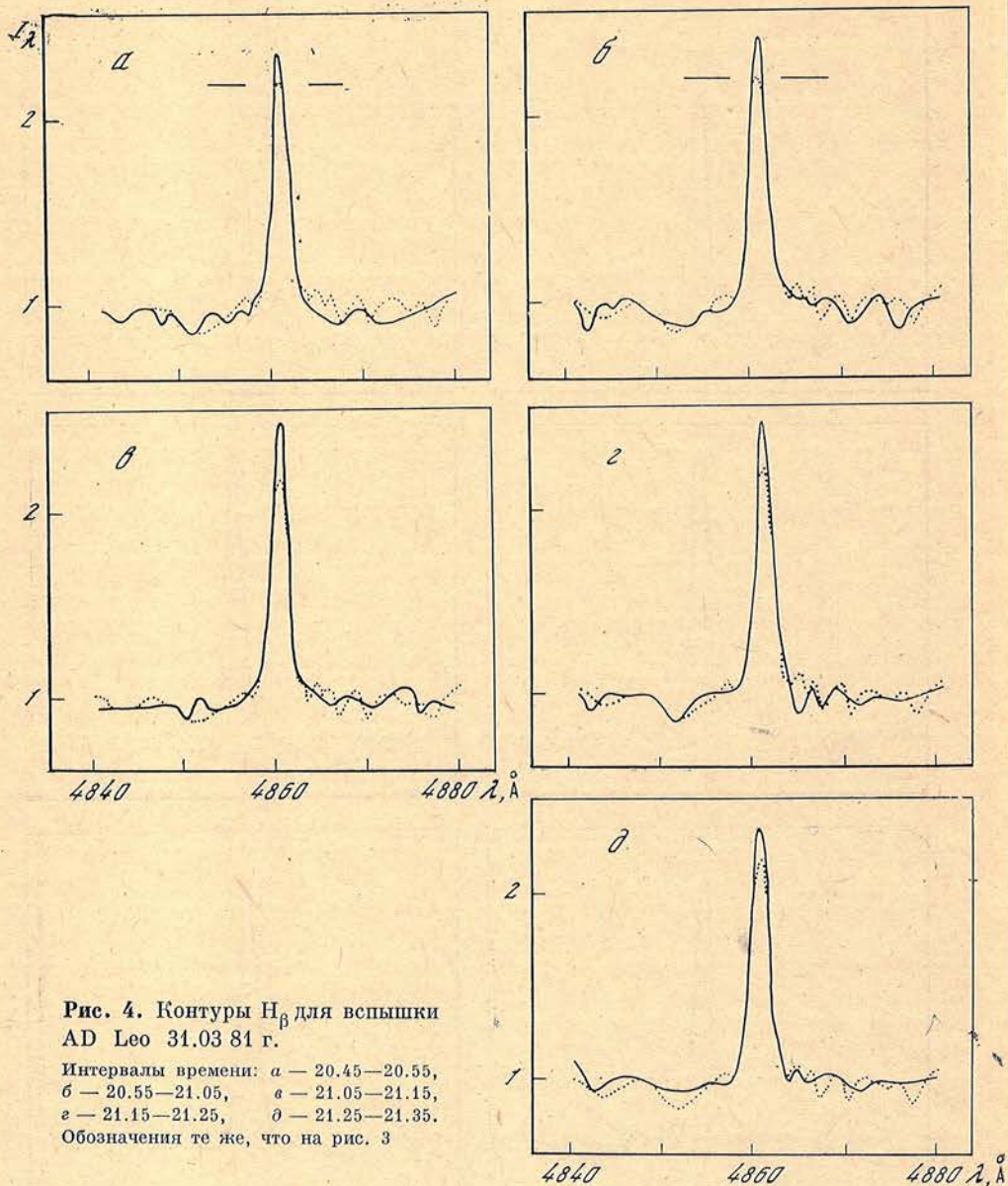


Рис. 4. Контуры H_{β} для вспышки AD Leo 31.03 81 г.

Интервалы времени: *a* — 20.45—20.55,
б — 20.55—21.05, *в* — 21.05—21.15,
г — 21.15—21.25, *д* — 21.25—21.35.
 Обозначения те же, что на рис. 3

Вспышка AD Leo 31.05 81 г. Спектральные наблюдения были начаты в 19.58, когда вспышка уже началась. Все четыре контура H_{β} за время вспышки очень сильно отличаются как по интенсивности, так и по ширине от нормального состояния. Ширина линии наибольшая в 19.58—20.05 и почти такая же в 20.07—20.14; эти два интервала прилегают к максимуму, причем первый из них захватывает его. В 19.58—20.05 крылья эмиссии прослеживаются в пределах $\pm 15 \text{ \AA}$. В интервалах 20.17—20.24 и 20.28—20.35 эти пределы уменьшились до $\pm 10 \text{ \AA}$. Центральная интенсивность увеличилась во время вспышки и изменялась в пределах от 2,60 до 3,46 (в спокойном состоянии 2,12). Заметна некоторая асимметричность контура линии во время вспышки относительно контура в спокойном состоянии, причем она, возможно, изменялась. Поскольку в данную ночь спектральные наблюдения звезды в спокойном состоянии не проводились, то мы взяли контур спокойного состояния для 29.05 81 г.

Вспышка YZ CMi 30.01 81 г. В интервале около 1 ч до 01.15—01.30 контур линии не отличается в пределах ошибок по ширине от контура спокойного состояния звезды в другие ночи наблюдений. В интервале 01.15—01.30,

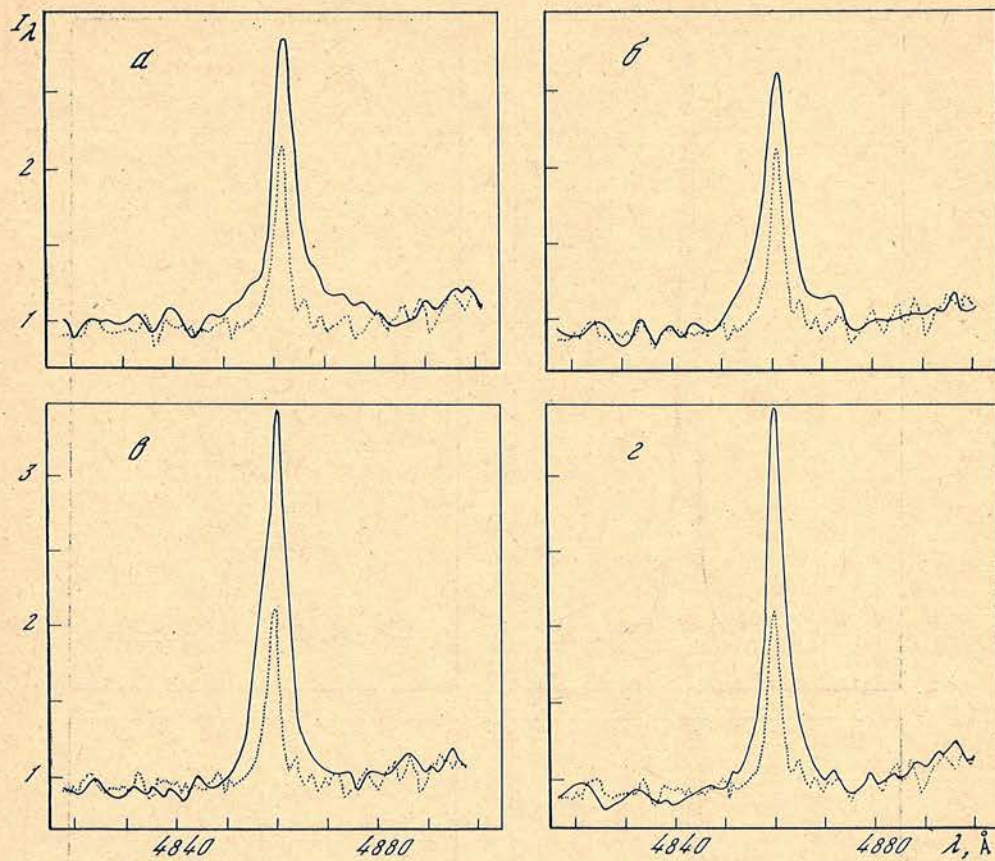


Рис. 5. Контуры H_{β} для вспышки AD Leo 31.05 81 г.

Интервалы времени: а — 19.58—20.05, б — 20.07—20.14, в — 20.17—20.24, г — 20.28—20.35. Обозначения те же, что на рис. 3

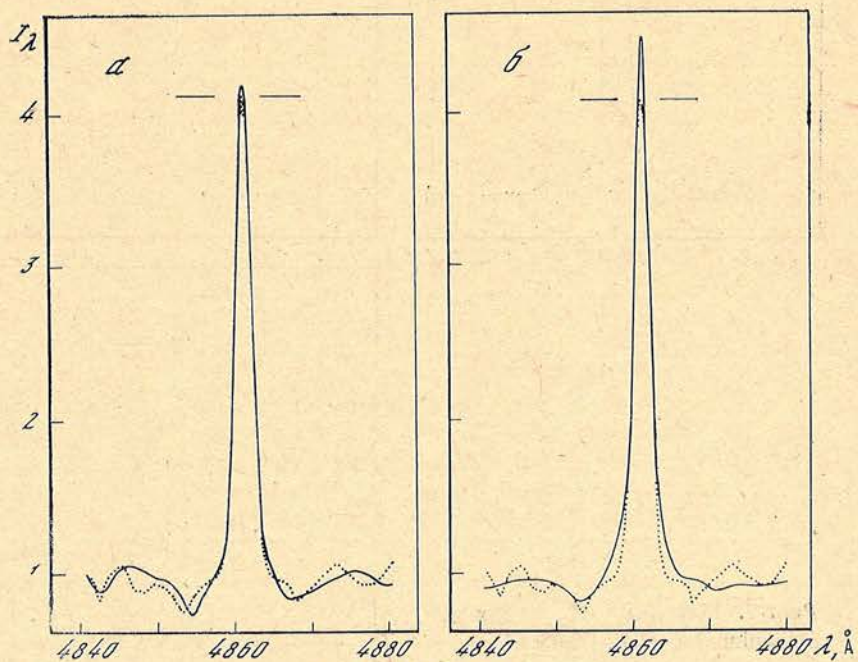


Рис. 6. Контуры H_{β} для вспышки YZ CMi 30.01 81 г.

Интервалы времени: а — 00.55—01.10, б — 01.15—01.30. Обозначения те же, что на рис. 3

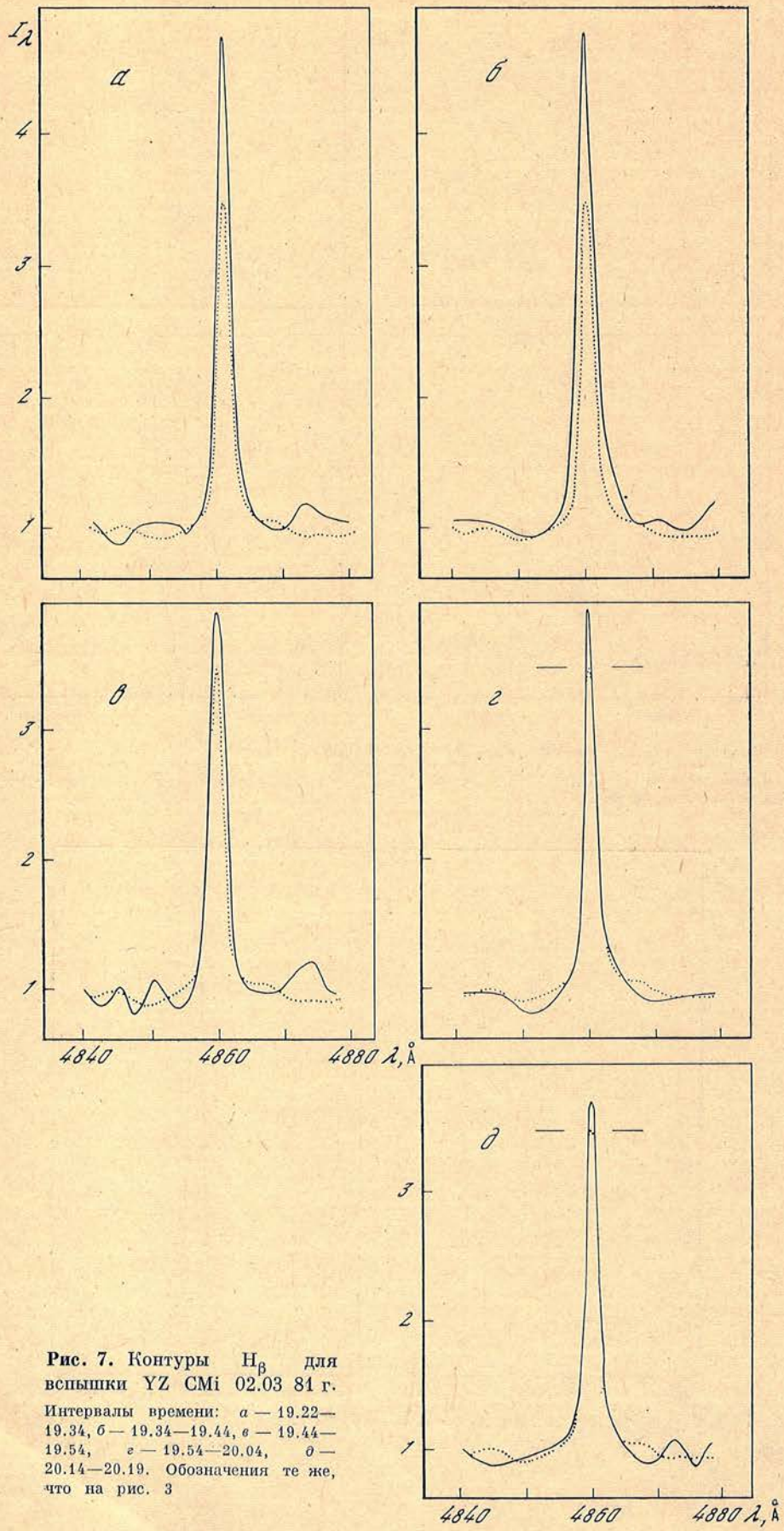


Рис. 7. Контуры H_{β} для
 вспышки YZ CMi 02.03 81 г.
 Интервалы времени: а — 19.22—
 19.34, б — 19.34—19.44, в — 19.44—
 19.54, г — 19.54—20.04, д —
 20.14—20.19. Обозначения те же,
 что на рис. 3

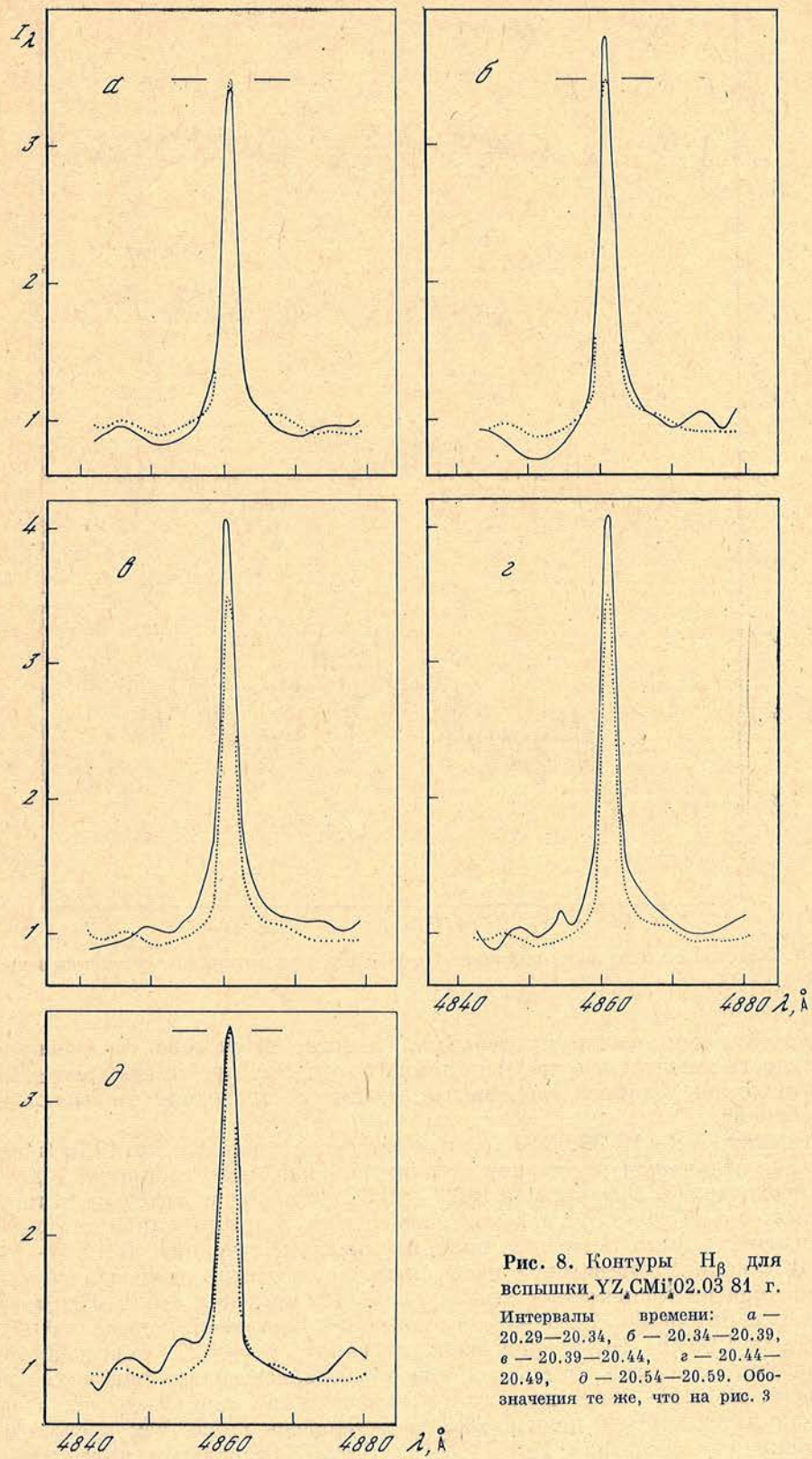


Рис. 8. Контуры H_β для вспышки YZ CMi 02.03 81 г.
 Интервалы времени: *a* — 20.29—20.34, *б* — 20.34—20.39, *в* — 20.39—20.44, *г* — 20.44—20.49, *д* — 20.54—20.59. Обозначения те же, что на рис. 3

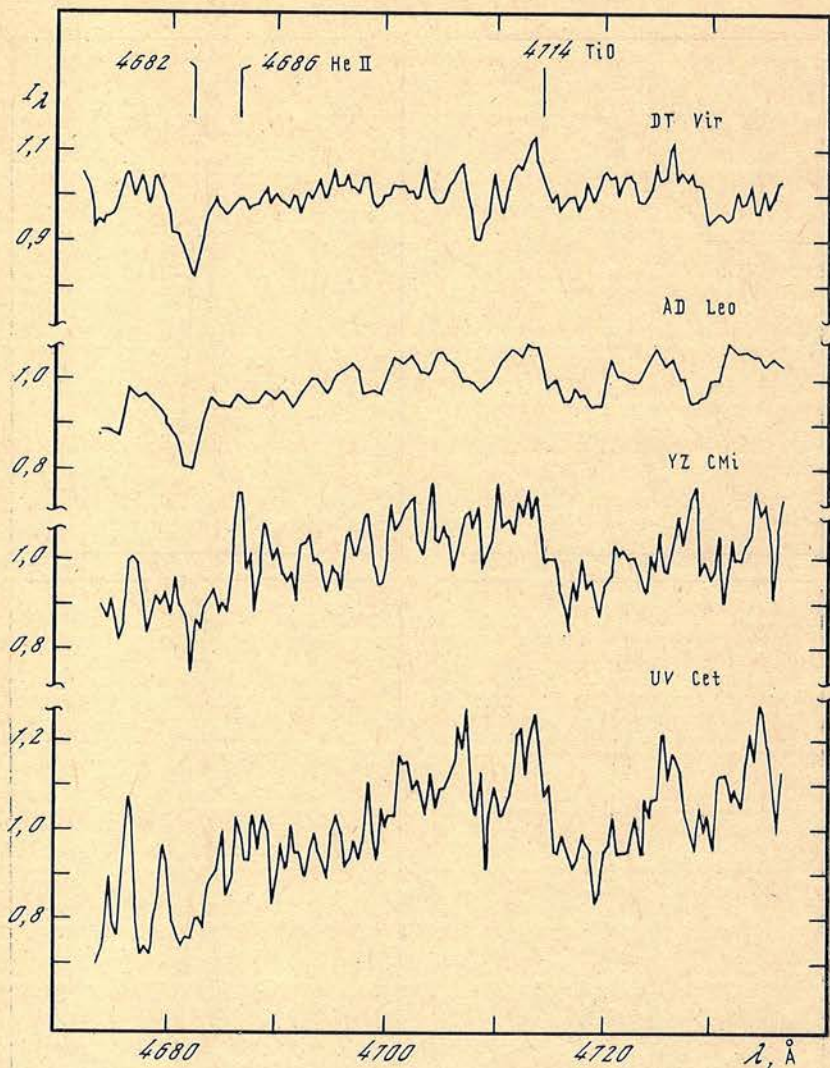


Рис. 9. Участок спектра вблизи линии He II $\lambda 4686$ при спокойном состоянии вспыхающих звезд

соответствующем максимуму вспышки, заметно небольшое увеличение интенсивности в центре и в крыльях линии в пределах приблизительно $\pm 10 \text{ \AA}$. В последующие моменты времени наблюдения не проводились из-за появления облаков.

Вспышка YZ CMi 02.03 81 г. В интервале около 1 ч до 19.22 контур линии не отличается по ширине от контура спокойного состояния в другие ночи наблюдений. В интервале 19.22—19.34 центральная интенсивность увеличилась с 3,48 до 4,65, т. е. весьма значительно. В крыльях линии в это время интенсивность была такой же, как в нормальном состоянии. В 19.34—19.44 наряду с сильно повышенной интенсивностью в центре наблюдалась также повышенная интенсивность в крыльях линии в пределах $\pm 5 \text{ \AA}$. Как мы отмечали, в интервале 19.27—19.38 произошло повышение блеска на 0,05—0,10, а в 19.38,8—19.43 произошла вспышка с $i_t = 0,27$. Таким образом, повышенная эмиссия в крыльях линии наблюдалась вблизи максимума этой вспышки. В 19.44—19.54 эмиссии в крыльях линии уже незаметно, а центральная интенсивность понизилась, но оставалась выше, чем в спокойном состоянии, до интервала 20.14—20.19. Затем центральная интенсивность в 20.29—20.34 была такой же, как в спокойном состоянии, в 20.34—20.39 повысилась до 3,78 (в спокойном состоянии 3,48), а в интервале 20.39—

20.44, соответствующем максимуму второй в эту ночь вспышки, возросла до 4,06, и, кроме того, появилась дополнительная эмиссия в крыльях линии в пределах приблизительно $\pm 10 \text{ \AA}$. В 20.44—20.49, 20.54—20.59 интенсивности в центре и крыльях линии возвращаются к тем, которые наблюдались в спокойном состоянии.

Наши наблюдения показывают, что преимущественно вблизи максимумов вспышек усиливается эмиссия в крыльях H_{β} . Наиболее широкие эмиссионные крылья в пределах $\pm 15 \text{ \AA}$ наблюдались у вспышки AD Leo 31.05 81 г. Однако у вспышки AD Leo 31.03 81 г. и вспышки YZ CMi 30.01 81 г., т. е. в 33% общего числа случаев, дополнительная эмиссия в крыльях H_{β} слабая или, возможно, отсутствует. Следует отметить, что по крайней мере у двух вспышек AD Leo и двух вспышек YZ CMi нами наблюдалось увеличение центральной интенсивности H_{β} в интервале 10—20 мин, предшествующем максимуму вспышки. Только у вспышки YZ CMi 02.03 81 г. с максимумом в 19.38,8 в интервале ~ 10 мин, предшествующем максимуму, одновременно с увеличением интенсивности H_{β} наблюдался повышенный блеск звезды. У остальных трех вспышек во время предвспышечного увеличения интенсивности H_{β} блеск звезды не отличался от блеска в спокойном состоянии.

в. Линия He II $\lambda 4686$

Поскольку спектральное разрешение нашей аппаратуры в области линии He II $\lambda 4686$ значительно выше, чем в проведенных ранее исследованиях, то мы специально исследовали, присутствует ли эта линия в спектрах вспыхивающих звезд в спокойном состоянии. Для AD Leo, DT Vir, YZ CMi, UV Cet было использовано по две-три спектрограммы, полученные в интервалы спокойного состояния. Усредненные спектры в шкале интенсивностей приведены на рис. 9. За единицу принята средняя интенсивность в интервале $\lambda\lambda 4674\text{—}4736 \text{ \AA}$. Как видно из рис. 9, эмиссия или абсорбция в линии $\lambda 4686$ не превышает приблизительно $\pm 2\%$ у AD Leo и DT Vir и $\pm 10\%$ у YZ CMi и UV Cet.

Аналогичные результаты нами получены по спектрам во время вспышек AD Leo и YZ CMi. Для вспышек усреднение по нескольким спектрограммам нами не производилось, поэтому для них верхний предел интенсивности в линии $\lambda 4686$ может быть принят как утроенная среднеквадратичная ошибка для одной спектрограммы: $\pm 7,5\%$ для вспышек AD Leo 03.03 и 31.03 81 г., $\pm 15\%$ для вспышки AD Leo 31.05 81 г. и $\pm 20\%$ для вспышек YZ CMi 30.01 и 2.03 81 г.

3. Обсуждение и выводы

Можно считать определенно подтвержденным, что контуры и интенсивности линии H_{β} изменяются во время вспышек звезд типа UV Cet по-разному. Увеличение ширины линии во время вспышек YZ CMi 02.03 81 г., 20.42,0, AD Leo 31.05 81 г. подтверждает результаты [2—7], а отсутствие расширения линии во время вспышки AD Leo 31.03 81 г. подтверждает результаты [8, 9]. Четко выраженная красная асимметрия контура H_{β} во вспышке AD Leo 31.05 81 г. в интервале 19.58—20.05 подтверждает реальность этого явления, впервые отмеченного в [6]. Некоторые другие полученные нами контуры тоже, возможно, асимметричны в некоторой степени.

У вспышек AD Leo 3.03 81 г., 31.03 81 г., YZ CMi 2.03 81 г., 19.38,8, 2.03 81 г., 20.42,0, т. е. в 67% рассматриваемых здесь вспышек, наблюдалось увеличение центральной интенсивности H_{β} за 15—20 мин до максимума блеска звезды в полосе *B*. Обнаружено различие между вспышками в развитии таких предвспышек. У вспышек AD Leo 03.03 81 г., 31.03 81 г., YZ CMi 02.03 81 г., 20.42,0 во время предвспышечного увеличения интенсивности H_{β} блеск звезды не отличался от блеска в спокойном состоянии. У вспышки YZ CMi 02.03 81 г., 19.38,8 в течение 8 мин перед максимумом блеска наблюдался повышенный блеск, а за 2 мин перед максимумом, возможно, произошла отрицательная вспышка.

Интересно отметить, во-первых, что вспышка YZ CMi 02.03 81 г., 19.38,8 по своему развитию очень похожа на вспышку YZ CMi 5.01 78 г., наблюдавшуюся Родоно и др. [18]. Весьма обширные фотоэлектрические наблюдения звезд типа UV Cet в полосах U, B, V показывают, что вспышки, подобные вспышкам YZ CMi 02.03 81 г., 19.38,8 и 5.01 78, очень редки [19]. Во-вторых, как видно из рис. 1—8, предвспышка вспышки YZ CMi 02.03 81 г., 19.38,8 отличалась значительно большим отношением избыточной эмиссии в H_{β} к избыточной эмиссии в континууме, чем максимумы данной и других вспышек (мы считаем, что изменения блеска звезд во время вспышек вызваны в основном изменениями в континууме). Во время предвспышек вспышек AD Leo 03.03 81 г., 31.03 81 г., YZ CMi 2.03 81 г., 20.42,0, вероятно, отсутствовало усиление непрерывной эмиссии (увеличения блеска не наблюдалось). Отсюда следует вывод, что предвспышки характеризуются усилением эмиссии в линиях, а усиление непрерывной эмиссии невелико и происходит лишь в редких случаях. Напротив, во время максимумов вспышек, как известно [12, 13, 20—22], усиливается в основном непрерывная эмиссия.

Усиление эмиссии в водородных линиях во время предвспышки ранее замечено Боппом и Моффеттом [12, 13]. Однако Бопп и Моффетт сообщают об этом лишь в примечании к рисункам без каких-либо выводов. Таким образом, можно считать, что вывод об усилении эмиссии в водородных линиях во время предвспышек у звезд типа UV Cet нами сделан впервые.

Как уже отмечалось, контуры H_{β} во вспышках AD Leo 31.05 81 г., YZ CMi 02.03 81 г. в интервале 20.39—20.44 определенно показывают образование широких крыльев, происходящее преимущественно вблизи максимумов вспышек. Данный результат тоже получен впервые, так как ранее [2—7] его невозможно было четко выявить из-за низкого спектрального разрешения. Наиболее подходящим объяснением образования крыльев является, вероятно, штарк-эффект.

Чтобы проверить это объяснение, мы рассчитали ряд контуров на основе «Таблиц штарковского расширения водорода» [23]. Были приняты электронная температура 10^4 К, электронные плотности в пределах 10^{13} — 10^{15} см $^{-3}$, оптические толщ τ_{λ} в центре линии в пределах 10^2 — 10^3 . Энергия, излучаемая в линии, вычислялась по формуле

$$E(\lambda) = B(\lambda, T)(1 - e^{-\tau_{\lambda}}).$$

Поскольку нас интересовало главным образом относительное распределение интенсивности, то мы нормировали вычисленные контуры к единице в центре линии. Сопоставление наблюдаемых и вычисленных контуров показало, что вследствие асимметричности наблюдаемых контуров электронная плотность может быть найдена лишь приблизительно. Ее значения составляют 10^{14} — 10^{15} см $^{-3}$ для вспышки AD Leo 31.05 81 г. и 10^{14} см $^{-3}$ для максимума вспышки YZ CMi 02.03 81 г., 20.42,0. Столь высокие значения плотности показывают, что вспышки звезд типа UV Cet могут распространяться в нижние слои хромосферы. Асимметричность контуров заметна в пределах нескольких ангстрем вблизи центра, что, вероятно, свидетельствует о наличии движений во вспышках со скоростями порядка 10^2 — 10^3 км/с.

В [9] выдвинуто предположение о том, что сильно расширенные водородные линии свойственны только мощным вспышкам звезд типа UV Cet, причем по происхождению они подобны тем, которые наблюдаются в ядрах (ярких точках) мощных солнечных вспышек. Так, в [24] описана солнечная вспышка 07.08 72 г., 15.00, в ядре которой наблюдалась H_{α} -эмиссия с FWHM = 12 Å и с красной асимметрией. Наши наблюдения вспышки AD Leo 31.05 81 г. подтверждают предположение [9], так как по полной энергии эта вспышка превосходит другие, наблюдавшиеся нами, а также вспышки AD Leo и YZ CMi, у которых в [8, 9] не было обнаружено расширения водородных линий. По величине FWHM вспышка AD Leo 31.05 81 г. и ядро солнечной вспышки 07.08 72 г. не отличаются существенно. Интересно, что во вспышке AD Leo 31.05 81 г. наибольшее расширение H_{β} (в ин-

тервале 19.58—20.05) совпало по времени с появлением красной асимметрии контура, как и в ядре солнечной вспышки 07.08 72 г.

Как показывает опыт изучения солнечных вспышек, в расширении бальмеровских линий наряду со штарк-эффектом значительную роль играют движения масс. Исследования А. Б. Северного, подтвержденные лабораторными экспериментами, показали, что преобладающими факторами могут быть в одних случаях движения, а в других штарк-эффект [25]. Этот вывод, возможно, справедлив и в отношении вспышек звезд типа UV Cet. Вероятно, движения в них происходят, как в солнечных вспышках, вдоль некоторой оси (магнитных силовых линий), и в том случае, когда луч зрения близок к направлению этой оси, преобладающим фактором расширения бальмеровских линий являются движения.

В настоящее время, когда отсутствует концептуальная (приемлемая на широкой основе) модель вспышек звезд типа UV Cet, необходимо рассмотреть только тот механизм, который определено может вызывать появление эмиссии в линии He II $\lambda 4686$. Этим механизмом является каскадная рекомбинация ионов He III, возникающих под воздействием потока рентгеновского излучения, увеличение которого во время вспышек звезд типа UV Cet наблюдалось [1, 26, 27].

Соотношение между мощностями излучения L в линии He II $\lambda 4686$ и в рентгене может быть получено согласно [28, 29]. Представляется наиболее вероятным, что рентгеновское излучение может быть представлено тепловым спектром с $T = 10^7$ К, а ионизация He II производится квантами с длинами волн $\lambda 124$ — 228 Å. При таких предположениях можно считать, что

$$L_{4686} = 1,2 \cdot 10^{-3} L_X.$$

Из наблюдавшихся нами вспышек наибольшие мощности в полосе B были у вспышек YZ CMi 02.03 81 г., 20.42,0, $L_B = 2,1 \cdot 10^{29}$ эрг/с и AD Leo 31.05.81 г. $L_B = 6,4 \cdot 10^{29}$ эрг/с. В [1] для вспышки YZ CMi 25.10 79 г. получено следующее максимальное значение: $L_X = 8 \cdot 10^{28}$ эрг/с. У вспышки YZ CMi 25.10 79 г. мощность в максимуме в полосе B была $1,6 \cdot 10^{29}$ эрг/с (найдена по мощности L_U), т. е. эта вспышка подобна вспышке YZ CMi 02.03 81 г., 20.42,0. Продолжительности той и другой вспышек были почти одинаковыми. Таким образом, можно предположить, что во время вспышки YZ CMi 02.03 81 г., 20.42,0 поток рентгеновского излучения был таким же, как во вспышке 25.10 79 г., т. е. $8 \cdot 10^{28}$ эрг/с. Используя приведенное соотношение между L_{4686} и L_X , мы получим для вспышки YZ CMi 02.03 81 г., 20.42,0 в ее максимуме $L_{4686} = 1,0 \cdot 10^{26}$ эрг/с. Оценим также возможное значение эквивалентной ширины эмиссионной линии He II $\lambda 4686$ для спектра, снятого вблизи максимума вспышки в интервале 20.39—20.44, причем будем считать, что линия не превосходит по ширине инструментальный контур. Для указанного интервала времени среднее значение $\bar{i}_r = 0,35$, так что $W(4686) = 0,2$ Å. Эта величина не превосходит предела обнаружения для наших наблюдений, в данном случае равного 0,2 Å, что согласуется с отмеченным нами отсутствием эмиссии $\lambda 4686$ во время указанной вспышки.

У других вспышек звезд типа UV Cet в их максимумах наблюдались значительно бóльшие мощности в рентгене. Так, для вспышки AU Mic 25.10 77 г. было получено $L_X = 1,6 \cdot 10^{31}$ эрг/с [27]. Для вспышек UV Cet 08.01 75 г. и YZ CMi 19.10 74 г. по наблюдаемым значениям в полосе 0,2—0,28 кэВ в предположении теплового рентгеновского спектра, $T = 10^7$ К, могут быть оценены L_X соответственно $8,5 \cdot 10^{29}$ и $3,5 \cdot 10^{30}$ эрг/с. Для этих трех вспышек приведенное выше соотношение между L_{4686} и L_X дает намного большие значения L_{4686} , чем оцененные нами для вспышек YZ CMi 25.10 79 г. и 02.03 81 г., 20.42,0. Однако возможно также, что для всех вспышек звезд типа UV Cet существует одно общее соотношение рентгеновской и оптической светимостей, L_X/L_{opt} . Если это действительно так и $L_X/L_{\text{opt}} \approx 1$, как у вспышки YZ CMi 25.10 79 г. (см. [1]), то эквивалентная ширина эмиссии, вероятно, не может существенно превышать 0,2 Å при рассматриваемом механизме, во всяком случае во время максимумов вспышек, когда непре-

рывная оптическая эмиссия усиливается относительно эмиссии в линиях. Две вспышки UV Cet, у которых наблюдалась значительно более интенсивная линия He II $\lambda 4686$ [2, 4], таким образом, следует рассматривать как указание либо на то, что $L_X/L_{\text{opt}} \gg 1$ (что мало вероятно), либо на то, что возбуждение этой линии вызывается механизмом иным, чем ионизация He II рентгеновским излучением. Необходимо проведение дальнейших наблюдений линии He II $\lambda 4686$ в спектрах вспышек звезд типа UV Cet.

Май 1982 г.

Литература

1. Kahler S., Golub L., Harnden F. R. et al. Coordinated X-ray, optical and radio observations of flaring activity on YZ Canis Minoris.— *Astrophys. J.*, 1982, vol. 252, p. 239.
2. Joy A. H., Humason M. L. Observations of the faint dwarf star L 726-8.— *Publ. Astron. Soc. Pacif.*, 1949, vol. 61, p. 133.
3. Гершберг Р. Е., Чугайнов П. Ф. Фотоэлектрические и спектрографические наблюдения вспышек AD Leo в 1965 г.— *Астрон. журн.*, 1966, т. 43, с. 1168.
4. Гершберг Р. Е., Чугайнов П. Ф. Фотоэлектрические и спектрографические наблюдения вспышек UV Cet в 1965 г.— *Астрон. журн.*, 1967, т. 44, с. 260.
5. Greenstein J. L., Arp H. C. A spectroscopic flare of Wolf 359.— *Astrophys. Lett.*, 1969, vol. 3, p. 149.
6. Гершберг Р. Е., Шаховская Н. И. Спектры сильной вспышки AD Leo 2 марта 1970 г.— *Астрон. журн.*, 1971, т. 48, с. 934.
7. Кулапова А. Н., Шаховская Н. И. Спектры вспышек AD Leo 28.II 1971 года.— *Изв. Крым. астрофиз. obs.*, 1973, т. 48, с. 31.
8. Schneeberger T. J., Linsky J. L., McClintock W. Chromospheric emission lines in the red spectrum of AD Leonis. II. Physical conditions in flares.— *Astrophys. J.*, 1979, vol. 231, p. 148.
9. Schneeberger T. J., Worden S. P., DeLuca E. E. et al. The response of chromospheric emission lines to flares on YZ CMi.— *Astrophys. J.*, 1983.
10. Kunkel W. E. On the spectra of stellar flares.— *Astrophys. J.*, 1970, vol. 101, p. 503.
11. Bopp B. W., Moffett T. J. High time resolution studies of UV Ceti.— *Astrophys. J.*, 1973, vol. 185, p. 239.
12. Moffett T. J., Bopp B. W. High time resolution studies of UV Ceti stars.— *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 1976, vol. 31, p. 61.
13. Moffett T. J. UV Ceti stars: observational data.— *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 1974, vol. 29, p. 1.
14. Бутслов М. М., Липатов С. В. Электронографический преобразователь изображения для астрономии.— В кн.: Новая техника в астрономии. Л.: Наука, 1975, вып. 5, с. 90.
15. Боярчук А. А., Гершберг Р. Е., Лиморенко К. Я. и др. Спектрограф для изучения нестационарных объектов.— *Изв. Крым. астрофиз. obs.*, 1967, т. 36, с. 277.
16. Страйжис В. Л. Фотометрические системы.— В кн.: Методы исследования переменных звезд. М.: Наука, 1971, с. 225.
17. Чугайнов П. Ф. Звезды типа BY Dra. II. Дальнейшие фотоэлектрические наблюдения и их анализ.— *Изв. Крым. астрофиз. obs.*, 1974, т. 52, с. 3.
18. Rodono M., Pucillo M., Sedmak G., de Biase G. A. On «negative flares» and «dips» of UV Cet-type stars.— *Astron. and Astrophys.*, 1979, vol. 76, p. 242.
19. Cristaldi S., Gershberg R. E., Rodono M. Photometric features near the initial phase of flares on UV Cet-type stars.— *Astron. and Astrophys.*, 1980, vol. 89, p. 123.
20. Чугайнов П. Ф. Фотоэлектрические наблюдения вспыхивающих звезд. IV. Фотометрия в линии H_{β} вспышек UV Ceti.— *Изв. Крым. астрофиз. obs.*, 1967, т. 38, с. 200.
21. Чугайнов П. Ф. Фотоэлектрические наблюдения вспыхивающих звезд. VI. Фотометрия вспышек EV Lac в четырех участках спектра: U , H_{β} , G , V .— *Изв. Крым. астрофиз. obs.*, 1969, т. 40, с. 33.
22. Чугайнов П. Ф. Спектроколориметрические наблюдения вспышек EV Lac.— *Изв. Крым. астрофиз. obs.*, 1972, т. 44, с. 3.
23. Vidal C. R., Cooper J., Smith E. W. Hydrogen Starkbroadening tables.— *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 1973, vol. 25, p. 37.
24. Zirin H., Tanaka K. The flares of August 1972.— *Solar Phys.*, 1973, vol. 32, p. 173.
25. Северный А. Б. Генерация вспышек при изменении магнитных полей.— *Астрон. ж.*, 1961, т. 38, с. 402.
26. Heise J., Brinkman A. C., Schriever J. et al. Evidence for X-ray emission from flare stars observed by ANS.— *Astrophys. J.*, 1975, vol. 202, p. L73.
27. Kahn S. M., Linsky J. L., Mason K. O. et al. HEAO-1 observations of X-ray emission from flares on dMe stars.— *Astrophys. J.*, 1979, vol. 234, p. L107.
28. Zirin H. The helium chromosphere, coronal holes, and stellar X-rays.— *Astrophys. J.*, 1975, vol. 199, p. L63.
29. Raymond J. C., Smith B. W. Soft X-ray spectrum of a hot plasma.— *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 1977, vol. 35, p. 419.

СПЕКТРАЛЬНЫЕ И ЭЛЕКТРОФОТОМЕТРИЧЕСКИЕ НАБЛЮДЕНИЯ ПЕКУЛЯРНОЙ ЗВЕЗДЫ СН ЛЕБЕДЯ В 1980—1981 ГГ.

Т. С. Галкина, Н. И. Шаховская, Н. И. Бондарь

Излагаются результаты спектральных и узкополосных электрофотометрических наблюдений СН Лебеда, полученные с июля 1980 г. по ноябрь 1981 г. В течение всего периода наблюдений продолжалось постоянное увеличение блеска звезды в исследуемом спектральном диапазоне от $\lambda 3500$ до $\lambda 8000$ Å с возрастанием амплитуды в коротковолновую область спектра. От начала периода наших наблюдений к его концу блеск звезды в визуальной области спектра увеличился вдвое и достиг величины $\sim 5^m,6$ — небывалой за всю историю наблюдений звезды. На фоне общего подъема замечены изменения блеска $\sim 25\%$ с характерным временем несколько суток.

В спектре звезды усилился голубой континуум, появились некоторые абсорбционные детали и линии с профилями типа «обратный P Cyg». Лучевые скорости, измеренные по компонентам водородных линий, и профили водородных линий испытывают систематические изменения при переходе от H_α к высшим членам серии. Лучевые скорости, измеренные по линиям других элементов (Fe II, [Fe II], He I, [O I]), также различаются между собой. Наблюденный бальмеровский декремент довольно крутой, его сопоставление с теоретическими декрементами приводит к значению $n_e \sim 10^{10} - 10^{11} \text{ см}^{-3}$ и $T_e = 20000 \text{ K}$.

Результаты наблюдений качественно согласуются с моделью, предложенной Луудом [1], согласно которой СН Лебеда — двойная звезда, состоящая из полуправильного гиганта M6 III и белого карлика, вокруг которого возникает аккреционный диск.

THE ELECTROPHOTOMETRIC AND SPECTROSCOPIC OBSERVATIONS OF THE PECULIAR STAR CH CYGNI DURING 1980—1981, by T. S. Galkina, N. I. Shakhovskaya, N. I. Bondar. The results of the spectroscopic and electrophotometric observations of the peculiar star CH Cygni obtained from July 1980 till November 1981 are reported. During the whole period of observations the brightness of CH Cygni was continuously increasing within the spectral region from $\lambda 3500$ to $\lambda 8000$ Å with the increase of the amplitude toward the short-wave region. From July 1980 till November 1981 the brightness of the star in the visual spectral region increased up to $\sim 5^m,6$.

In the spectrum of the star the emission H I, Fe II, [Fe II], [O I] lines as well as the molecular absorption bands of TiO were observed. In 1981 the blue continuum became stronger and some absorption details and lines with inverted P Cygni profiles were manifested. The radial velocities and profiles of Balmer lines show systematic variations from H_α to the higher members. The observed and theoretical Balmer decrements being compared permit us to draw the following gas parameters: $n_e \sim 10^{10} - 10^{11} \text{ cm}^{-3}$, $T_e = 20000 \text{ K}$, $\beta_{12} = 10^{-5}$.

The observational results qualitatively confirm the model, proposed by Luud. According to this model CH Cygni is supposed to be a double star which consists of a semiregular giant M6 III and a white dwarf with an enveloping transient accretion disk formed during the higher maxima of the semiregular star.

Полуправильная переменная звезда СН Суг в последние годы находится под пристальным вниманием многих наблюдателей ввиду повторяющихся время от времени активных процессов в ее атмосфере [1]. Хотя наблюдений СН Лебеда выполнено уже достаточно много, и фотометрических и спектральных, однако сделать окончательный выбор модели для нее еще очень трудно из-за сильной переменности наблюдаемых параметров, что является свидетельством сложной структуры оболочки, окружающей звезду.

С лета 1980 г. в Крымской астрофизической обсерватории ведутся электрофотометрические и спектральные наблюдения СН Лебеда с целью

получения дополнительных данных для выяснения природы этого объекта и структуры оболочки.

1. Узкополосные электрофотометрические наблюдения. Узкополосные электрофотометрические наблюдения СН Суг были выполнены на пятиканальном дифракционном спектрофотометре [2], установленном на 70-см рефлекторе АЗТ-8. Четыре спектральных полосы пропускания, выделяемые выходными щелями спектрофотометра, шириной 23,7 Å каждая, были центрированы на длины волны λ 3549; 4723; 6186; 8015 Å. Пятая полоса (референтный канал, регистрирующий свет, отраженный в нулевом порядке дифракционной решетки) выделялась интерференционным фильтром шириной 50 Å на уровне половины максимального пропускания при λ 5500 Å. Указанные спектральные участки свободны от сильных линий в спектре СН Суг. Спектрофотометр работал в режиме счета фотонов. Время накопления одного отсчета — 16 с. Для каждой оценки потока в данной полосе пропускания усреднялись 5—10 отсчетов от СН Суг, звезды сравнения и фона неба. В качестве звезды сравнения наблюдалась BD + 49°2994 [3], которая в ночи с хорошей и устойчивой прозрачностью была фотометрически привязана на той же аппаратуре к стандарту i Суг = BS 7420 с абсолютным распределением энергии по данным Харитонova и др. [4], исправленным в соответствии с новой абсолютной калибровкой первичного стандарта [5].

Изменения блеска. Узкополосные электрофотометрические наблюдения были начаты 16.07 80 г. (J.D. 2444437), когда звезда была уже в активной фазе [3] (ее блеск в системе V составлял $\sim 6^m,5$), и продолжались до 25.11 1981 г.

На рис. 1 представлена зависимость логарифма внеатмосферной спектральной плотности излучения F_λ (эрг/см²·см·с) в соответствующей спектральной полосе от времени. Слева на рис. 1 указана величина возможной ошибки наблюдений. При рассмотрении рис. 1 можно отметить, что в конце июля — начале августа 1981 г. звезда вступила в новую активную фазу: ее блеск в полосе λ 5500 Å по сравнению со средним уровнем блеска в 1980 г. возрос более чем в два раза (в стандартной полосе $V \sim 5^m,6$). Таким образом, к концу ноября 1981 г. звезда стала самой яркой за всю историю ее наблюдений. Можно отметить, рассматривая рис. 1, что при общей тенденции постоянного увеличения блеска на всем периоде наблюдений уверенно прослеживаются и кратковременные его изменения на 20—50% с характерным временем несколько суток. Амплитуда изменения блеска растет в коротковолновую область спектра, но и при λ 8015 Å изменения заметны.

2. Спектральные наблюдения. Параллельно электрофотометрическим наблюдениям в тот же период проводились фотографические спектральные наблюдения на 122-см рефлекторе обсерватории с дифракционным спектрографом, дающим дисперсии 36 и 30 Å/мм в областях спектра $\lambda\lambda$ 3600—4950 Å и $\lambda\lambda$ 5200—6750 Å соответственно. Спектральные наблюдения 1980 г. опубликованы в [6], где показано, что в этот период в спектре СН Суг преобладали сильные эмиссионные линии H I, Fe II, [Fe II], [O I], наблюдались и полосы окиси титана TiO, характерные для звезды позднего спектрального класса M6, а также абсорбционные линии H и K Ca II. Эмиссионные линии разных элементов и различных членов серии Бальмера различались по форме профиля и по смещениям.

С осени 1981 г., когда фотометрические наблюдения показали новую стадию активности звезды, снова проводились спектральные наблюдения. За восемь ночей с 09.09 по 29.11 было получено около 20 спектрограмм. Как и в прошлом сезоне, спектр СН Суг был богат эмиссионными линиями, но в 1981 г. голубой континуум был более интенсивным и усилились абсорбционные линии в коротковолновой области спектра. Наиболее сильны в эмиссии, как и в прошлом сезоне, первые члены серии Бальмера, разрешенные и запрещенные линии ионизованного железа и запрещенные линии [O I]. Но появились эмиссионные и абсорбционные линии, которых не было заметно на спектрограммах предшествовавшего сезона; среди них — линии He I λ 6678, 5876, Mg II λ 4481 Å с профилем типа «обратный P Суг». Среди абсорбционных линий наиболее сильными в красной области спектра являют-

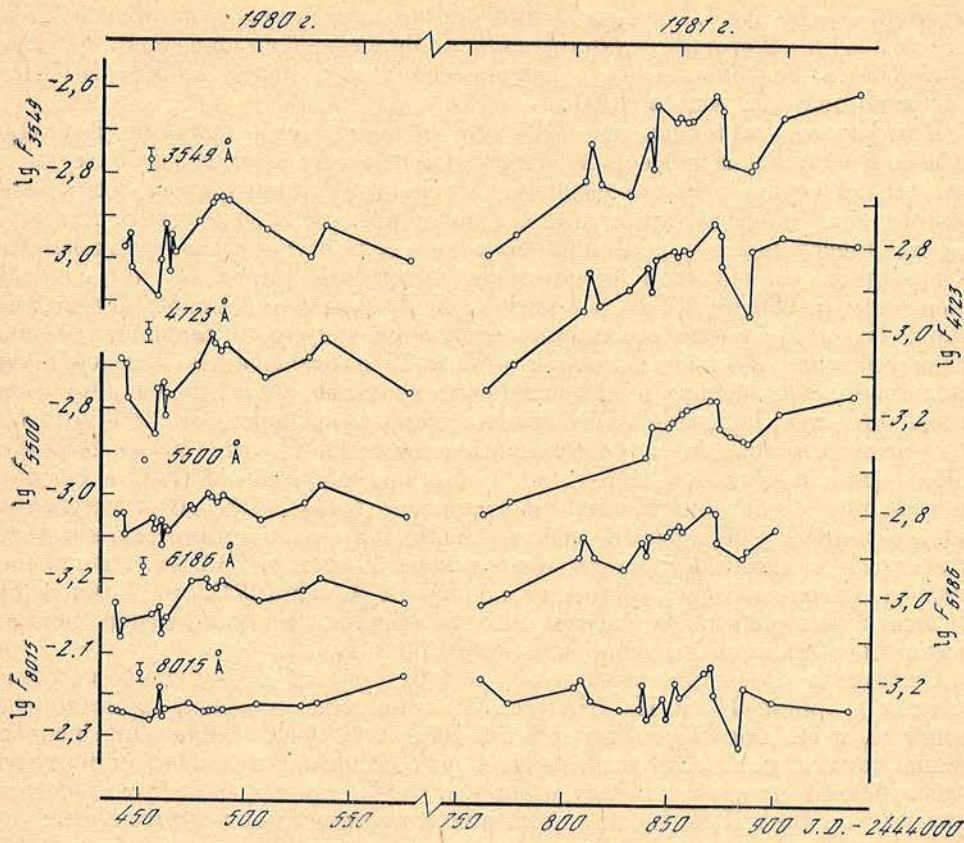


Рис. 1. Изменение блеска СН Суг в пяти спектральных полосах за период наблюдений с 16.07 80 г. по 25.11 81 г.

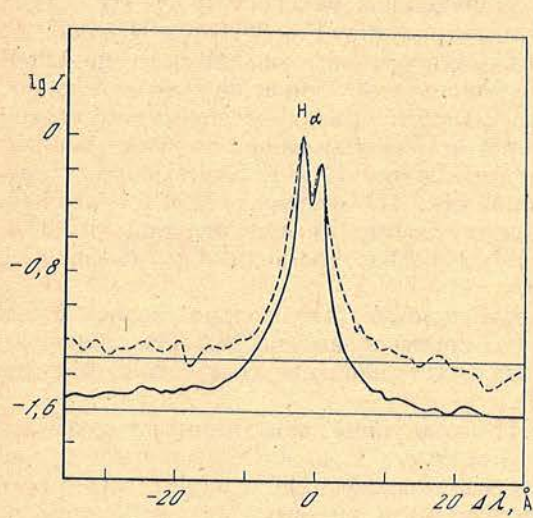


Рис. 2.

Рис. 2. Профили линии H_{α} для избранных ночей в 1980 г. (штриховая линия) и в 1981 г. (сплошная)

За единицу интенсивности принята максимальная интенсивность в линии. Прямые линии — уровень континуума

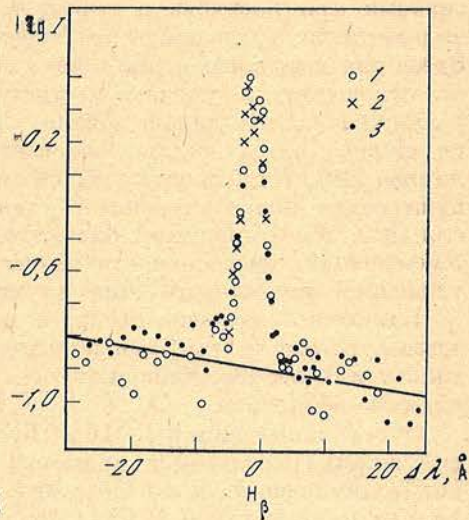


Рис. 3.

Рис. 3. То же, что и на рис. 2, для линии H_{β}

1 — профили, наблюдаемые в 1980 г., 2 — 22.09, 3 — 29.11.81 г.

ся линии D_1 , D_2 , $Na I$. Многочисленны резкие абсорбционные линии нейтрального железа и некоторых других металлов. Полосы TiO в сравнении с 1980 г. наблюдались ослабленными, величина скачков у полос $\lambda 4584$, $\lambda 4761 \text{ \AA}$ несколько меньше, чем в 1980 г.

При рассмотрении спектров $SN Cyg$ обращает на себя внимание различие профилей бальмеровской серии водорода при переходе от H_α к более высоким членам серии, а также различия в структуре линий других элементов. Поэтому был проведен тщательный анализ профилей водородных линий и других эмиссионных и абсорбционных линий и рассмотрено их изменение со временем. На рис. 2 и 3 представлены профили линий H_α и H_β по наблюдениям в 1980 и 1981 гг. Из рассмотрения рис. 2 и 3 можно видеть, что линии H_α и H_β имеют двухкомпонентную структуру, абсорбционное ядро делит эмиссию на два компонента V и R с отношением интенсивности фиолетового компонента к интенсивности красного, большим единицы. Это отношение, как показано в [6], изменялось со временем от 1,04 до 1,52, при этом изменялась и полуширина эмиссии в H_α от 160 до 274 км/с. Наблюдения в сентябре 1981 г. дали для полуширины $\Delta\lambda (I/2)$ в среднем по трем ночам значение 175 км/с и отношение $I_V/I_R \sim 1,32$. При рассмотрении профилей H_α обращает на себя внимание ширина и асимметрия крыльев: фиолетовое крыло простирается более чем на 35 \AA , или 1500 км/с, тогда как красное крыло доходит примерно до 15–20 \AA , или 900 км/с. Линия H_β не показала каких-либо существенных различий в профиле между первым и вторым сезоном наблюдений для выбранных ночей.

Отличия в профилях, полученных в двух сезонах наблюдений, особенно заметны у линии H_γ и H_δ . На рис. 4 приведены профили эмиссионных линий H_γ и H_δ для избранных ночей в 1980 и 1981 гг. Наблюдения первого сезона показывают четко выраженный фиолетовый и красный компоненты с абсорбционным ядром между ними как у H_γ , так и у H_δ . Интенсивность эмиссии в линиях H_γ и H_δ по отношению к местному континууму в сентябре 1981 г. стала примерно в полтора раза ниже, чем в 1980 г., что объясняется усилением континуума. В 1981 г. красный компонент у H_δ исчез, на его месте появилась абсорбция, которая значительно усилилась к концу ноября, и профиль H_δ стал похож на профиль типа «обратный $P Cyg$ ». Усиление абсорбции при переходе в коротковолновую область спектра от H_δ можно видеть на рис. 5, где показана область спектра между $H_7 \lambda 3970 \text{ \AA}$ и $H_8 \lambda 3889 \text{ \AA}$. Здесь для некоторых ночей в двух сезонах приведены записи интенсивностей по отношению к уровню местного континуума. Эмиссионный компонент у линии H_7 ниже уровня континуума в 1981 г., а в конце ноября его совсем не видно. Здесь, видимо, сказывается и блендирование с абсорбционной линией $H Ca II$, поскольку абсорбционные линии H и $K Ca II$ к этому времени стали более глубокими и широкими. На спектрах 1981 г. довольно сильные абсорбционные бальмеровские линии прослеживаются до H_{16} . Уменьшение интенсивности эмиссии в 1981 г., по-видимому, связано с усилением фиолетового континуума.

Как было отмечено выше, к концу ноября значительно возрос блеск звезды. Вместе с этим, как показывают спектральные наблюдения, произошло усиление абсорбционного спектра. Этот наблюдательный факт пока не удается объяснить.

Эмиссионные линии $Fe II$ и $[Fe II]$ более узкие, чем линии водорода, их полуширина составляет примерно 100 км/с. У наиболее сильных линий $Fe II$ длинноволновое крыло также обрезано абсорбцией и линии имеют профили типа «обратный $P Cyg$ ». Такого не было заметно на спектрах 1980 г. Помимо $[Fe II]$, в спектре $SN Cyg$ наблюдаются две запрещенные линии кислорода $[O I]$ у $\lambda 6300 \text{ \AA}$ и $\lambda 6363 \text{ \AA}$. Эти линии еще более узкие, их полуширина составляет примерно 65 км/с. Различия в полуширинах линий водорода и ионизованного железа можно объяснить тем, что последние образуются в области с меньшей турбулентцией и меньшей дисперсией скоростей и, может быть, в направленном потоке.

Для всех эмиссионных линий были оценены интенсивности по отношению к уровню местного континуума. Эти данные приведены в табл. 1 и 2. Здесь

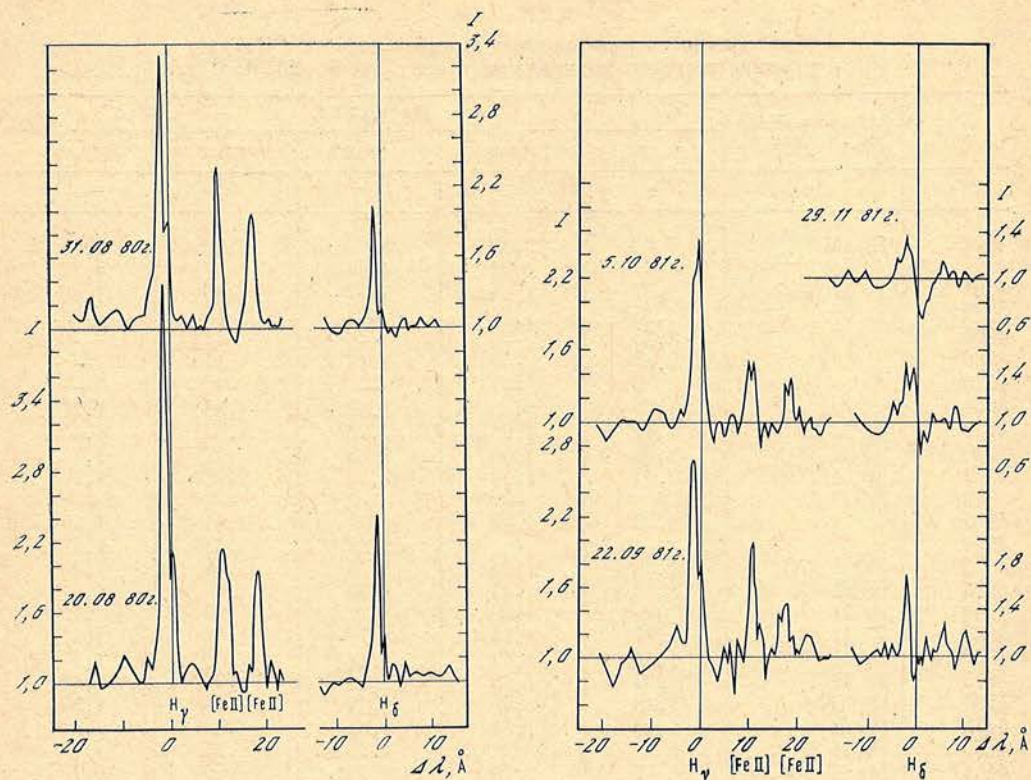


Рис. 4. Профили линии H_γ и прилегающих к ней $[Fe II]$ и H_δ для избранных дат в 1980 г. и 1981 г.

первый столбец — длина волны, второй — идентификация, последующие — интенсивность в центре линии по отношению к континууму (I_λ/I_0) для разных ночей наблюдений. Для абсорбционных линий и абсорбционных компонентов эмиссионных линий приводится эквивалентная ширина W_λ в ангстремах. В табл. 3 приведены данные измерений для водородных линий H_α , H_β , H_γ , H_δ и H_ϵ : эквивалентная ширина W_λ в ангстремах, интенсивности V- и R-компонентов, полуширина $\Delta\lambda (I/2)$ и отношение интенсивности фиолетового компонента к красному I_V/I_R для H_α и H_β .

На основании измерений эквивалентных ширин водородных линий и распределения энергии в спектре SN Cyg, полученного интерполяцией данных электроспектрофотометрии (рис. 1), мы оценили полные энергии, излучаемые эмиссионными линиями бальмеровской серии E_{H_n} (эрг/см²·с), и их отношения $\lg E_{H_n}/E_{H_\beta}$ — бальмеровский декремент. Эти оценки приведены в табл. 4. Ошибка измерений E_{H_n} может достигать 15%. Оценка E_{H_α} и E_{H_β} в некоторые ночи 1981 г. была получена и непосредственно из электроспектрофотометрических наблюдений путем сканирования (с шагом 1,12 Å) спектральных участков, содержащих линии H_α и H_β , и примыкающего к ним континуума у SN Cyg и BS 7420. Ошибка электрофотометрических измерений H_α и H_β не превосходит 5%. Эти оценки приведены во втором и четвертом столбцах табл. 4. Как видно из таблицы, сходимость данных, полученных обоими методами, вполне удовлетворительна: различие оценок E_{H_α} и E_{H_β} , полученных на основе электроспектрофотометрических (eph) и фотографических (ph) спектральных наблюдений, не превосходит ошибок измерений. В шестом столбце табл. 4 дана величина $(E_{H_\alpha}/E_{H_\beta})$. Можно отметить, что изменения E_{H_α} и E_{H_β} заметно превосходят ошибки наблюдений.

Таблица 1

Интенсивности эмиссионных линий в спектре SN Cyg
к уровню местного континуума в сентябре-ноябре 1981 г.

λ, Å	Элемент и номер мультиплета	Дата, 1981 г.				
		09.09	22.09	28.09	5.10	29.11
1	2	3	4	5	6	7
4861	H _β V	5,65	6,10	5,75	6,30	5,95
	R	—	4,62	4,60	—	4,32
4731	Fe II 43	1,27	1,34	—	1,45	1,26
4725		1,25	1,36	—	—	—
4690		1,25	—	—	—	—
4686		0,95	—	1,13	1,11	—
4676		1,09	—	—	—	—
4665		1,28	1,50	1,12	1,33	1,21
4629	Fe II 37	1,47	1,96	1,78	1,87	1,64
4620	Fe II 38	1,23	1,45	1,33	1,42	1,21
4582	Fe II 37	1,65	2,50	2,33	1,92	1,76
83	Fe II 38	—	—	—	—	—
4576		1,20	1,49	1,67	1,41	1,25
4570		—	—	1,28	1,17	1,15
4555	Fe II 37	1,33	1,64	1,53	1,64	1,43
4549	Fe II 37	1,33	1,44	1,55	1,67	1,41
4540	He II ?	—	1,20	1,22	1,29	1,19
4523	Fe II 38	1,37	1,74	1,70	1,52	1,41
4520	Fe II 37	1,52	1,47	1,42	1,68	1,31
4515	Fe II 37	1,30	1,58	1,71	1,60	1,47
4509	[Fe II] 6	1,23	1,45	1,61	1,53	1,30
4492	[Fe II] 6	1,40	1,55	1,68	1,59	1,35
4490	Fe II 37	—	—	1,30	1,30	—
4481	Mg II абс. (r ₀)	0,57	0,75	0,72	0,69	0,78
	эм.	—	1,28	1,10	1,09	1,18
4471	He I абс. (r ₀)	—	—	?	0,88	0,75
	эм.	—	1,24	?	1,21	—
4416	[Fe II] 6	1,50	2,00	2,00	1,56	1,36
4413	[Fe II] 7	1,39	1,60	1,37	1,24	1,21
4400	Fe II 32	1,10	1,23	1,15	1,15	1,10
4385	Fe II 27	1,46	1,47	1,51	1,27	1,34
4375		1,17	—	—	1,16	1,08
4358	[Fe II] 21,7	1,44	1,37	1,48	1,24	1,22
4351	[Fe II] 21	1,42	1,23	2,00	1,53	1,39
4303	Fe II 28	1,17	—	1,56	1,18	—
4297	Fe II 28	1,25	1,25	1,42	1,23	1,19
4287	[Fe II] 7	1,36	1,56	1,83	1,36	1,28
4276	[Fe II] 21	1,30	—	1,32	1,19	1,14
4258		—	1,23	1,28	1,21	1,10
4244	[Fe II] 21	—	1,26	1,51	1,25	1,19
4233	Fe II 27	—	1,81	1,90	1,70	1,33
4227	Ca I абс. (r ₀)	—	0,85	0,84	0,86	0,84
4199	He II абс. (r ₀)	—	0,91	0,94	—	0,92
	эм.	—	1,09	1,00	—	—
4188		—	1,23	1,10	1,19	—
4178	Fe II 28	—	1,46	1,70	1,51	1,32
4173	Fe II 27	—	1,44	1,75	1,42	1,19
4164		—	1,21	1,19	1,19	1,12
4155		—	1,27	1,26	—	—
4128	Fe II 27	—	1,22	1,17	1,21	1,07
4122	Fe II 28	—	1,19	1,10	1,21	1,07
4114		—	1,20	—	1,14	—
4110		—	1,17	1,31	1,09	—
4085		—	1,09	1,15	1,18	1,10
4067—70	[S II] 1	—	—	1,15	1,29	1,14
4063		—	1,18	—	1,10	—
4026	He I абс.	—	—	—	—	0,82
3970	H _γ +H Ca II	—	2,18	3,14	2,80	2,10
3933	K Ca II	—	2,18	3,14	1,88	1,87
3889	H _δ +He I	—	1,27	0,81	1,14	1,00
3835	H _α абс.	—	—	1,16	2,64	1,20
3825	Fe II 29 эм.	—	1,40	—	1,21	1,20
3797	H ₁₀ абс.	—	—	1,65	1,89	1,63
3782	абс.	—	—	—	эм.	0,72

Таблица 1 (окончание)

$\lambda, \text{Å}$	Элемент и номер мультиплета	Дата, 1981 г.				
		09.09	22.09	28.09	5.10	29.11
1	2	3	4	5	6	7
3770	H ₁₁ абс.	—	1,90	1,70	2,72	1,21
3761	эм.	—	—	1,72	—	1,09
3759—54	абс.	—	1,40	0,56	2,36	1,72
3750	H ₁₂ абс.	—	0,18	1,21	0,78	1,31
3745	эм.	—	1,33	—	1,10	1,30
3736	эм.	—	—	—	1,24	1,29
3734	H ₁₃ абс.	—	—	—	1,22	1,22
3730	эм.	—	—	—	1,17	1,29
3722	H ₁₄ абс.	—	—	—	0,55	0,73
3716	эм.	—	—	—	1,34	1,21
3712	H ₁₅ абс.	—	—	—	0,35	0,27
3707	эм.	—	—	—	1,18	1,33
3704	H ₁₆ +He I абс.	—	—	—	0,23	0,68
3698	эм.	—	—	—	1,20	1,20

Таблица 2

Интенсивности линий в красной области спектра

$\lambda, \text{Å}$	Элемент	27.10 81 г.	25.11 81 г.	$\nu, \text{Å}$	Элемент	27.10 81 г.	25.11 81 г.
1	2	3	4	1	2	3	4
6678	He I абс.	0,76	0,71	6147		1,28	1,22
	эм.	1,26	1,19	6130		1,11	1,15
6584	Cr II	—	1,15	5991		1,21	1,36
6515	Fe II 40	1,31	1,41	5951		1,20	1,15
6506		1,03	1,04	5896.6	D ₁ Na I	0,53	0,62
6456	Fe II 74	1,48	1,36	5889.9	D ₂ Na I	0,48	0,53
6446		1,09	1,14	5876	He I } абс.	0,65	0,72
6432	Fe II	1,35	1,14		} эм.	1,95	1,50
6416		1,21	1,13	5534		—	1,52
6384	Fe II	1,22	1,10	5441		—	1,21
6363	[O I]	1,34	1,20	5363	Fe II 48	—	1,41
6318		1,33	1,27	5317	Fe II 48, 49	—	1,87
6317		1,39	1,30	5276	Fe II 49	—	1,53
6300	[O I]	1,89	1,58	5235	Fe II 49	—	1,60
6248	Fe II	1,36	1,27	5198	Fe II 49	—	1,43
6238		1,15	1,20	5169	Fe II 42	—	1,77
6234	He II абс.	0,80	0,92	5156	Fe II 35	—	1,83

Примечание. За единицу принят уровень соседнего с линией континуума.

Таблица 3

Эквивалентная ширина, полуширина и интенсивность фиолетового и красного компонентов линий бальмеровской серии водорода

Дата, 1981 г.	J. D. 2444000+	H α					H β			
		$W_{\nu}, \text{Å}$	I_{ν}/I_0	I_R/I_0	$\Delta\lambda(I/2), \text{км/с}$	I_{ν}/I_R	$W_{\lambda}, \text{Å}$	I_{ν}/I_0	I_R/I_0	$\Delta\lambda(I/2), \text{км/с}$
09.09	857,313	113	30,5	23,6	170	1,29	15,3	5,65	—	192
22.09	870,274	134	37,0	27,5	183	1,35	16,6	6,10	4,62	200
28.09	876,271	192	45,0	34,0	174	1,32	18,5	5,75	4,60	216
05.10	883,260	—	—	—	—	—	20,5	6,3	—	234
29.11	938,229	—	—	—	—	—	17,4	5,95	4,32	190

Таблица 3 (окончание)

Дата, 1981 г.	J. D. 2444000+	H γ			H δ					H ϵ				
		W λ , Å	I V/I_0	I R/I_0	W λ , Å	I V/I_0	I R/I_0	W λ абс., Å	r 0	W λ , Å	I V/I_0	W λ абс., Å	r 0	
09.09	857,313	2,08	1,73	1,28										
22.09	870,274	4,45	2,93	1,83	1,60	1,88		0,15	0,80	0,39	1,20	1,29	0,50	
28.09	876,271	2,69	2,23	1,60	1,06	1,48	1,10	—	—	0,18	1,14	0,81	0,64	
05.10	883,260	3,40	2,40	2,47	1,21	1,54	—	0,41	0,76	0,89	1,36	1,14	0,55	
29.11	938,229	1,36	1,76	0,90	0,86	1,28	—	0,72	0,65	0,82	1,32	1,00	0,66	

Таблица 4

Полная энергия излучения в эмиссионных линиях бальмеровской серии водорода по наблюдениям с июля 1980 г. по ноябрь 1981 г. в эрг/см²·с

J. D. 2444000+	lg E $H_{H\alpha}$		g E $H_{H\beta}$		g $\frac{E_{H\alpha}}{E_{H\beta}}$	lg E $H_{H\gamma}$	lg E $H_{H\delta}$	lg E $H_{H\epsilon}$
	eph	ph	eph	ph				
1	2	3	4	5	6	7	8	9
472	—	-9,00	—	-9,64	0,58	-10,18	-10,61	-11,15
483	—	-8,72	—	-9,74	0,71	-10,28	-10,78	—
773	-8,80	—	-9,86	—	1,06	—	—	—
827	-8,87	—	-9,72	—	0,85	—	—	—
837	-8,74	—	—	—	—	—	—	—
848	-8,66	—	-9,58	—	0,92	—	—	—
849	—	—	-9,62	—	—	—	—	—
855	-8,65	—	-9,59	—	0,94	—	—	—
857	—	-8,73	—	-9,59	0,86	-10,56	—	—
867	-8,64	—	-9,52	—	0,88	—	—	—
870	—	-8,67	—	-9,62	0,95	-10,27	-10,75	-11,70
871	-8,76	—	-9,68	—	0,92	—	—	—
876	—	-8,55	—	-9,53	0,98	-10,52	-10,96	-11,73
883	—	—	—	-9,61	—	-10,45	-10,91	-11,05
884	-8,78	—	-9,65	—	0,87	—	—	—
899	-8,82	—	-9,68	—	0,86	—	—	—
938	—	—	—	-9,52	—	-10,69	-10,90	-10,95

Таблица 5

Лучевые скорости (v r , км/с) H α Суг, определенные по компонентам линий водорода

Дата, 1981 г.	H α			H β			H γ			H δ		H ϵ		H ζ	
	V $_{эм}$	абс.	R $_{эм}$	V $_{эм}$	абс.	R $_{эм}$	V $_{эм}$	абс.	R $_{эм}$	V $_{эм}$	абс.	V $_{эм}$	абс.	V $_{эм}$	абс.
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	12	14	15	16
09.09	-117	-65	-11												
22.09	-114	-62	-5	-84	-25	+20	-99	-30	-21	-101	-16	-85	26	-95	20
28.09	-110	-55	-4												
05.10				-76		+20	-76								
27.10	-112	-57	+8												

Таблица 6

Лучевые скорости по линиям прочих элементов. Поправка за вращение Земли учтена

Дата, 1981 г.	Fe II эм.	[Fe II] эм.	Mg II		[O I] эм.	He I		Na I абс.	KCa II абс.
			эм.	абс.		эм.	абс.		
22.09		-57 (3)	-100	+22					-39
28.09	-75 (10)		-82	+73					-30
05.10	-53 (9)								
27.10	-56 (3)				-45	-58	+58	-35	
25.11					-44	-50	+64	-15	

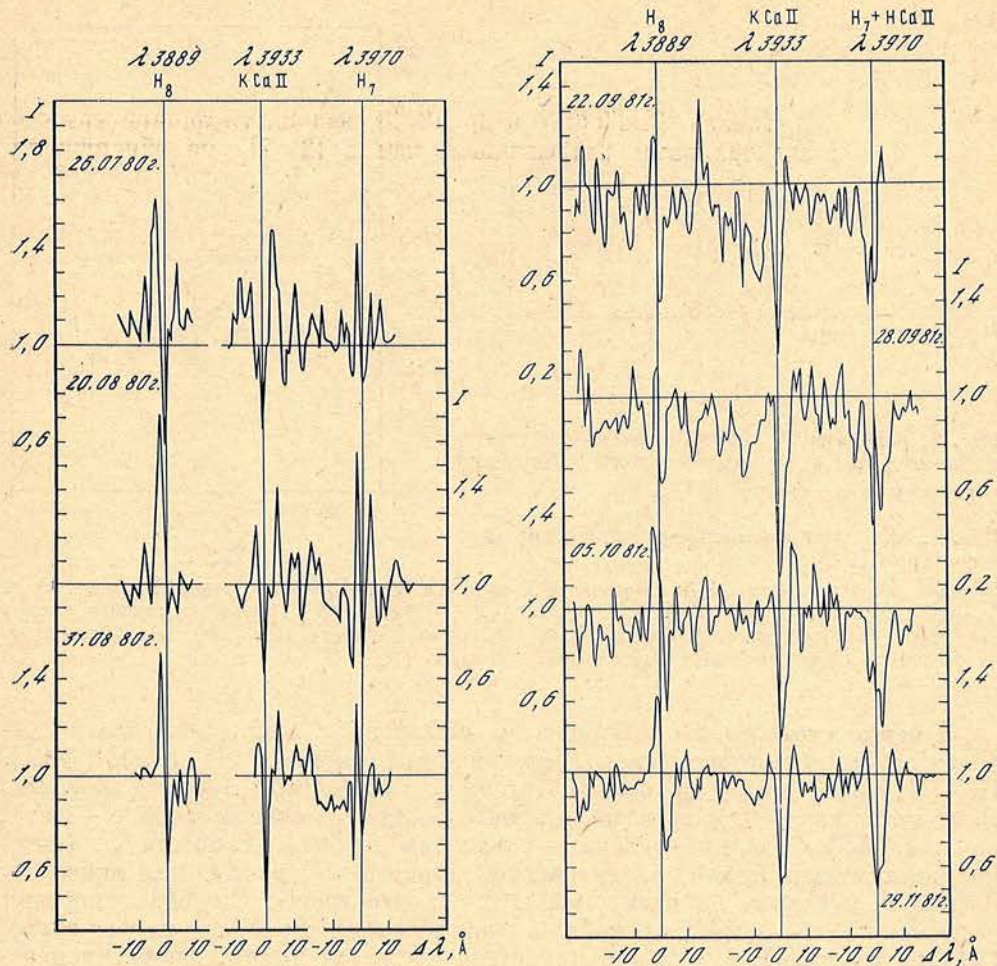


Рис. 5. Область спектра между $\lambda 3970 \text{ \AA}$ (H_7) и $\lambda 3889 \text{ \AA}$ H_8 для некоторых почей в 1980 и 1981 гг. в тех же осях, что и на рис. 4

На рис. 6 представлена зависимость $\lg E_{H_\alpha}$, $\lg E_{H_\beta}$ от $\lg F_{5500}$. Можно отметить прямую статистическую зависимость между энергией, излучаемой в эмиссионных линиях, и излучением в непрерывном спектре, однако корреляция не очень сильная. Изменения $\lg (E_{H_\alpha}/E_{H_\beta})$, как можно заметить из рассмотрения табл. 4, не превосходит заметно ошибок измерений, исключение составляет величина $\lg (E_{H_\alpha}/E_{H_\beta})$, определенная 17.06.81 г. (J. D. 2444773), когда еще не началась активная фаза 1981 г. Отклонение величин $\lg (E_{H_\alpha}/E_{H_\beta})$ в эту дату обусловлено низким по сравнению с последующими измерениями значением E_{H_β} (см. рис. 6). Другими словами, с развитием новой активной фазы 1981 г. E_{H_β} возросла более заметно, чем E_{H_α} .

Данные о бальмеровских декрементах (б. д.) по наблюдениям 1980 и 1981 гг. показаны на рис. 7. Как видно из рисунка, эти данные для двух лет заметно различаются. В 1980 г. б. д. был более пологим, что говорит о большей плотности оболочки, чем в 1981 г. Чтобы характеризовать физические параметры газа, которые могут дать наблюдаемый б. д., мы воспользовались расчетами б. д., выполненными В. П. Грининым и Н. А. Катышевой [7] для случая ударного возбуждения и ионизации газа. Вычисленные нами значения б. д. приводят к следующим значениям параметров, характеризующих состояние газа, где образуются водородные линии. Это среда с $T_e = 20\ 000 \text{ K}$, с n_e от 10^{11} до 10^{10} см^{-3} и вероятностью выхода кванта $\beta_{12} = 10^{-5}$.

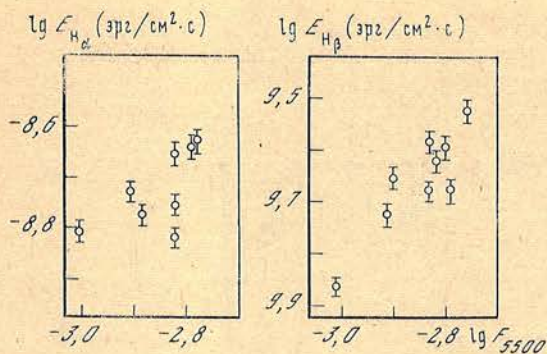


Рис. 6.

Рис. 6. Зависимость полной энергии излучения в линиях H_α и H_β от плотности излучения в непрерывном спектре ($\lg F_{5500}$)

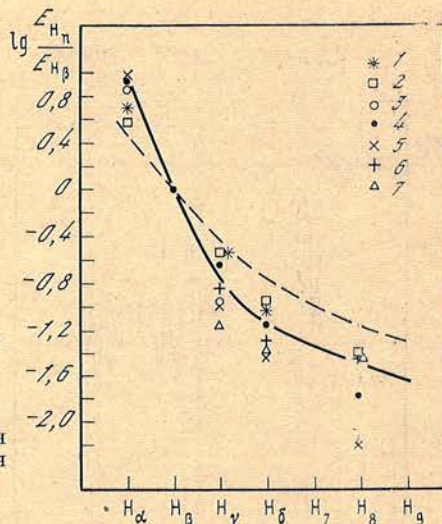


Рис. 7.

Рис. 7. Наблюдаемый бальмеровский декремент в спектре SN Cyg

Разными значками обозначены значения б. д. для отдельных ночей в 1980 г. (1, 2) и 1981 г. (3 — 09.09, 4 — 22.09, 5 — 28.09, 6 — 05.10, 7 — 29.11). Сплошная и штриховая линии — расчетные б. д. для следующих параметров газа: $T_e = 20\,000\text{K}$, $n_e = 10^{10}\text{ см}^{-3}$, $\beta_{12} = 10^{-5}$ и $\frac{1}{2}T_e = 20\,000\text{K}$, $n_e = 10^{11}\text{ см}^{-3}$, $\beta_{12} = 4 \cdot 10^{-5}$ соответственно

Лучевые скорости. По компонентам эмиссионных линий водорода и наиболее сильным эмиссионным и абсорбционным линиям Fe II, [Fe II], [O I], He I, K Ca II, Na I и некоторым другим были измерены лучевые скорости. Результаты измерений приводятся в табл. 5. Здесь в первом столбце — дата, во всех последующих столбцах — значения лучевой скорости v_r (км/с) по компонентам линий бальмеровской серии от H_α до H_8 . Для линии H_α оценка v_r получена из измерений трех спектрограмм. Ошибка измерения составляет $\pm(1-3)$ км/с. В табл. 6 приведены лучевые скорости из измерений других линий. В скобках приведено число измерений, ошибка измерений здесь не превосходит 4 км/с. Как видно из табл. 6, фиолетовые эмиссионные компоненты линий водорода от H_α до H_8 и эмиссионные линии других элементов смещены в фиолетовую часть спектра. Однако величина смещения для различных линий не одинакова и изменяется от -115 км/с у H_α до -45 км/с у [O I].

Величина смещения фиолетовых компонентов водородных линий от H_β до H_8 примерно одинакова и равняется в среднем -93 ± 2 км/с для одной ночи наблюдений 22.09 81 г. Линии ионизованного железа, и разрешенные и запрещенные, показывают меньшее в сравнении с линиями водорода смещение в коротковолновую область спектра. Причем если взять средние значения лучевой скорости по H_α , H_β — H_8 и для Fe II, то они показывают наибольшие изменения в интервале одного месяца, с 22.09 до 27.10 81 г. Самую низкую лучевую скорость показывают запрещенные линии кислорода [O I], -45 км/с, и линии поглощения K Ca II, D_1 , D_2 Na I и некоторых других элементов. Абсорбционные ядра водородных линий также смещены в коротковолновую часть спектра, для ядра линии H_α это смещение составляет -62 км/с, тогда как для H_β — H_8 оно равно в среднем -24 км/с. Абсорбции у всех линий, которые показывают профили типа «обратные P Cyg», имеют положительные смещения. Скорости по абсорбционным ядрам линий He I в красной области спектра составляют в среднем $+60$ км/с. Заметим также, что при усилении абсорбционного компонента у линии H_δ смещение его изменилось от -16 км/с (22.09.81 г.) до $+75$ км/с 05.10 81 г.

Обращает на себя внимание сравнение лучевых скоростей, определенных по линии K Ca II в 1980 и 1981 гг. Значения v_r , определенные по линии K Ca II в 1981 г., сильно отличаются от найденных по наблюдениям 1980 г. Тогда для v_r были найдены значения -89 и -106 км/с в разные ночи. За-

метим, что Валерстейн [8], анализируя высокодисперсные спектрограммы СН Cug, полученные в 1979—1980 гг., нашел, что абсорбция Ca II на спектрограмме с дисперсией 2,2 Å/мм разрешается на четыре компонента со скоростями —140, —120, —105, —87,5 км/с. Наши оценки v_r по наблюдениям 1980 г. показывают значения, близкие к двум из полученных в [8]. Абсорбции Ca II и Na I приписываются Валерстейном околозвездной оболочке, поскольку найденные им значения существенно превосходят и межзвездную скорость, ожидаемую в этой части неба равной —15, —20 км/с, и скорость центра масс системы, для которой принимаются значения v_r , найденные по запрещенным линиям [O II]. Значения v_r , полученные по линиям K Ca II и Na I в 1981 г., находятся между двумя последними.

Закключение. В настоящее время наиболее полно объясняет наблюдавшиеся до сих пор явления в системе СН Cug модель, предложенная Луудом [1], согласно которой СН Cug — двойная звезда, состоящая из полуправильного гиганта M6 III и белого карлика, вокруг которого во время достаточно высоких максимумов полуправильной звезды возникает временный аккреционный диск. Посмотрим, как выглядят с точки зрения этой модели наши наблюдения.

Кривая блеска. Нетрудно заметить, что на световой кривой (см. рис. 1) при $\lambda = 8015 \text{ \AA}$, где в основном должно регистрироваться излучение сверхгиганта, к концу 1980 и в начале наблюдательного сезона 1981 г., на стадии, предшествовавшей началу новой активной фазы, наблюдается неуклонное поярчание, которое не коррелирует с яркостью в более коротковолновых участках спектра, где в основном вклад в излучение должен вносить горячий компонент.

Таким образом, в рамках аккреционной модели можно представить этот наблюдательный результат как усиление активности полуправильного гиганта, предшествующее начавшемуся через полгода, дополнительному поярчанию аккреционного диска.

Структура эмиссионных линий. Как отмечалось, бальмеровский декремент в спектре СН Cug довольно крутой, что свидетельствует о низких значениях n_e . При таких значениях n_e (10^{10} — 10^{11}) см⁻³, как указано в [9], контуры эмиссионных линий определяются в основном кинематикой излучающего газа, при этом для каждой эмиссионной линии существует свой эффективный уровень образования: для более высоких членов серии уровень характеризуется большей плотностью. Это дает возможность по схеме, предложенной в [9] для анализа очень сходного эмиссионного спектра RW Возничего, прозондировать кинематические условия в оболочке на разных расстояниях от звезды. На рис. 8 даны средние из табл. 5 величины лучевых скоростей для всех наблюдавшихся эмиссионных линий бальмеровской серии. Светлыми кружками изображены величины лучевых скоростей для эмиссионных компонентов, темными — для абсорбционного ядра. Скорость вращения излучающей области составляет половину расстояния между эмиссионными пиками и равна ~ 55 км/с, а лучевая скорость абсорбционного ядра характеризует радиальную скорость оболочки. Структура контуров первых трех членов от H α до H γ на рис. 8 показывает радиальную скорость, соответствующую расширению, скорость которого несколько уменьшается с переходом к более глубоким и плотным частям оболочки. Линии от H δ до H δ , образующиеся в еще более плотном газе, имеют абсорбционные компоненты в длинноволновом крыле линии. При этом лучевая скорость абсорбции у линий H γ , H δ близка к лучевой скорости эмиссионного красного компонен-

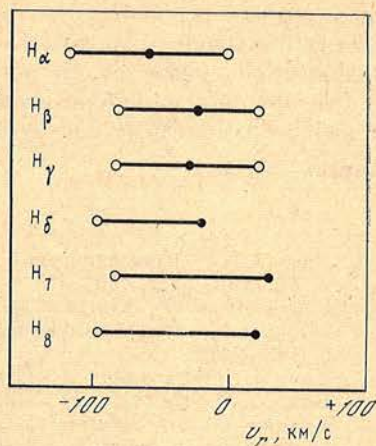


Рис. 8. Схематическая картина изменения лучевой скорости по компонентам линий бальмеровской серии от H α до H δ .

та в линиях H_{α} — H_{γ} . Это может быть связано с тем, что во внутренних частях оболочки происходит выпадение газа на звезду и радиальная скорость падения сравнима со скоростью вращения.

Авторы искренне благодарят В. П. Гринина и П. П. Петрова за интерес к работе и полезные обсуждения и замечания.

Апрель 1982 г.

Л и т е р а т у р а

1. Лууд Л. С. Необыкновенная переменная звезда CN Лебеда.— *Астрофизика*, 1980, т. 16, вып. 3, с. 443—456.
2. Букач А. Б. Результаты лабораторных испытаний информационно-измерительной системы 5-канального спектрофотометра.— *Изв. Крым. астрофиз. общ.*, 1979, т. 60, с. 197—204.
3. Horp U., Witzigmann S. The actual photometric behaviour of CN Cygni.— *Inform. Bul. Var. Stars*, 1981, N 2048, p. 1—4.
4. Харитонов А. Б., Терещенко В. М., Клязьева Л. П. Сводный спектрофотометрический каталог звезд. Алма-Ата: Наука, 1978, 197 с.
5. Харитонов А. Б., Терещенко В. М., Клязьева Л. П., Бойко П. Н. Калибровка спектров избранных звезд. I. Спектр Веги.— *Астрон. журн.*, 1980, т. 57, вып. 2, с. 287—295.
6. Галкина Т. С. Спектральные наблюдения пекулярной звезды CN Cygni в июле—октябре 1980 г.— *Изв. Крым. астрофиз. общ.*, 1983, т. 67, с. 33—42.
7. Гринин В. П., Катмышева Н. А. Относительные интенсивности водородных линий в движущихся средах.— *Изв. Крым. астрофиз. общ.*, 1980, т. 62, с. 66—78.
8. Wallerstein G. Recent high-dispersion observations of CN Cygni.— *Publ. Astron. Soc. Pacific*, 1981, vol. 93, p. 577—580.
9. Букач А. Б., Гринин В. П., Петров П. П., Шаховская Н. И. Некоторые результаты спектральных и фотометрических наблюдений RW Возничего.— *Письма в Астрон. журн.*, 1982, т. 8, № 3, с. 172.

УДК 523.841

СИМБИОТИЧЕСКИЕ ЗАТМЕННО-ПЕРЕМЕННЫЕ ЗВЕЗДЫ CI CYG И V 1329 CYG. СОПОСТАВЛЕНИЕ КРИВЫХ БЛЕСКА

В. П. Архипова *, Т. С. Белякина

Сопоставлены кривые блеска симбиотических затменно-переменных звезд CI Cyg ($P = 855^d$) и V 1329 Cyg ($P = 950^d$). После вспышки 1971 г. характер колебаний блеска CI Cyg резко изменился, так же как и у V 1329 Cyg после 1964 г. Минимумы кривой блеска, соответствующие затмениям компонентов в системе CI Cyg после 1971 г., стали более узкими, а у V 1329 Cyg, наоборот, более широкими и менее глубокими. По-видимому, в процессе вспышки изменилась пространственная конфигурация обеих систем. Возможно, этот наблюдательный факт является отражением различия физических характеристик симбиотических звезд, выделенных Пачинским и Рудаком в группы I и II типов [15].

SYMBIOTIC ECLIPSE-BINARY STARS CI Cyg AND V1329 Cyg. THE LIGHT CURVES COMPARISON, by V. P. Arhipova, T. S. Belyakina.— The light curves of symbiotic eclipse-binary stars CI Cyg ($P = 855^d$) and V1329 Cyg ($P = 950^d$) have been compared. The character of CI Cyg light variations changed strong after the outburst in 1971 as well as that of V1329 Cyg after its outburst in 1964. The minima of the light curve corresponding to the components eclipses of CI Cyg system became narrower. But those of V1329 Cyg on the contrary became wider and shallower. Space configuration of both systems apparently changed in the process of the outburst. Probably, this observational fact is a reflection of different physical characteristics of symbiotic stars, picked out by Paczynski and Rudak as I and II types groups [15].

* Государственный астрономический ин-т им. П. К. Штернберга, МГУ.

CI Cyg и V 1329 Cyg — симбиотические затменно-переменные звезды с периодами 855 и 950 сут соответственно. Фотометрическое поведение каждой из них прослежено с 1890 г. и до настоящего времени [1—9].

Известно, что с начала фотометрических наблюдений и до вспышки, которая у CI Cyg произошла в 1971 г., а у V1329 Cyg в 1964 г., обе звезды находились в относительно спокойном состоянии. Лишь в 1911 г. и 1937 г. зарегистрированы две небольшие и непродолжительные вспышки CI Cyg.

В верхней части рисунка (а, б) воспроизведены фрагменты кривых блеска обеих звезд, построенных по фотографическим [3, 6—8] и фотоэлектрическим наблюдениям авторов в системе В, частично опубликованным [4, 5, 9]. Стрелками отмечены моменты минимумов согласно элементам световых кривых [10, 11].

Как видим, до вспышки 1971 г. блеск CI Cyg испытывал небольшие колебания в пределах 1^m . Затем амплитуда увеличилась до $3^m,3$, появились узкие минимумы.

Кривая блеска V1329 Cyg до 1964 г. была алголеподобной, с узкими минимумами, значительной дисперсией значений блеска между ними и общей амплитудой около 2^m . После вспышки она стала походить на синусоиду с амплитудой около 1^m .

Минимумы, видимые на кривых блеска CI Cyg и V1329 Cyg (см. рисунок), в основном обусловлены затмениями компонентов в двойной системе. Для каждой из звезд наблюдается только один первичный минимум. Как показано в [4], он соответствует затмению горячего компонента CI Cyg холодным. Для V1329 Cyg такое предположение также предпочтительнее [9].

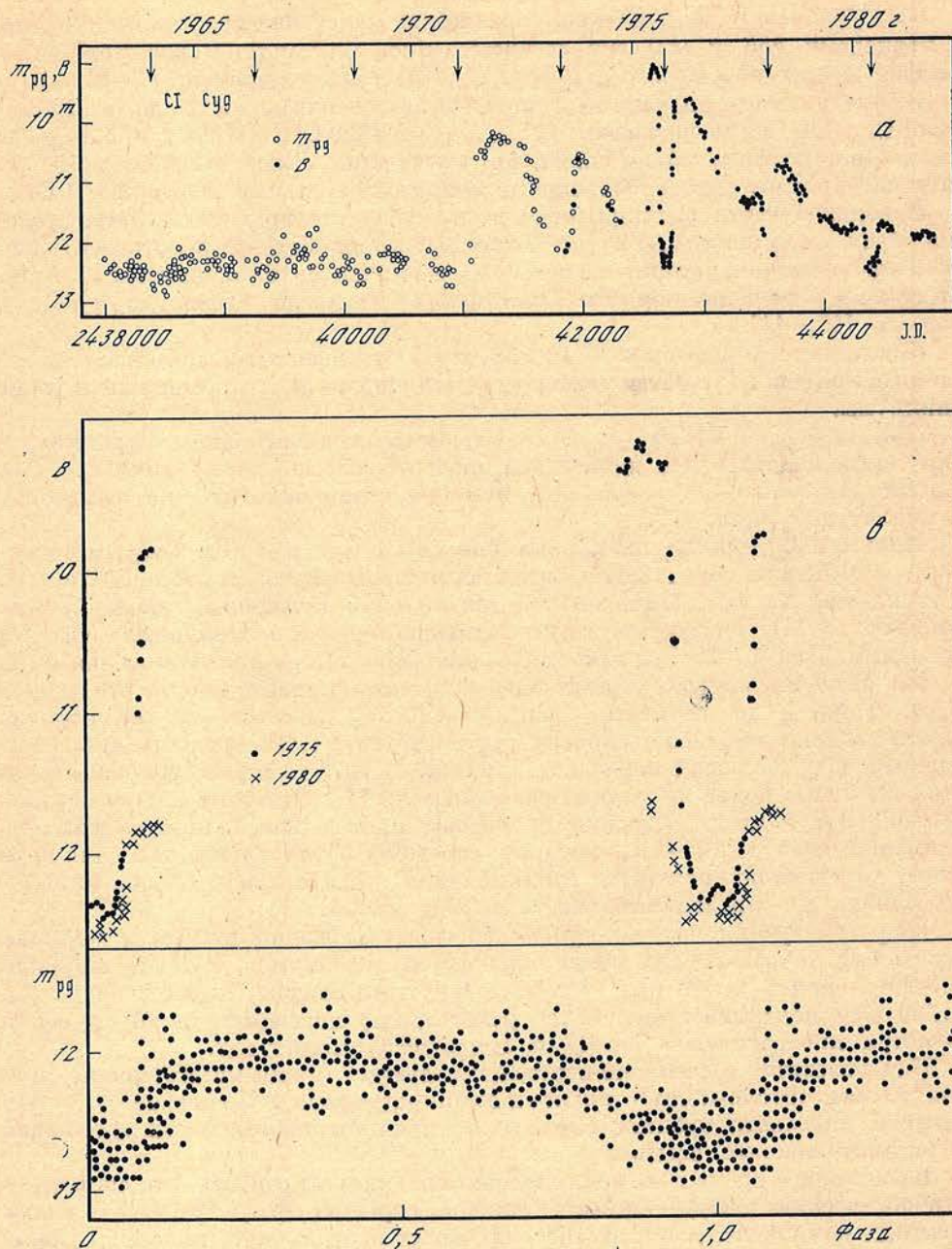
На этом же рисунке представлены сводные кривые блеска этих звезд (в, г): внизу — до вспышки, вверху — после вспышки. К сожалению, свести воедино все наблюдения CI Cyg после 1971 г. не представляется возможным из-за больших перепадов яркости. В 1975 г. зарегистрирована еще одна вспышка, более яркая по сравнению с 1971 г. Поэтому вместо сводной кривой CI Cyg после вспышки приведены кривые блеска двух минимумов, а именно 1975 и 1980 гг., которые заведомо обусловлены затмениями и имеют достаточное количество наблюдений. В [5] показано, что оба минимума близки по продолжительности между собой.

Из рассмотрения сводных кривых блеска (в и г) видно, что после вспышки и у CI Cyg, и у V1329 Cyg изменились формы минимумов. У CI Cyg широкий ($0,3 P$) сменился узким ($0,1 P$) с более крутым спадом блеска и подъемом. V1329 Cyg показывает еще более разительную переменную: узкий глубокий минимум превратился в широкий с меньшей амплитудой.

Как известно, в затменно-переменных звездах формы минимумов на кривых блеска обусловлены относительными размерами компонентов и углом наклона плоскости орбиты. Каковы же причины наблюдаемых изменений в рассматриваемых звездах?

В настоящее время многие исследователи склонны считать, что система — симбиотическая звезда — имеет сложное строение [10, 12—14]. Помимо звездных компонентов, в этих системах могут существовать плотные газовые образования, свечение которых вносит заметный вклад в суммарное излучение: оболочки (диски) вокруг горячих звезд, потоки. Исходя из этого, предположим, что до вспышки 1971 г. вокруг горячего компонента CI Cyg существовало подобное газовое образование, по размерам сравнимое с холодным гигантом. Именно оно и определяло форму минимума до 1971 г. После вспышки свечение его значительно уменьшилось или это образование было разрушено. Поэтому минимум стал более узким, несмотря на то что горячий компонент при вспышке увеличился. Однако это увеличение было небольшим, и по сравнению с холодным гигантом он остался небольшим.

Что же касается V1329 Cyg, то в результате вспышки горячий компонент ее очень увеличился и по размерам стал сравним с холодным гигантом. Произошло это, по-видимому, за счет образования мощной газовой оболочки, свидетельством чего является возникновение спектра низковозбужденной туманности.



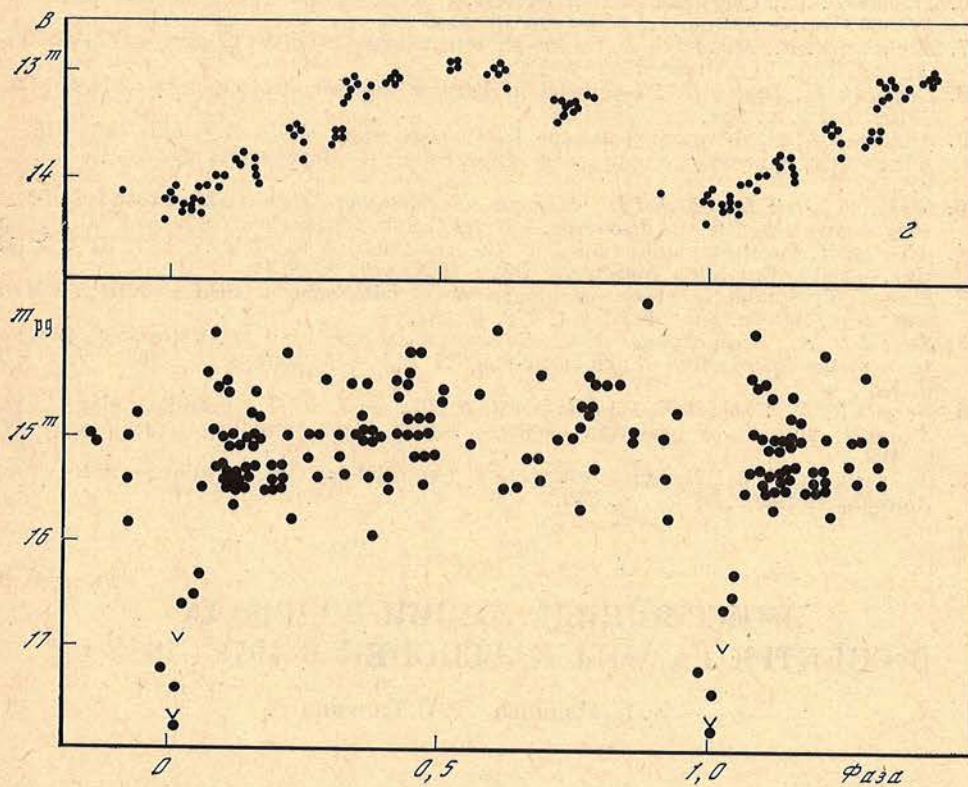
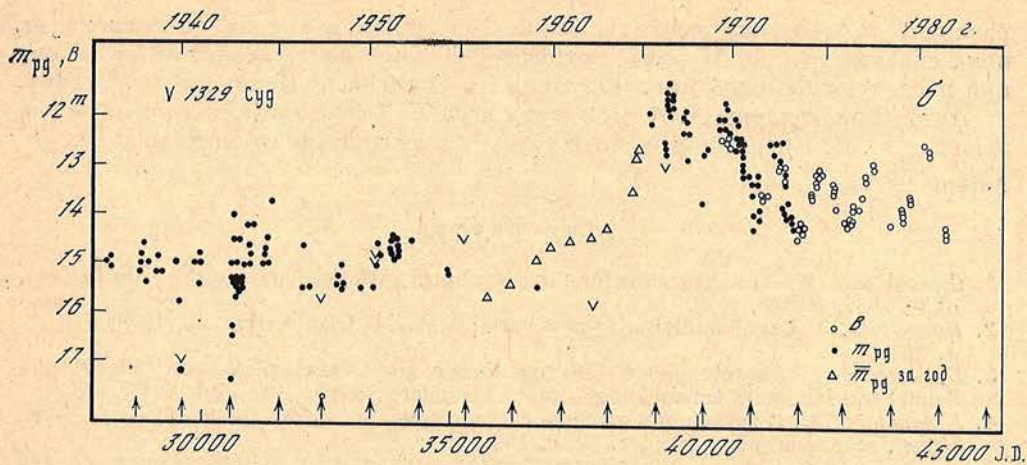
Сопоставление фотометрического поведения CI Cyg и V1329 Cyg

а и б — фрагменты кривых блеска CI Cyg [1—5] и V1329 Cyg [6—9], стрелками отмечены моменты минимумов; в — сводная кривая блеска CI Cyg до 1971 г. [2] (внизу) и кривые блеска ее минимумов 1975 г. [4] и 1980 г. [5] (вверху); г — сводные кривые блеска V1329 Cyg до 1964 г. [6—8] (внизу) и после 1964 г. (вверху) [9]

Можно предположить также, что изменились размеры холодных компонентов. Если это и происходило, то в небольших пределах. Никаких свидетельств в пользу больших изменений пока нет.

Как в CI Cyg, так и в V1329 Cyg при вспышке произошли значительные изменения пространственной конфигурации двойной системы. И вновь образовавшаяся конфигурация оказалась достаточно устойчивой, поскольку сохраняется у CI Cyg более 5, а у V1329 Cyg более 15 лет.

В 1980 г. Пачинский и Рудак [15] среди симбиотических звезд выделили две группы: к первой (тип I) они отнесли давно известные, такие, как Z



And, CI Cyg, AG Dra и им подобные. Во вторую (тип II), помимо прочих, были включены V 1016 Cyg, V1329 Cyg, HM Sge.

Для переменных звезд I типа характерны многократные вспышки с амплитудами $\Delta m_{pg} \leq 4^m$. При вспышке в их спектрах исчезают эмиссионные линии высокого возбуждения, полосы TiO и появляются многочисленные линии поглощения металлов, т. е. спектр оболочки. Звезды II типа по кривым блеска похожи на медленные новые. У них, как правило, зарегистрировано по одной вспышке с $\Delta m_{pg} \approx 4 \div 6^m$. Спектры до вспышки изучены плохо, поскольку звезды этого типа можно выделить лишь после их погасания. Сразу после вспышки виден спектр низковозбужденной туманности. Затем со временем возбуждение возрастает, хотя яркость звезды или немного падает, или остается практически без изменений.

На примере сопоставления фотометрических наблюдений CI Cyg и V1329 Cyg, принадлежащих к типу I и II соответственно, можно увидеть

различия их поведения после вспышки. В силу каких причин это происходит, пока сказать трудно. И все же отмеченный нами факт следует иметь в виду при последующем изучении звезд типов I и II согласно Пачинскому и Рудаку.

Авторы благодарны А. А. Боярчуку и Ю. С. Ефимову за полезные обсуждения и Н. В. Киселевой за подготовку иллюстративного материала.

Апрель 1982 г.

Л и т е р а т у р а

1. Greenstein N. K.— Light curves for three variables with peculiar spectra.— Bull. Harv. obs., 1937, N 906, p. 3.
2. Hoffleit D. CI Cygni and similar new variable star.— Irish Astron. J., 1968, vol. 8, p. 149.
3. Splittgerber E. Photographische Beobachtungen von veränderlichen auf Platten der Sonneberg Himmelsüberwachung.— Mit. Veränder. Stern., 1975, Bd. 6, S. 193.
4. Белякина Т. С. О затмении в двойной системе симбиотической звезды CI Cyg.— Изв. Крым. астрофиз. obs., 1979, т. 59, с. 133.
5. Белякина Т. С. Симбиотическая затменно-переменная звезда CI Cyg. Анализ кривой блеска.— Изв. Крым. астрофиз. obs., 1983, т. 68, с. 108.
6. Stienon F. M., Chartrand M. R., Shao C. Y. The emission-line variable HBV 475 (V1329 Cyg).— Astron. J., 1974, vol. 79, p. 47.
7. Arhipova V. P., Mandel O. E. On the photometric history of V1329 Cyg = HBV 475.— Intern. Bul. Var. Stars, 1973, N 722.
8. Kohoutek L., Bossen H. Photometry of Peculiar Emission Object.— Astrophys. Lett., 1970, vol. 6, p. 157.
9. Архипова В. П. Фотоэлектрические *UBV*-наблюдения V1329 Лебеда в 1973—76 гг. и некоторые замечания о природе ее переменности.— Переменные звезды, 1977, т. 20, с. 345.
10. Grygar J., Hric L., Chochol D., Mammano A. The symbiotic variable V1329 Cyg (HBV 475) — a decade after its discovery.— Bull. Astron. Cheskoslov., 1979, vol. 30, p. 308.
11. Aller L. H. Spectrographic studies of the combination variables Z And, BF Cyg, CI Cyg.— Publ. Dominion Astrophys. Obs., 1954, vol. 9, N 11.
12. Bath G. T. Symbiotic stars — a binary model with super-critical accretion.— Mon. Not. Roy. Astron. Soc., 1977, vol. 178, p. 203.
13. Stencel R. E., Michalitsianos A. G., Kafatos M., Boyarchuk A. A. Ultraviolet observations of the 1980 eclipse of symbiotic star CI Cyg.— Astrophys. J., 1982, vol. 253, p. L77.
14. Kenyon S. J., Webbink R. F., Gallagher J. S., Truran J. W. The symbiotic star CI Cyg: S-process episode or accretion event? — Astron. and Astrophys., 1982, vol. 106, p. 109.
15. Paczynski B., Rudak B. Symbiotic stars — Evolutionary Consideration.— Astron. and Astrophys., 1980, vol. 82, p. 349.

У ДК 523.942.84

ЭМИССИОННЫЕ ЛИНИИ ВОДОРОДА В СПЕКТРЕ ГАММЫ КАССИОПЕИ В 1979—1980 ГГ.

З. К. Иванова, Т. С. Галкина

Продолжено изучение эмиссионного спектра Ве-звезды γ Cas, начатое в [1]. По наблюдениям 1979—1980 гг. построены профили линий H_{α} , H_{β} и H_{γ} . Структура профилей этих эмиссий была подобной друг другу в период наших наблюдений — хорошо заметная асимметрия с преобладающей интенсивностью с фиолетовой стороны, во многих случаях проявлялась четкая двухкомпонентность линий с отношением $V/R > 1$. Определен ряд количественных характеристик линий H_{α} и H_{β} .

THE HYDROGEN EMISSION LINES IN THE SPECTRUM OF γ CASSIOPEIAE IN 1979—1980, by Z. K. Ivanova, T. S. Galkina.— The studies of emission spectrum of Be-star γ Cas, initiated in [1], are now continued. The profiles of H_{α} , H_{β} and H_{γ} -lines have been constructed according to 1979—1980 observations. The structures of these emission lines profiles were similar to each other in the period of our observations — well noticeable asymmetry with prevailing intensity in the violet edge, in some cases a double-component emission with ratio $V/R > 1$ was clearly manifested. Spectral characteristics of the H_{α} and H_{β} emission line profiles are defined.

Продолжено изучение эмиссионного спектра пекулярной Ве-звезды γ Cas, начатое ранее одним из авторов [1].

Вновь возрастающий в последнее время интерес к оптическим наблюдениям γ Cas обусловлен прежде всего расширением диапазона современных астрономических наблюдений. Возможно, γ Cas является переменным рентгеновским источником [2, 3]. Проводятся наблюдения спектра в УФ-диапазоне при помощи спутника IUE [4]. Данные, полученные со спутника «Copernicus», содержатся в [5]. Недавно был предложен метод оценки электронной плотности в оболочках Ве-звезд [6], основанный на сопоставлении потоков в эмиссионной линии H_{α} и в ИК-диапазоне на 3,5 мкм.

Данное исследование водородных эмиссионных линий в спектре γ Cas относится к периодам наблюдений сентябрь 1979 г. — январь 1980 г. и сентябрь — октябрь 1980 г. На 1220-мм рефлекторе Крымской астрофизической обсерватории получено свыше 170 спектрограмм с дисперсиями 14 и 31 Å/мм в областях $\lambda\lambda 3650-4950$ Å и $5250-6950$ Å соответственно. Сведения о спектрограммах приведены в табл. 1, где в первом столбце указаны даты, во втором — интервалы времени наблюдений данной области спектра, в третьем — область спектра и в последнем — число спектрограмм (n).

Таблица 1

Дата	УТ	Область спектра, Å	n	Дата	УТ	Область спектра, Å	n
1	2	3	4	1	2	3	4
1979 г.				1980 г.			
17/18.09	00 ^h 14 ^m —00 ^h 49 ^m	4400—5000	3	7/8.01	16 ^h 47 ^m —17 ^h 03 ^m	4250—4900	3
	01 02 — 01 26	3700—4400	4		17 19 — 17 50	3600—4300	6
18/19.09	22 15 — 22 58	4400—5000	4		18 09 — 18 18	5300—6950	3
	23 10 — 23 38	3700—4400	5	13/14.01	17 36 — 17 54	4250—4900	3
28/29.09	21 40 — 22 10	4250—4900	4		18 14 — 18 59	3600—4300	5
	22 20 — 22 24	4000—4700	2	18/19.01	15 39 — 15 56	4250—4900	3
	22 28 — 22 51	3600—4300	4		16 09 — 16 40	3600—4300	6
29/30.09	20 49 — 21 20	4250—4900	4		16 53 — 17 00	5300—6950	3
	21 29 — 21 45	3600—4300	3	22/23.01	16 30 — 16 58	4250—4900	3
	21 51 — 21 55	4000—4700	3		17 13 — 17 21	3600—4300	3
1/2.10	20 58 — 21 32	4250—4900	4		17 34 — 17 42	5300—6950	3
	21 40 — 21 44	4000—4700	3	30/31.01	16 07 — 16 49	4250—4900	6
	21 55 — 22 18	3600—4300	3		17 11 — 17 21	5300—6950	3
10/11.12	18 22 — 18 48	5300—6950	5		17 36 — 17 46	3600—4300	3
	19 08 — 19 27	4250—4900	3	10/11.09	21 27 — 21 49	5300—6950	5
	19 49 — 19 59	3600—4700	3	26/27.09	20 52 — 21 03	5300—6950	3
14/15.12	18 09 — 18 15	5300—6950	3	8/9.10	23 44 — 00 09	5300—6950	6
	17 04 — 17 20	4200—4900	3	9/10.10	23 47 — 00 02	5300—6950	4
	17 35 — 17 57	3600—4300	4	12/13.10	22 11 — 22 39	5300—6950	7
18/19.12	16 46 — 17 02	4250—4900	3	15/16.10	21 37 — 21 44	5300—6950	3
	17 21 — 17 31	3600—4300	3	16/17.10	21 59 — 22 10	5300—6950	3
	17 47 — 18 14	5500—6950	6	19/20.10	21 12 — 22 33	5300—6950	5
				22/23.10	21 32 — 21 45	5300—6950	3
				29/30.10	20 03 — 22 16	5300—6950	6

Часть обработки спектрограмм была выполнена на микрофотометре в интенсивностях, а другая — на микрофотометре G-2 в почернениях. Более подробно методика обработки изложена в [1]. По результатам измерений спектрограмм были построены профили наиболее сильных эмиссионных линий H_{α} , H_{β} и H_{γ} в единицах интенсивности непрерывного спектра. В каждую ночь для каждой области спектра было получено от трех до шести спектрограмм, и, если не замечалось больших различий в спектрах, полученных за одну ночь, для такой ночи определялся средний профиль линии. В некоторые ночи спектры различались в пределах всего интервала наблюдений.

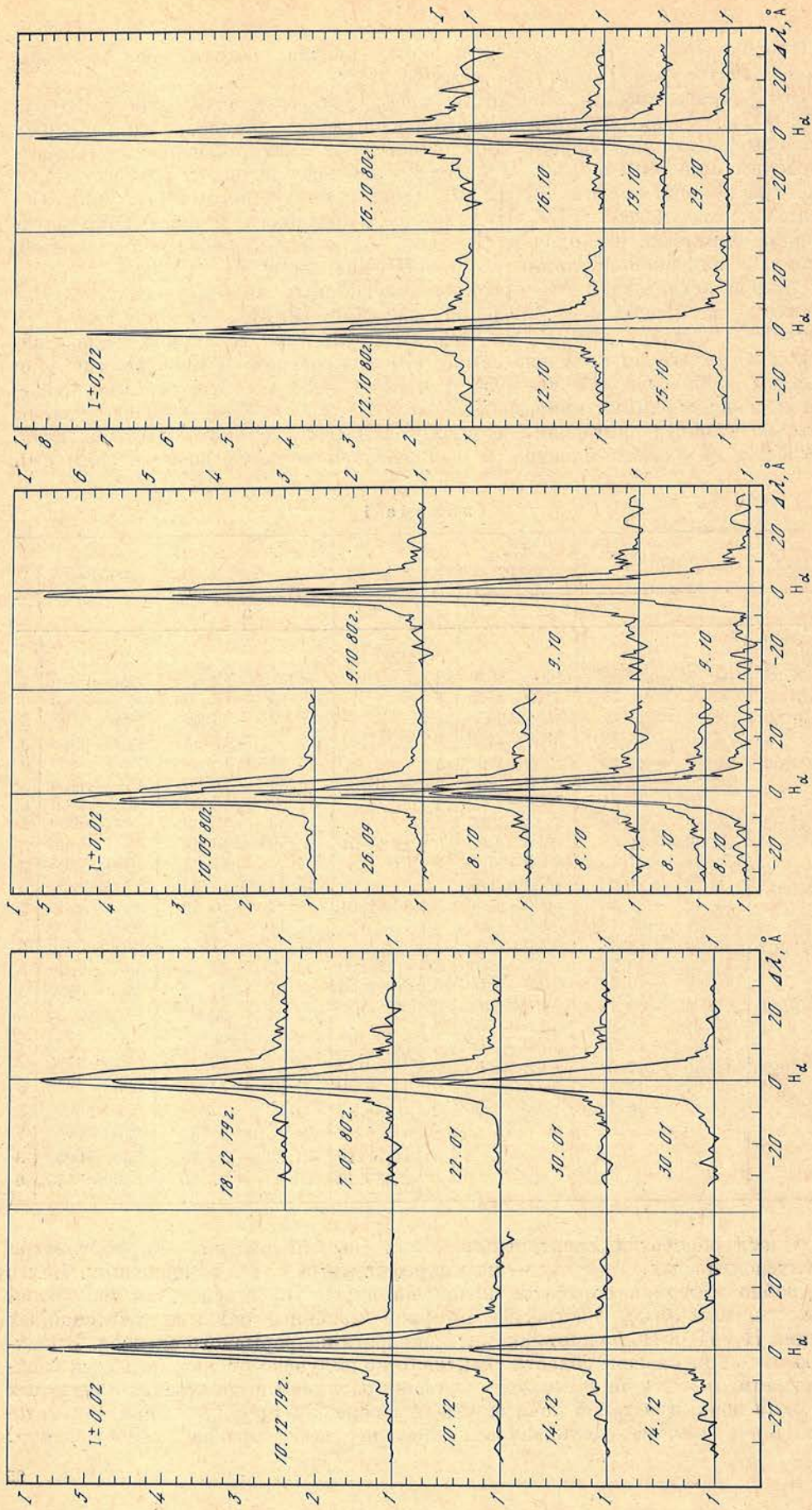


Рис. 1. Профили линии H_α с 10.12.79 г. по 30.01.80 г.

Рис. 2. То же, с 10.09 по 9.10 80 г.

Рис. 3. То же, с 12.10 по 29.10 80 г.

Тогда они осреднялись для соответствующих промежутков времени, где они были одинаковы.

Средняя ошибка полученных интенсивностей на уровне непрерывного спектра не превосходит $\pm 0,02$.

На рис. 1—3 показаны профили линии H_{α} . Хорошо заметна асимметрия профилей с преобладающей интенсивностью с фиолетовой стороны, при этом в ряде случаев выявляется двухкомпонентная структура H_{α} с отношением $V/R > 1$. В табл. 2 приведены измеренные характеристики линии H_{α} — эквивалентная ширина W_{λ} , полная полуширина $\Delta\lambda (I/2)$, ширина в крыльях b и центральная интенсивность эмиссии $r\lambda_0$, выраженная в единицах непрерывного спектра (для двухкомпонентных профилей даны соответственно интенсивности V- и R-компонентов). Ошибка в определении эквивалентных ширин не превосходит $\pm 0,6 \text{ \AA}$. Пределы изменения эквивалентной ширины H_{α} эмиссии в период наших наблюдений — от 19 до 50 \AA , при этом 14/15.12 79 г. и 30/31.01 и 16/17.10 80 г. происходили заметные изменения в течение ночи. Полуширина профиля заключалась в пределах от 5,5 до до 7,3 \AA , а ширина в крыльях — от 1500 до 2530 км/с.

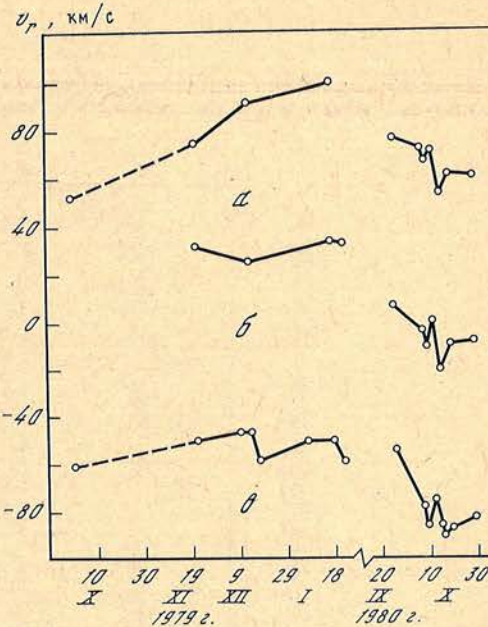


Рис. 4. Изменения лучевых скоростей компонентов профиля H_{α}

a — красный эмиссионный компонент; б — абсорбционный провал; в — синий эмиссионный компонент

Таблица 2

Дата	$W_{\lambda}, \text{ \AA}$	$\Delta\lambda_{I/2}, \text{ \AA}$	$b, \text{ км/с}$	$r\lambda_0$		Дата	$W_{\lambda}, \text{ \AA}$	$\Delta\lambda_{I/2}, \text{ \AA}$	$b, \text{ км/с}$	$r\lambda_0$	
				V	R					V	R
1979 г.											
10/11.12	33,2	6,5	2280	5,77	—		34,0	6,7	2420	5,10	—
	39,5	6,7	2100	6,06	—	9/10.10	31,0	6,6	1760	5,40	3,75
14/15.12	45,3	7,0	2080	6,29	4,69		40,9	6,0	2120	6,55	4,40;
	27,9	7,0	2500	4,20	3,44;		49,0	6,5	1780	7,90	5,20
18/19.12	25,6	7,0	1940	4,12	—		45,1	6,0	1800	7,50	2,78
1980 г.						12/13.10	48,2	6,7	2060	6,92	5,03
7/8.01	25,5	5,5	1640	4,64	—		47,4	6,2	1830	7,48	5,14
22/23.01	28,5	6,9	2120	4,48	—	15/16.10	46,1	6,5	2540	7,64	5,45
30/31.01	19,0	7,3	1800	3,55	—		50,3	6,4	1630	8,12	—
	28,3	6,8	1660	4,46	—	16/17.10	38,8	5,8	2100	6,84	—
10/11.09	26,6	7,2	2280	4,66	3,52		31,6	7,3	1890	5,10	4,38
26/27.09	35,6	6,7	2140	5,48	4,68	29/30.10	24,4	6,7	1500	4,56	3,34
8/9.10	32,2	6,5	1700	5,20;	4,0;						
				5,38	4,0						

В табл. 3 представлены лучевые скорости эмиссионных V- и R-компонентов и абсорбционного провала в профилях линии H_{α} , а на рис. 4 показаны изменения этих величин со временем.

На рис. 5 показаны профили линии H_{β} , которые подобны по структуре профилям H_{α} , — аналогичная асимметрия и в большинстве случаев двухкомпонентная структура с $V/R > 1$. В табл. 4 представлены соответствующие характеристики H_{β} — W_{λ} , $\Delta\lambda (I/2)$, b и $r\lambda_0$ (V и R). Эти величины

Рис. 5. Профили линии H_{β} для сезона наблюдений с 17.09 79 г. по 22.01 80 г.

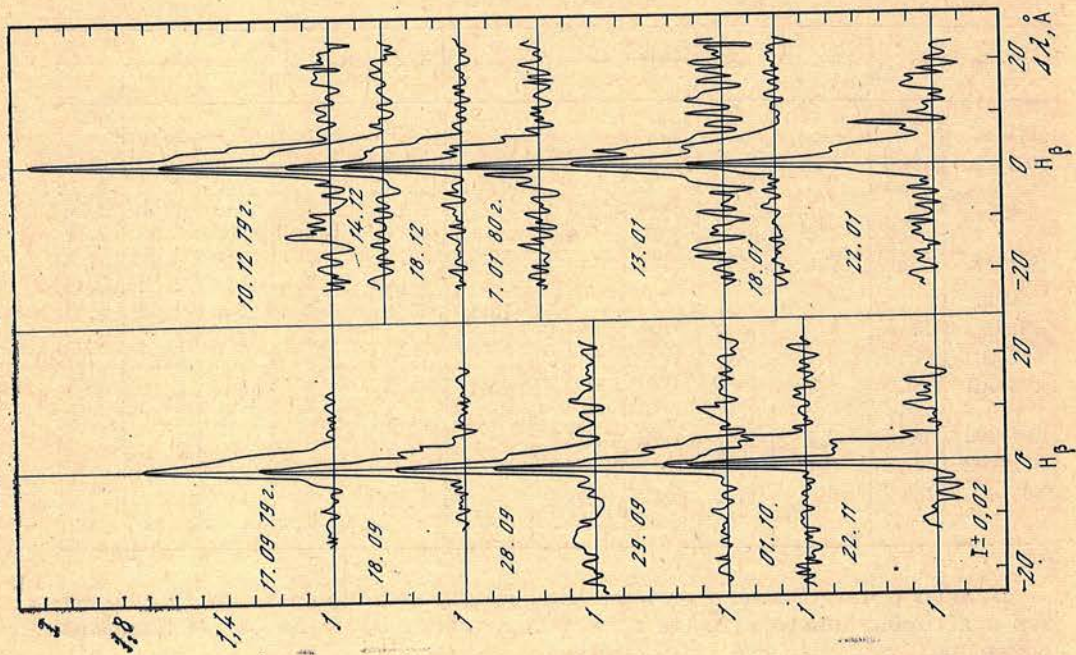
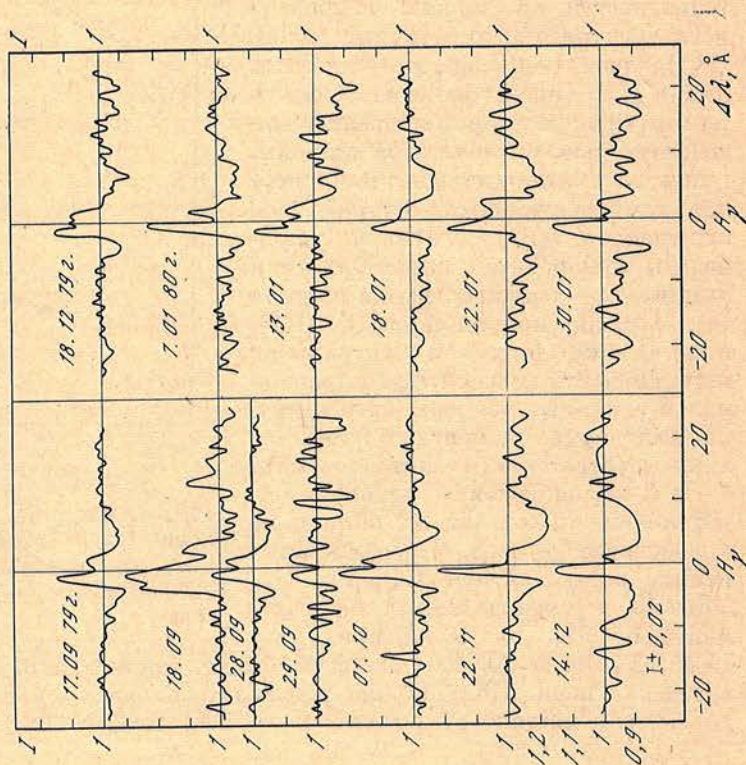


Рис. 6. Профили линии H_{γ} для сезона наблюдений с 17.09 79 г. по 30.01 80 г.



заклучены в пределах: 2,4—4,0 Å, 1,8—4,0 Å, 470—690 км/с, 1,54—2,15 и 1,24—1,63 соответственно.

На рис. 6 показаны профили линии H_γ , которая представляет собой слабую эмиссию, наложенную на линию поглощения. Во всех случаях эмиссия имеет двухкомпонентную структуру с отношением $V/R \geq 1$, но количественные характеристики профилей H_γ нами не измерялись.

Рис. 7, на котором изображены профили H_α , H_β и H_γ для одной даты 14/15.12 79 г., иллюстрирует подобие структуры этих линий в период наших наблюдений 1979—1980 гг.

В заключение выражаем искреннюю благодарность А. А. Боярчуку за прочтение рукописи и высказанные замечания и советы.

Апрель 1982 г.

Таблица 3

Дата	V_T , км/с			Дата	V_T , км/с		
	V	A	R		V	A	R
1979 г.				10/11.09	-76±2	+14±3	+96±9
1/2.10	-61±1	—	+52±4	26/27.09	-54±21	+2±2	+76±2
22/23.11	-50±3	+32±6	+75±7	8/9.10	-79±1	-4±2	+72±2
10/11.12	-47±2	—	—	9/10.10	-87±4	-11±3	+65±5
14/15.12	-47±5	+25±1	+91±1	12/13.10	-76±2	-1±3	+70±3
18/19.12	-59±5	—	—	15/16.10	-87±2	-20±8	+52±3
1980 г.				16/17.10	-91±2	—	—
7/8.01	-51±7	—	—	19/20.10	-87±2	-10±4	+60±2
18/19.01	-50±4	+33±1	+99±1	29/30.10	-83±3	-8±2	+59±4
22/23.01	-60±10	—	—				

Таблица 4

Дата	W_λ , Å	$\Delta\lambda_{I/2}$, Å	b , км/с	$r\lambda_0$		Дата	W_λ , Å	$\Delta\lambda_{I/2}$, Å	b , км/с	$r\lambda_0$	
				V	R					V	R
1979 г.						14/15.12	4,1	4,0	549	1,86	1,43
17/18.09	2,6	3,8	540	1,74	—	18/19.12	3,1	4,0	520	1,67	1,37
18/19.09	2,4	2,6	520	1,78	—	1980 г.					
28/29.09	2,9	2,5	570	1,76	1,33	7/8.01	3,0	1,8	620	1,76	1,37
29/30.09	3,2	2,7	590	1,89	1,63	13/14.01	3,4	4,0	650	1,97	1,50
1/2.10	2,8	3,7	480	1,54	1,25	18/19.01	3,4	2,0	620	1,78	1,35
22/23.11	2,9	2,0	470	1,96	1,39	22/23.01	3,5	2,0	690	1,94	1,39
10/11.12	4,0	3,0	650	2,15	1,24						

Литература

1. Галкина Т. С. О поведении эмиссии в спектре Гамма Кассиопеи в сентябре — ноябре 1977 г. и в сентябре — октябре 1979 г. — Изв. Крым. астрофиз. общ., 1981, т. 64, с. 72—80.
2. Jernigan J. G. γ Cassiopeiae. — IAU Circ., 1976, N 2900.
3. Mason K. O., White N. E., Sanford P. W. X-ray emission from γ Cas. — Nature, 1976, vol. 260, p. 690—691.
4. Hammerschlag-Hensberge G., Van den Heuvel E. P. J., Lamers H. J. et al. IUE observations of the Be stars HD 102567 (4U 1145 — 61), X Per and γ Cas. — Astron. and Astrophys., 1980, vol. 85, p. 119—127.
5. Marlborough J. M., Snow Th. P., Jr., Slettebak A. Ultraviolet and optical spectral variability in the Be star γ Cassiopeiae: a coronal model for the emission. — Astrophys. J., 1978, vol. 224, p. 157—166.
6. Netto A. D., Pacheco de Freitas J. A. Infrared excess and line emission in Be stars. — Mon. Not. Roy. Astron. Soc., 1982, vol. 198, N 2, p. 659—668.

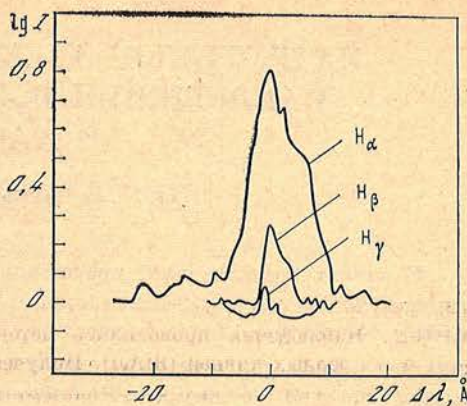


Рис. 7. Сопоставление профилей линий H_α , H_β и H_γ для 14/15.12 79 г.

ПАТРУЛЬНЫЕ ЭЛЕКТРОФОТОМЕТРИЧЕСКИЕ НАБЛЮДЕНИЯ H_{α} -ЭМИССИИ В СПЕКТРЕ γ КАССИОПЕИ

Н. И. Бондарь, Н. И. Шаховская

В рамках кооперативной программы наблюдений Ве-звезд, предложенной рабочей группой по Ве-звездам 29-й комиссии МАС, в период 28.10—25.12.80 г. были предприняты узкополосные электрофотометрические патрульные наблюдения интенсивности H_{α} -эмиссии у Ве-звезды γ Cas. Суммарное время патрулирования составляло $7^{\text{h}}46^{\text{m}}$, время накопления одного отсчета 4 с. Не было отмечено изменений интенсивности, значимо (при уровне значимости 0,99) превосходящих уровень атмосферного и инструментального шума, определенного по наблюдениям звезды сравнения. Однако дисперсия отсчетов звезды превышает дисперсию звезды сравнения и существенно меняется от ночи к ночи. Это дает основание заподозрить наличие флюктуаций интенсивности H_{α} -эмиссии у γ Cas с характерным временем несколько секунд и амплитудой 5—6%.

В период наблюдений не отмечено изменений от ночи к ночи интенсивности излучения звезды в континууме при $\lambda 5500 \text{ \AA}$, превосходящих $0,02-0^{\text{m}},03$, и изменений интенсивности H_{α} -эмиссии, превосходящих 4—5%.

THE PATROL ELECTROPHOTOMETRIC OBSERVATIONS OF THE H_{α} -EMISSION IN THE SPECTRA OF γ CAS, by *N. I. Bondar, N. I. Shakhovskaya*. — During 28.10.80—25.12.80 were obtained the narrowband electrophotometric observations of the H_{α} -emission intensity of Be star γ Cas in the frame works of the cooperative program of Be stars observations setted by the Working Group on Be star of 29 Comission IAU. The total patrol interval was $7^{\text{h}}46^{\text{m}}$, the integration time for one account was 4 s. The variations of intensity markedly exceeding (level of significance was 0.99) the level of atmospheric and instrumental noise adopted by the observation of the comparison star were not detected. However, the dispersion of star counts exceeds that of the comparison star and significantly varies from night to night, thus permitting us to suspect, tehat there exist some fluctuations of the H_{α} -emission of γ Cas star within some seconds and 5—6% amplitude. The night-to-night intensity variations were recorded neither in continuum at $\lambda 5500 \text{ \AA}$, exceeding $0.02-0^{\text{m}},03$, nor in intensity variations of H_{α} -emission, exceeding 4—5%.

Патрульные электрофотометрические наблюдения интенсивности H_{α} -эмиссии у γ Cas ($m_v = 1,6 \div 3^{\text{m}},0$, Воe IV) были предприняты в рамках кооперативной программы наблюдений Ве-звезд, предложенной рабочей группой по Ве-звездам 29-й комиссии МАС [1].

Аппаратура и методика наблюдений. Наблюдения проводились в сентябре — декабре 1980 г. на пятиканальном сканирующем спектрофотометре КАО [2, 3], установленном на 70-см рефлекторе АЗТ-8. Измеряемая полоса τ опускания с центром в линии H_{α} выделялась выходной щелью спектрофотометра шириной 23,4 \AA . На фотографиях спектра γ Cas, полученных с дисперсией 30 $\text{\AA}/\text{мм}$ в тот же сезон наблюдений Т. С. Галкиной на 122-см рефлекторе КАО [4], линия H_{α} в спектре γ Cas имела полную ширину на уровне $I_{\text{max}}/10 \sim 18 \text{ \AA}$ и эквивалентную ширину $W_{H_{\alpha}} \sim 32 \text{ \AA}$, так что линия H_{α} целиком попадала в полосу пропускания спектрофотометра, и ее излучение составляло $\sim 60\%$ от всего регистрируемого потока в измерительном канале. Это обстоятельство проверялось и сканированием на спектрофотометре области, содержащей H_{α} , с шагом сканирования 0,56 \AA .

Часовое ведение телескопа и атмосферные условия контролировались референтным каналом спектрофотометра, регистрирующим свет, отраженный в нулевом порядке дифракционной решетки. Спектральная полоса референтного канала формировалась интерференционным фильтром с шириной 50 \AA на уровне половины максимального пропускания при $\lambda 5500 \text{ \AA}$. Спектрофотометр работал в режиме счета фотонов. Скорости счета в обоих каналах были порядка 10^4 имп/с. Временной интервал между двумя последовательными

Таблица 1

Дата, 1980 г.	Время наблюдений UT		n	$s_{\gamma}^2 \cdot 10^{-5}$	$s_{\delta}^2 \cdot 10^{-5}$
	γ Cas	δ Cas			
28.09	19 ^h 00 ^m —19 ^h 09 ^m		62	5,5	
		19 ^h 11 ^m —19 ^h 13 ^m ,5	18		7,2
10.10	19 15 —19 17,5		19	9,8	
	18 18 —18 49		231	11,4	
	18 50 —19 38		400	21,6	
12.10	19 43 —20 41	19 39 —19 41	18		4,8
		20 43 —20 44	442	8,8	
		19 16 —19 17,5	13		8,3
15.10	18 20 —19 14		378	14,9	
	19 42 —20 50	20 51 —20 53,5	14		9,8
		20 45 —20 47	500	13,0	
10.12	20 36,5—20 43		29		10,4
	20 50 —21 22	21 24 —21 28	48	3,2	
		20 45 —20 47	18		7,1
25.12	21 30 —22 06		270	4,9	
	20 28 —20 33	20 35 —20 41	9		7,7
	20 43 —21 13	21 14 —21 19	270	5,2	
10.12	20 28 —20 33		40	3,0	
	20 43 —21 13		38		5,9
	21 21 —22 34		277	14,6	
25.12	18 03 —18 16		38		6,9
		18 20 —18 22	466	9,2	
			95	9,2	
		9		6,9	

отсчетами составлял 8 с: время интегрирования одного отсчета 4 с. Звезда сравнения δ Cas (A5 V, $m_v = 2^m,69$) наблюдалась в том же режиме. Суммарное время наблюдений γ Cas составило 7^h46^m, а δ Cas — 28^m,5.

Быстрая переменность. В табл. 1 приведены временные интервалы наблюдений звезд и дисперсии (s^2) величин $N_i/(N_i)_r$, где N_i и $(N_i)_r$ соответственно отсчеты в измерительном и референтном каналах, нормированные к своему среднему значению в этом интервале (n — число отсчетов). Значки δ и γ относятся к звездам δ Cas и γ Cas соответственно. Привязка отсчетов измерительного канала к отсчетам референтного канала при сравнимых скоростях счета позволяет в некоторой степени уменьшить ошибки, связанные с неточностью часового ведения телескопа и с изменением атмосферной прозрачности [5], но тем не менее мы не включали в обработку оценки, полученные при подобных грубых ошибках.

Будем считать, что дисперсия s_{δ}^2 для звезды сравнения характеризует уровень шума, который зависит от качества аппаратуры, состояния атмосферы и применяемой методики обработки. Из табл. 1 видно, что значения s_{δ}^2 несколько различны для разных временных интервалов, однако проверка по критерию Бартлетта [6] показала, что эти различия не значимы при уровне значимости 0,99. Следовательно, в течение всего периода наблюдений уровень шума, определенный по звезде сравнения, оставался стабильным. Среднее значение дисперсии $\bar{s}_{\delta}^2 = 7,4 \cdot 10^{-5}$.

Анализ наблюдений γ Cas показал, что за весь период патрулирования в области H_{α} не было зарегистрировано таких значений $N_i/(N_i)_r$, которые бы значимо превосходили доверительный интервал при наблюдаемом в этом временном интервале значении s_{γ}^2 . Однако, сравнивая между собой по критерию Бартлетта [6] значения s_{γ}^2 , полученные в разных временных интервалах, можно заключить, что различия между ними значимы при уровне значимости 0,99. Парные сравнения s_{γ}^2 и \bar{s}_{δ}^2 по критерию Фишера [6] показывают, что некоторые значения s_{γ}^2 значимо превосходят \bar{s}_{δ}^2 ; наиболее существенно это отличие в интервале 18^h50^m — 19^h38^m (UT) 10.10 80 г. (см. табл. 1), где s_{γ}^2 почти в три раза превосходит \bar{s}_{δ}^2 . Другими словами, в некоторых временных интервалах дисперсия отсчетов $N_i/(N_i)_r$, наблю,

Таблица 2

Дата, 1980 г.	UT	$\Delta m_{H\alpha}$	Δm_{5500}	Дата, 1980 г.	UT	$\Delta m_{H\alpha}$	Δm_{5500}
28.09	19 ^h 10 ^m	-1,12	-0,47	15.10	20 49	-1,13	-0,43
10.10	19 39	-1,12	-0,46		21 29	-1,14	-0,43
	20 42	-1,14	-0,44	10.12	21 20	-1,13	-0,43
12.10	19 15	-1,14	-0,46	25.12	18 18	-1,14	-0,43
	20 50	-1,14	-0,44				

даемых у γ Cas, значимо превосходит уровень атмосферного и инструментального шума, определенного по наблюдениям звезды сравнения. Это дает основание заподозрить существование флюктуаций интенсивности $H\alpha$ -эмиссии у γ Cas с характерным временем несколько секунд и с амплитудой около 5—6%.

Для исследования изменений интенсивности излучения γ Cas от ночи к ночи в наблюдаемых спектральных участках сравнивались накопленные за 80 с отсчеты в обоих каналах для γ и δ Cas, полученные последовательно друг за другом с интервалом в 2—3 мин. Оценка показала, что разница в атмосферном поглощении пренебрежимо мала. В табл. 2 приведены значения разностей блеска между γ и δ Cas в исследуемых спектральных участках — $\Delta m_{H\alpha}$ и Δm_{5500} . Рассматривая табл. 2 и учитывая, что у δ Cas может наблюдаться переменность с амплитудой в несколько сотых звездной величины [7], можно заключить, что в период наших наблюдений не наблюдалось изменений блеска γ Cas от ночи к ночи в континууме при $\lambda 5500 \text{ \AA}$, превосходящих 0,02—0^m,03 и изменений интенсивности $H\alpha$ -эмиссии, превосходящих 4—5%.

Авторы благодарны В. П. Маланушенко за помощь при отладке программы для обработки наблюдений.

Апрель 1982 г.

Л и т е р а т у р а

1. *Harmanes P.* Be star newsletter.—Strasbourg.: Observatoire de Strasbourg, 1980, N 1, 11 с.
2. *Лагутин А. Ф.* Многоканальный сканирующий спектрофотометр.—Изв. Крым. астрофиз. обс., 1979, т. 60, с. 179—184.
3. *Букач А. Б.* Результаты лабораторных испытаний информационно-измерительной системы 5-канального спектрофотометра.—Изв. Крым. астрофиз., обс., 1979, т. 60, с. 197—204.
4. *Иванова Э. К., Галкина Т. С.* Эмиссионные линии водорода в спектре γ Кассиопеи в 1979—1980 гг.—Наст. кн., с. 34.
5. *Границкий Л. В., Букач А. Б., Букач Н. И.* О возможности получения с заданной ошибкой фотоэлектрической информации при минимальных затратах времени наблюдения.—ВИНИТИ, № 4245—80 Деп.
6. *Большев Л. Н., Смирнов Н. В.* Таблицы математической статистики. М.: Вычислительный центр АН СССР, 1968. 474 с.
7. *Кужаркин Б. В., Холопов П. Н., Ефремов Ю. Н.* и др. Общий каталог переменных звезд. М.: Наука, 1969, т. I. 474 с.

УДК 524.3

γ Cyg — ПЕРИОДИЧЕСКАЯ МАГНИТОПЕРЕМЕННАЯ ЗВЕЗДА?

С. И. Плачинда, Е. С. Дмитриенко, А. Б. Северный

С использованием фотоэлектрического сканера-магнитометра 2,6-м рефлектора КАО в 1977 и 1981 гг. проведены измерения эффективной напряженности продольного компонента магнитного поля у сверхгиганта γ Cyg. Магнитная звезда β Cyg была выбрана в качестве контрольной звезды с известным переменным магнитным полем. Наблюдения β Cyg показали хорошее согласие с результатами других авторов. Для γ Cyg заподозрены периодические изменения продольного поля от +40 до -40 Гс с периодом 8^d,2594.

γ Cyg — MAGNETIC PERIODIC STAR?, by *S. I. Plachinda, E. S. Dmitrienko, A. B. Severny*.— With the use of photoelectric scanner-magnetometer of 2.6 meter reflecting telescope of Crimean observatory effective longitudinal magnetic fields of supergiant γ Cyg were measured in 1977 and 1981. The star β CrB with the known variable magnetic field was observed simultaneously to control our measurements. We found good agreement of our observations of β CrB with observations of other authors. The periodic, with the period $8^d.2594$, variations of longitudinal magnetic field strength in the limits — 40 to +40 Gs were suspected for γ Cyg.

Первые фотоэлектрические наблюдения магнитных полей звезд [1, 2], выполненные в 1969, 1970 гг. на ЗТШ КАО, позволили зарегистрировать у ряда ярких звезд магнитные поля менее 100 Гс, ранее недоступные фотографическому методу. Изменение знака поля у некоторых объектов происходило за время существенно меньшее, нежели вычисляемые периоды вращения. Вопрос о характеристике и причине этих изменений до сих пор остается открытым. Так, для γ Cyg было обнаружено изменение продольного компонента поля от примерно +200 до —200 Гс, а наблюдаемые изменения знака происходили иногда в течение 2—3 сут.

Борра и Ландстрит зарегистрировали в 1974 г. переменность продольного компонента поля у этой звезды от +1200 до —1200 Гс за двое суток [3]. Величина поля, измеренная Боррой и др. в 1980 г. для γ Cyg [4], дважды была на уровне ошибок наблюдений, не превышавших 7 Гс, и один раз равнялась $-18,3 \pm 5,7$ Гс.

Необходимо отметить, что напряженности поля в первых исследованиях несопоставимы с напряженностями поля в последнем случае. Это объясняется тем, что в [1—3] напряженность поля определялась по двум экстремальным значениям круговой поляризации, соответственно в красном и синем крыльях исследуемой линии. В [4] же приведено так называемое эффективное значение продольного компонента магнитного поля (H_e), т. е. значение, определяемое интегральной величиной круговой поляризации в крыльях исследуемых спектральных линий звезды.

Отмеченное быстрое изменение знака поля у γ Cyg в течение нескольких суток не согласуется с допущением, что это изменение связано с вращением звезды, так как период вращения вокруг оси, перпендикулярной лучу зрения, составляет около 390 сут, если взять для γ Cyg скорость вращения $v \sin i = 4$ км/с [5] и радиус $R = 2,15 \times 10^{12}$ см [6]. Быстрое изменение знака поля, по-видимому, также нельзя получить в рамках модели конвективного выноса больших магнитных областей на поверхность звезды [2].

Для выявления закономерности изменения магнитного поля у γ Cyg нами были проведены наблюдения этой звезды на магнитометре ЗТШ КАО (первоначальная схема описана в [1, 2]).

1. Наблюдения

За сезон 1981 г. γ Cyg наблюдалась в течение десяти ночей. Для четырех из этих ночей были проведены наблюдения также β CrB, выбранной в качестве контрольной звезды с известным переменным магнитным полем. Наблюдения проводились в прямом фокусе Куде на сканере-магнитометре, описанном в [7].

Сканер-магнитометр ЗТШ работает в режиме счета фотонов и позволяет путем дискретного сканирования заданного спектрального интервала регистрировать V -параметр Стокса и интенсивность потока в каждой точке спектра. Модуляция поляризации светового потока перед входной щелью спектрографа — смена право- и левополяризованной поляризации — осуществляется при помощи электрооптического модулятора (кристалл DKDP) и анализатора (поляроид Р). Модуляция осуществляется с частотой 1250 Гц. Накопление в каждом положении сканера производится или на заданное время экспозиции, или до достижения заданной статистической точности. Наличие второго фотометра, регистрирующего поток с двух участков спектра, расположенных непосредственно с красной и синей стороны сканируемого

интервала, позволяет учитывать флюктуации, связанные с изменением прозрачности. Длительность экспозиций второго фотометра согласована с длительностью экспозиций первого фотометра сканера, регистрирующего V -параметр и интенсивность N .

V -параметр в нашем случае есть

$$V = (N_1 - N_2)/(N_1 + N_2), \quad (1.1)$$

где N_1 и N_2 — число импульсов, соответствующих взаимно ортогонально поляризованным по кругу составляющим. Интенсивность

$$N = N_1 + N_2. \quad (1.2)$$

Спектральное разрешение в контуре сканируемой линии определяется в данном случае входной щелью спектрографа и щелью сканера. У обеих звезд сканирование контуров проводилось щелью шириной 0,2 Å. И у γ Cyg, и у β CrV сканировалась одна и та же линия $\lambda 4254,33$ Cr I с фактором Ланде эффективного расщепления $z = 1,375$ (вместо использованного в [2] ошибочного $z = 2,19$). В случае β CrV входная щель спектрографа составляла $\sim 0,3$ Å. У γ Cyg линия $\lambda 4254,33$ глубже и резче, чем у β CrV. Поэтому с целью увеличения сигнала у γ Cyg входная щель спектрографа была расширена до $\sim 0,4$ Å.

Для γ Cyg наблюдения в первые восемь ночей проводились с шагом сканирования 0,07 Å, что давало почти трехкратное частичное перекрытие одного и того же участка спектра. Длительность экспозиций в каждой точке контура составляла 4 мин. В последние две ночи шаг был равен 0,1 Å, и в каждой точке контура накопление длилось до достижения статистической точности $\sim 0,76\%$ для N_1 и N_2 отдельно, что соответствует временам экспозиции от 3 мин в области непрерывного спектра до 9 мин в ядре линии. Это заметно повысило точность наших наблюдений. У β CrV шаг сканирования для всех четырех ночей был 0,07 Å и длительность экспозиции в каждой точке равнялась 4 мин.

При заданном шаге число точек сканирования, необходимых для перекрытия спектрального интервала линии $\lambda 4254,33$ Å у исследуемых объектов, колебалось от 10 до 13, что занимало от 40 мин до часа. Число сканов за ночь у γ Cyg колебалось от 2 до 5, а у β CrV от 2 до 3. Для получения результирующего значения напряженности за ночь результаты по отдельным сканам усреднялись. Данные и результаты наблюдений β CrV и γ Cyg приведены в табл. 1. В первом столбце — порядковый номер ночи наблюдений для каждой звезды, во втором — даты наблюдений, в третьем — юли-

Таблица 1
Данные результаты наблюдений β CrV и γ Cyg

№ п/п	Дата, 1981 г.	J. D _{набл.}	Число сканов	$H_e \pm \sigma(H_e)$	$\varphi_{p.c}$
β CrV					
1	23/24.07	2444809,306	2	-176 ± 122	0,933
2	25/26.07	811,319	2	$+178 \pm 143$	0,042
3	26/27.07	812,311	3	$+541 \pm 144$	0,095
4	11/12.08	828,330	3	-187 ± 157	0,962
γ Cyg					
1	22/23.07	2444808,422	2	$+14 \pm 113$	0,496
2	23/24.07	809,455	2	$+2 \pm 49$	0,621
3	24/25.07	810,474	2	-58 ± 56	0,745
4	25/26.07	811,460	3	-42 ± 36	0,864
5	26/27.07	812,423	2	-5 ± 43	0,981
6	10/11.08	827,417	5	-40 ± 34	0,796
7	11/12.08	828,393	4	-12 ± 32	0,914
8	11/12.09	859,424	2	-36 ± 57	0,671
9	10/11.10	888,331	2	$+37 \pm 36$	0,171
10	11/12.10	889,271	2	$+42 \pm 37$	0,285

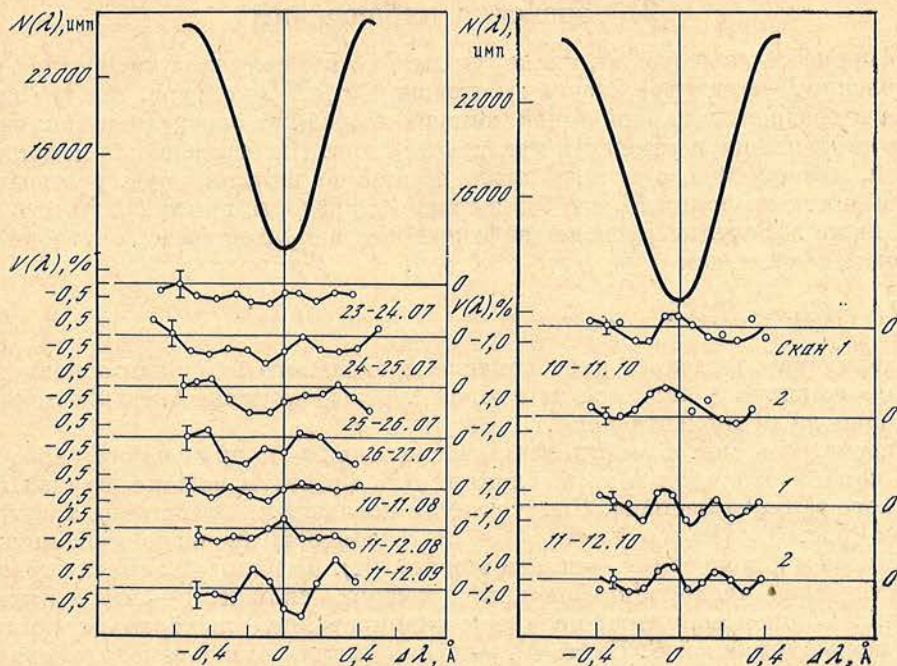
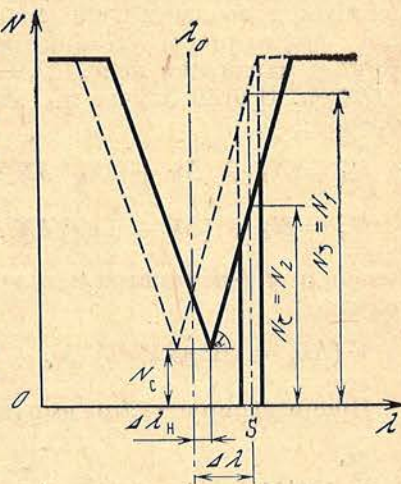


Рис. 1. Контур линии $\lambda 4254,33 \text{ \AA}$ Sr I (вверху) и усредненные за ночь распределения V -параметра Стокса в пределах контура (внизу) для $\gamma \text{ Суг}$

Рис. 2. Контур линии $\lambda 4254,33 \text{ \AA}$ Sr I (вверху) и оригинальные распределения V -параметра Стокса в пределах контура (внизу) для $\gamma \text{ Суг}$

Рис. 3. Схематическое представление контуров σ -компонентов линии поглощения для случая нормального эффекта Зеемана



анские даты наблюдений, в четвертом — число сканов, полученных за ночь, в пятом — значения эффективной напряженности продольного компонента магнитного поля с ошибкой (значения напряженности получены усреднением оценок за ночь). В последнем столбце приведены фазы положительного кроссовера для кривых изменения магнитного поля у $\beta \text{ CrV}$ и $\gamma \text{ Суг}$ (см. разд. 3).

На рис. 1 и 2 представлены полученные нами распределения для V -параметра в контуре линии $\lambda 4254,33 \text{ \AA}$ Sr I. Средний наблюдаемый контур спектральной линии $\lambda 4254,33 \text{ \AA}$ (заметного различия в контурах от ночи к ночи не наблюдалось) показан в верхней части рисунков в единицах импульсов накопления. На рис. 1 показаны усредненные за ночь сканы распределения V -параметра, сглаженные скользящим средним по три. Для каждой ночи указана средняя ошибка одного значения V -параметра. Первая дата (см. табл. 1 для $\gamma \text{ Суг}$) не приведена на рисунке, так как два скана, полученные в эту ночь, сделаны с разными шагами сканирования и атмосферные условия наблюдений были некачественными. Для двух последних ночей наблюдений, когда получена самая высокая точность накопления, на рис. 2 приведены оригинальные распределения $V_i(\lambda)$ по контуру линии для каждого скана в отдельности.

2. Обработка наблюдений

В процессе наблюдений, сканируя линию, мы получаем дискретное распределение V -параметра Стокса и интенсивности N в контуре. Эти два параметра и градиент в данной точке контура позволяют определить напряженность продольного компонента магнитного поля. Интегрирование напряженностей, измеряемых в точках крыла линии по каждому крылу отдельно, дает нам два значения H_b и H_r для синего и красного крыла соответственно (см. ниже). Результирующая эффективная напряженность определяется в таком случае как

$$H_e = (H_b - H_r)/2. \quad (2.1)$$

Эта величина определяет преобладание продольного компонента поля того или иного знака и является некоторой средней по диску звезды величиной продольного компонента поля.

Рассмотрим способ определения интегральной напряженности продольного компонента поля в крыле линии. Для простоты возьмем случай нормального эффекта Зеемана. Контур линии поглощения представим треугольником (рис. 3). По оси Y отложена интенсивность (в числе накопленных импульсов N), а по оси X — длина волны λ (Å). Штриховой линией проведен схематически правополяризованный контур, сплошной — левополяризованный. Сигма-компоненты получены сканированием спектрального интервала щелью шириной S . Пусть N_1 — число импульсов правополяризованного света, а N_2 — левополяризованного света, зарегистрированных при неподвижном положении щели сканера; N_c — остаточная интенсивность, λ_0 — длина волны при отсутствии магнитного поля, λ_H — величина расщепления линии в магнитном поле, $\Delta\lambda = \lambda_S - \lambda_0$, где λ_S — положение щели; $\text{tg } \alpha = \partial N / \partial \lambda$. В этом случае мы можем записать значения N_1 и N_2 следующим образом:

$$N_1 = N_c + (\Delta\lambda + \Delta\lambda_H) \partial N / \partial \lambda, \quad (2.2)$$

$$N_2 = N_c + (\Delta\lambda - \Delta\lambda_H) \partial N / \partial \lambda. \quad (2.3)$$

Теперь для V -параметра, выразив в формуле (1.1) N_1 и N_2 через (2.2) и (2.3), получим

$$V(\Delta\lambda) = (\Delta\lambda_H \partial N / \partial \lambda) / (N_c + \Delta\lambda \partial N / \partial \lambda).$$

Проинтегрируем это выражение по расстоянию $\Delta\lambda$ от центра линии:

$$\int_{\Delta\lambda_2}^{\Delta\lambda_1} V(\Delta\lambda) d(\Delta\lambda) = \Delta\lambda_H \ln [(N_c + \Delta\lambda_2 \partial N / \partial \lambda) / (N_c + \Delta\lambda_1 \partial N / \partial \lambda)], \quad (2.4)$$

где $\Delta\lambda_1$ и $\Delta\lambda_2$ — пределы интегрирования, охватывающие крыло линии. Величины N_c , $\Delta\lambda_2$, $\Delta\lambda_1$ и $\partial N / \partial \lambda$ мы получаем из наблюдаемого контура, а величина

$$\Delta\lambda_H = 4,67 \cdot 10^{-13} z \lambda^2 H,$$

где z — фактор Ланде, λ — длина волны линии, H — напряженность магнитного поля.

Подставив это выражение в (2.4) вместо $\Delta\lambda_H$, получим окончательную формулу для определения интегральной напряженности

$$H_{b,r} = 2,1427 \cdot 10^{12} \int_{\Delta\lambda_1}^{\Delta\lambda_2} V(\Delta\lambda) d(\Delta\lambda) / z \lambda^2 \ln [(N_c + \Delta\lambda_2 \partial N / \partial \lambda) / (N_c + \Delta\lambda_1 \partial N / \partial \lambda)]. \quad (2.5)$$

Обозначения b и r соответствуют синему и красному крылу контура. Для

обоих крыльев могут быть разные значения $\int_{\Delta\lambda_1}^{\Delta\lambda_2} V(\Delta\lambda) d(\Delta\lambda)$, $\Delta\lambda_2$, $\Delta\lambda_1$ и $\partial N/\partial\lambda$. Для линии $\lambda 4254,33 \text{ \AA}$ Ст I величина $2,1427 \cdot 10^{12}/z\lambda^2 = 86099$. Интеграл, стоящий слева в выражении (2.4), при численном интегрировании методом прямоугольников, применявшемся нами, есть

$$S_{b, r} = \int_{\Delta\lambda_1}^{\Delta\lambda_2} V(\Delta\lambda) d(\Delta\lambda) = \Delta\lambda_0 \sum_{i=1}^n V_i(\Delta\lambda)/n, \quad (2.6)$$

где n — число точек при сканировании, укладываемых в интервале интегрирования $\Delta\lambda_0 = \Delta\lambda_2 - \Delta\lambda_1$.

Подставив (2.6) в (2.5), получим окончательное выражение для обработки записей

$$H_{b, r} = 86099 \Delta\lambda_0 \sum_{i=1}^n V_i(\Delta\lambda)/n \ln [(N_c + \Delta\lambda_2 \partial N/\partial\lambda)/(N_c + \Delta\lambda_1 \partial N/\partial\lambda)]. \quad (2.7)$$

Имея значения H_b и H_r и подставив их в (2.1), получим величину H_e .

Для оценки ошибки $H_{b, r}$ необходимо оценить ошибки величин $S_{b, r}$, определяемых выражением (2.6) и получаемых из наблюдений.

Так как наблюдения проводились в режиме счета фотонов, то по дифференциальной формуле приближенного определения ошибки функции [8] можно определить в каждой точке сканирования величину статистической ошибки $\sigma_{cp}(V)$:

$$\sigma_{cp}(V) = \{2/[(N_1 - N_{1T}) + (N_2 - N_{2T})]^2\} [(N_1 + N_{1T})(N_2 - N_{2T})^2 + (N_2 + N_{2T})(N_1 - N_{1T})^2]^{1/2}, \quad (2.8)$$

где N_{1T} и N_{2T} — величины темнового тока соответственно.

Многочисленные повторения экспозиций при неподвижном сканере в ядре и в крыле линии для разных дат наблюдений позволили определить для использованной аппаратуры соответствие между среднеквадратичной ошибкой единичного значения V -параметра и $\sigma_{cp}(V)$:

$$\sigma(V) = \sigma_{cp}(V)/1,62,$$

т. е. в случае этой аппаратуры реальная статистическая ошибка получаемой из наблюдений величины V -параметра в 1,62 раза меньше, нежели ошибка

$\sigma_{cp}(V)$, определяемая выражением (2.8). Так как $\sum_{i=1}^n V_i(\Delta\lambda)/n$ есть определение величины среднеарифметической, то величина ошибки $S_{b, r}$

$$\sigma(S_{b, r}) = \Delta\lambda_0 \left\{ \left[\sum_{i=1}^n \sigma_i^2(V) \right] / n(n-1) \right\}^{1/2}, \quad (2.9)$$

что позволяет определить ошибку $\sigma(H_{b, r})$ и $\sigma(H_e)$:

$$\sigma(H_e) = \left\{ \left[\sum_{i=1}^{2m} \sigma_i^2(H_{b, r}) \right] / 2m(2m-1) \right\}^{1/2}, \quad (2.10)$$

где m — число усредненных сканов.

Необходимо отметить следующее. Выражения (2.9) и соответственно (2.10) записаны в предположении, что величины $V_i(\lambda)$, определяемые экспериментально, являются независимыми. В действительности же, так как при сканировании щель сдвигалась для очередной экспозиции на величину $\Delta\lambda$, меньшую (в основном в 3 раза), нежели ширина щели, то получаемое распределение $V_i(\lambda)$ — распределение величин зависимых. Следовательно, ошибки $\sigma(H_e)$, определяемые (2.10), будут завышены.

3. Результаты наблюдений и их обсуждение

Фазы положительного кроссовера для β СгВ вычислены по эфемериде $J. D_{p.cr} = 2434217,5 + 18,487E$ [9].

На рис. 4 нанесены темными кружками с их ошибками $\sigma(H_e)$ измеренные нами для β СгВ значения эффективной напряженности продольного компонента магнитного поля. Крестиками обозначены измерения на сканере-магнитометре, взятые из [10] (ошибка здесь приведена один раз). Светлыми кружками (с ошибкой, приведенной один раз) обозначены наблюдения на H_p -магнитометре [9]. Квадратами обозначены наблюдения на многоцелевом магнитометре [11], причем ошибки сравнимы с размерами квадратов. Штриховой линией обозначена аппроксимация фотографических измерений [12]. Как видно из приведенного рисунка, наши наблюдения β СгВ хорошо согласуются с данными наблюдений других авторов.

Перейдем к обсуждению результатов наблюдений γ Суг. Как видно из табл. 1, величины приведенных ошибок $\sigma(H_e)$ не позволяют сделать непосредственного вывода о наличии значимых изменений поля. Однако, дополнив наши наблюдения тремя наблюдениями из [4], мы подвергли все данные анализу на поиск периодичности. Оказалось, что, несмотря на большие ошибки наблюдений, намечается период изменения H_e около 8 сут.

В 1977 г. одним из авторов совместно с В. М. Кувшиновым были проведены наблюдения γ Суг в течение 17 ночей на сканере-магнитометре ЗТШ в линии $\lambda 4254,33$ Сг I со временем накопления, в два раза меньшим, чем в 1981 г. Было получено 23 скана: для 13 ночей по одному скану, для двух ночей по два скана и для двух ночей по три скана. Мы обработали также и эти наблюдения. Полученные по каждому скану величины H_e мы усреднили для соседних двух-трех ночей и эти средние значения совместно с данными 1981 г. использовали для определения периода. Было найдено, что вся совокупность данных хорошо описывается периодом $P = 8^d,2594$. Определив таким образом период, мы подсчитали фазы для единичных измерений H_e за 1977 г. Значения напряженностей магнитного поля за этот год, попадавшие в один и тот же фазовый интервал $\Delta\phi \approx 0^p,1$, усреднили. Эти усредненные значения представлены на рис. 5 темными кружками; светлыми кружками обозначены наблюдения 1981 г., а крестиками — наблюдения из [4]. Для значений H_e указаны среднеквадратичные ошибки $\sigma(H_e)$, вычисленные по формуле (2.10). Для двух величин, выделенных круглыми скобками, ошибки $\sigma(H_e)$ не указаны, так как в ночи этих наблюдений была плохая прозрачность и соответственно высокие ошибки. Эфемериды положительного кроссовер-эффекта для найденного периода

$$J. D_{p.cr} = 2\ 444\ 812,582 + 8,2594 E. \quad (3.1)$$

Для единичного значения H_e на рис. 5 среднеквадратичная ошибка, определенная относительно аппроксимирующей синусоиды, найденной по методу наименьших квадратов, составляет $\sigma^* = \pm 14$ Гс, что в ~ 3 раза меньше ошибок, вычисляемых нами в предположении независимости $V_i(\lambda)$. В то же время если в качестве аппроксимирующей функции взять прямую, то среднеквадратичная ошибка (σ_m) увеличится в 2,5 раза по сравнению с синусоидой; таким образом, отношение $\sigma_m/\sigma^* \approx 2,5$, т. е. согласно критерию Фишера (для общего числа точек $N = 19$) мы можем говорить о наличии периодических колебаний напряженности магнитного поля у γ Суг с периодом $8^d,2594$ с 99%-ным доверительным интервалом.

Критерием достоверности полученного периода изменений H_e мог бы явиться также аналогичный период изменений блеска γ Суг. Ряд наблюдений для 26 ночей с 03.07 по 09.09 71 г. был получен Л. П. Метик в системе, близкой к UBV [13]. В каждую ночь делалось от двух до пяти оценок блеска. Приведенные амплитуды изменений блеска ($0,03-0^m,04$ в трех фильтрах) недостаточно надежны, так как среднеквадратичная ошибка одного наблюдения для каждого из фильтров $\sim 0^m,014$. Проведенный по этим данным анализ на предмет поиска периодических колебаний блеска у γ Суг не показал

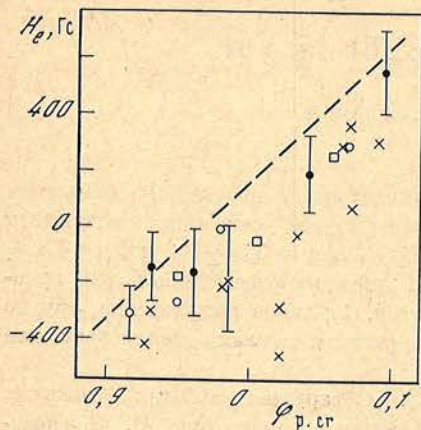


Рис. 4. Наблюдения H_e у β CgV разными авторами

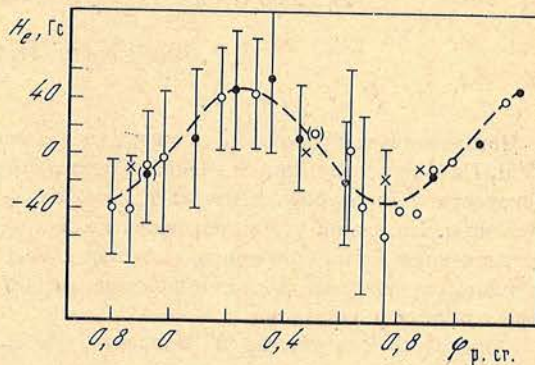


Рис. 5. Наблюдения H_e у Cyg

таковых с доверительным интервалом, большим 90%. (При этом были обработаны как данные, усредненные за ночь [13], так и исходные данные, которые автор любезно предоставила в наше распоряжение.)

В заключение авторы выражают благодарность Ю. В. Теребиж и Д. Н. Рачковскому за независимую обработку данных на ЭВМ по их программе с целью поиска и анализа периодов, а также Л. П. Метик за предоставленные ею данные фотометрических наблюдений.

Апрель 1982 г.

Литература

1. Severny A. B. The weak magnetic fields of some bright stars.— *Astrophys. J. Lett.*, 1970, vol. 159, p. L73.
2. Северный А. Б., Кушинов В. М., Никулин Н. С. Фотоэлектрические исследования слабых магнитных полей звезд.— *Изв. Крым. астрофиз. обс.*, 1974, т. 50, с. 3.
3. Borra E. F., Landstreet J. D. A search for weak stellar magnetic fields.— *Astrophys. J. Lett.*, 1973, vol. 185, p. L139.
4. Borra E. F., Fletcher J. M., Poeckert R. Multislit photoelectric magnetometer observations of cepheids and supergiants: probable detections of weak magnetic fields.— *Astrophys. J.*, 1981, vol. 247, p. 569.
5. Боярчук А. А., Копылов И. М. Сводный каталог скоростей вращения 2558 звезд.— *Изв. Крым. астрофиз. обс.*, 1964, т. 31, с. 44.
6. Fracassini M., Pasinetti L. E., Manzolini F. Catalogue of apparent diameters and absolute radii of stars (CADARS).— *Astron. and Astrophys. Suppl.*, 1981, vol. 45, p. 145.
7. Букач А. Б., Границкий Л. В., Комиссаров В. Н., Кушинов В. М. Звездный магнитограф и поляриметр на счете фотонов для измерения циркулярной поляризации в узких и широких спектральных полосах.— *Изв. Крым. астрофиз. обс.*, 1977, т. 57, с. 209.
8. Дунин-Барковский И. В., Смирнов Н. В. Теория вероятностей и математическая статистика в технике. М.: Гостехтеоретиздат, 1955, § 5, с. 93.
9. Borra E. F., Landstreet J. D. The magnetic fields of the Ap stars.— *Astrophys. J. Suppl.*, 1980, vol. 42, p. 421.
10. Borra E. F., Vaughan A. H. High-resolution polarization observations inside spectral lines of magnetic Ap stars. I. Instrumentation and observations of β Coronae Borealis.— *Astrophys. J.*, 1977, vol. 216, p. 462.
11. Brown D. N., Landstreet J. D. A search for weak longitudinal magnetic fields on late type stars.— *Astrophys. J.*, 1981, vol. 246, p. 889.
12. Preston G. W., Sturch C. The magnetic field of β Coronae Borealis.— In: *The magnetic and related stars*/Ed. R. C. Cameron. Baltimore: Mono Book, 1967, p. 111.
13. Метик Л. П. Трехцветные электрофотометрические наблюдения 15 Vul и γ Cyg.— *Изв. Крым. астрофиз. обс.*, 1974, т. 52, с. 32.

АТМОСФЕРА Am-ЗВЕЗДЫ 15 Vul

Л. С. Любимков, И. С. Саванов

Методом моделей атмосфер по спектрам с высокой дисперсией исследована Am-звезда 15 Vul. Найденные следующие значения эффективной температуры, ускорения силы тяжести и скорости микротурбулентности: $T_{эф} = 8100 \pm 200$ К, $\lg g = 3,5 \pm 0,2$ и $\xi_t = 4,8 \pm 0,5$ км/с. Показано, что линии ионов Fe II и Ti II приводят к несколько более высоким значениям ξ_t по сравнению с линиями Fe I (табл. 1); такое расхождение трудно объяснить случайными ошибками в эквивалентных ширинах и в силах осцилляторов или погрешностями в затухании γ .

Определено содержание 25 элементов (табл. 2). Обнаружен избыток тяжелых элементов, который в среднем возрастает с увеличением атомного веса (рис. 4). Содержание легких элементов оказалось близким к солнечному, исключая натрий, который также находится в избытке. В целом аномалии химического состава у 15 Vul выражены менее ярко, чем у исследованных нами ранее Am-звезд 68 Tau [1] и 16 Ori [2]. На основе сравнения с результатами [3—5] показано, что характерное отклонение в содержании которое дает метод кривых роста относительно метода моделей атмосфер, составляет для 15 Vul около $\pm 0,3-0,4$ в логарифме (рис. 5).

Сравнением с эволюционными расчетами [16] найдены масса, радиус, светимость и возраст 15 Vul. Эти параметры у Am-звезд 15 Vul и 68 Tau оказались весьма близкими (табл. 3), однако содержание элементов в их атмосферах различно (рис. 4). Так как переход от стадии 68 Tau к стадии 15 Vul занимает очень короткое время ($\Delta t \approx 6$ млн. лет при возрасте $t \approx 400$ млн. лет), выдвинуто предположение о возможности быстрых изменений в химическом составе атмосфер некоторых Am-звезд.

THE ATMOSPHERE OF THE Am STAR 15 Vul, by L. S. Lyubimkov, I. S. Savanov. — On the basis of high dispersion spectra a model atmosphere analysis of the Am star 15 Vul has been fulfilled. The following values of effective temperature, surface gravity and microturbulent velocity were obtained: $T_{ef} = 8100 \pm 200$ K, $\log g = 3.5 \pm 0.2$, $\xi_t = 4.8 \pm 0.5$ km/s. It is shown that Fe II and Ti II lines lead to somewhat higher ξ_t values in comparison with Fe I lines (table 1). It is difficult to explain this discrepancy by accidental errors in equivalent widths and oscillator strengths or by inaccuracy in damping γ .

The abundances of 25 elements were found (table 2). Heavy elements show overabundance growing with the increase of the atomic weight (fig. 4). The abundance of light elements is close to the solar value, but sodium is overabundant too. On the whole the chemical composition of 15 Vul is less peculiar than the composition of Am stars 68 Tau and 16 Ori investigated earlier [1, 2]. By means of comparing with the data of previous works [3—5] it is shown that typical deviations in abundance, which curve-of-growth method provides with respect to model atmosphere analysis, are about $\pm 0.3-0.4$ dex (fig. 5).

Mass, radius, luminosity and age of 15 Vul were found using evolutionary calculations [16]. These parameters are essentially close for the Am stars 15 Vul and 68 Tau (table 3), but chemical compositions of their atmospheres are different (fig. 4). As transition from the phase of 68 Tau to the phase of 15 Vul requires very short time ($\Delta t \approx 6 \cdot 10^6$ yr for age $t \approx 400 \cdot 10^6$ yr), it can be supposed that there are possibly rapid changes in atmospheric abundance of some Am stars.

1. Наблюдательные данные

Продолжая исследование «металлических» звезд методом моделей атмосфер, начатое нами с изучения 68 Tau [1] и 16 Ori [2], мы выполнили анализ высокодисперсионных спектров Am-звезды 15 Vul. Следует отметить, что ее химический состав уже трижды определялся с помощью кривых роста (см. [3—5]), однако результаты этих определений весьма противоречивы. Так, например, в [3] и [4] у 15 Vul обнаружен дефицит кальция и скандия, а в [5] такого дефицита не найдено. Существенные расхождения получились и в оценке содержания других элементов. Несомненно, что такое несоответствие в значительной мере объясняется приближенным характером метода

кривых роста. Чтобы иметь более надежные сведения о химическом составе 15 Vul, необходимо применить более точный метод, основанный на моделях звездных атмосфер.

Как известно, использование метода моделей атмосфер оправдано только в том случае, когда анализируется высококачественный наблюдательный материал, полученный по спектрам с высокой дисперсией. Для 15 Vul в литературе имеются три системы спектральных данных требуемого качества [3, 5, 6]. При этом измерения К. Райта и др. [6] относятся только к синей области спектра от 3900 до 4520 Å, в то время как данные Г. Мичайки и др. [3] и А. А. Боярчука и А. Х. Маматказиной [5] охватывают также красную область вплоть до 6500—6800 Å. Однако в двух последних работах при $\lambda > 4700$ Å измеренные эквивалентные ширины систематически различаются, и причина такого расхождения осталась невыясненной (см. [5]). Вследствие сказанного при анализе химического состава 15 Vul мы рассматривали линии преимущественно из синей части спектра.

Дисперсия спектрограмм в [3] и [6] в синей области составляла около 3—4 Å/мм, в то время как в [5] дисперсия при $\lambda < 4700$ Å составляла 8 Å/мм. В наших расчетах мы использовали данные [3] и [6], полученные с более высокой дисперсией. Отметим, что значения эквивалентных ширин, найденные в [3] и [6], хорошо согласуются между собой (см. [6]).

Для некоторых тяжелых элементов в [3] и [6] приведено очень мало линий, и для этих элементов мы добавили несколько линий из списка А. А. Боярчука и А. Х. Маматказиной [5]. Кроме того, регистрограммы, использованные в [5] и предоставленные в наше распоряжение А. А. Боярчуком, мы применили для построения профилей бальмеровских линий и для определения блокировочных коэффициентов, необходимых при оценке влияния линий на распределение энергии в непрерывном спектре (см. ниже).

Итак, наше исследование атмосферы Am-звезды 15 Vul основывалось преимущественно на измерениях эквивалентных ширин W_λ линий в синей части спектра, опубликованных в [3] и [6]. Если для какой-либо линии значения W_λ в [3] и [6] заметно различались, такая линия нами не рассматривалась.

2. Определение $T_{\text{эф}}$ и $\lg g$

Все расчеты были выполнены на ЭВМ ЕС-1033 КАО. Методика вычислений описана в [7] и частично в [1]. Применялись модели атмосфер Р. Куруча [8].

Прежде всего необходимо было найти эффективную температуру звезды $T_{\text{эф}}$ и ускорение силы тяжести g в ее атмосфере. Это было сделано с помощью диаграммы, представленной на рис. 1. Как и в [1, 2], одним из критериев при определении $T_{\text{эф}}$ и $\lg g$ служило распределение энергии в непрерывном спектре. Мы сравнивали теоретическое и наблюдаемое отношения потоков излучения в двух участках спектра, расположенных до и после бальмеровского предела. Теоретические потоки $F(\lambda)$ приведены в [8]. Наблюдательные данные для 15 Vul были взяты из [9] и [10], причем между этими двумя системами данных имеется хорошее согласие. Отметим, что отношение $F(4625)/F(3625)$ определялось по каталогу [9], а $F(4562)/F(3636)$ — на основе измерений [10].

Наблюдаемые потоки $F(\lambda)$ необходимо было привести к невозмущенному уровню, введя поправки за поглощение в линиях. Значения блокировочных множителей η_λ , характеризующих долю энергии, поглощенной в линиях, мы нашли с помощью регистрограмм, полученных в Крымской астрофизической обсерватории А. А. Боярчуком и А. Х. Маматказиной [5]. Оказалось, что наблюдаемые значения η_λ мало отличаются от теоретических, вычисленных Р. Куручем [8]. Поэтому данные наблюдений и теории можно было сравнивать без дополнительных поправок за поглощение в линиях. Нам не пришлось исправлять наблюдаемые величины $F(\lambda)$ и за межзвездное покраснение, так как звезда 15 Vul находится на близком от нас расстоянии (около 40 пк по оценке [11]).

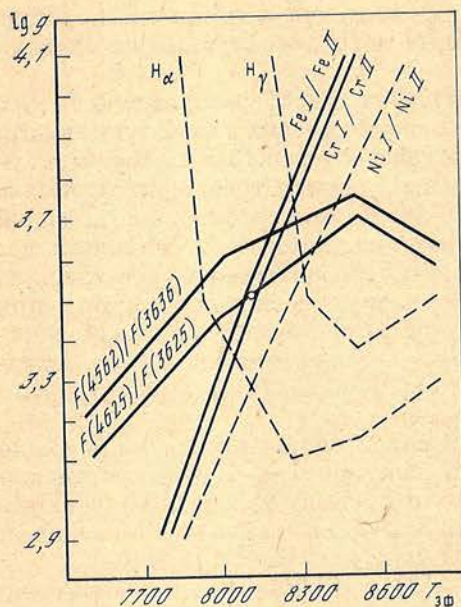


Рис. 1. Диаграмма для определения эффективной температуры $T_{эф}$ и ускорения силы тяжести g

Штриховые линии относятся к менее уверенным критериям (см. текст). Кругок соответствует принятой модели

удалось построить удовлетворительные контуры только для линий H_{α} и H_{γ} (отметим, что в [5] данные о контурах бальмеровских линий не приводятся). Из сказанного выше ясно, что рассмотренный критерий нельзя считать достаточно надежным, поэтому мы придавали ему меньший вес по сравнению, например, с непрерывным спектром. По этой причине профилям H_{α} и H_{γ} на рис. 1 соответствуют не сплошные, а штриховые линии.

Наконец, в качестве третьего критерия при определении $T_{эф}$ и $lg g$ служили расчеты ионизационного равновесия для Cr, Fe и Ni. Из этих элементов наиболее надежные результаты дают хром и железо (сплошные линии на рис. 1). Данные, полученные по никелю, менее надежны (штриховая линия), так как в нашем списке мало слабых линий Ni II и для них недостаточно уверенно определены силы осцилляторов. Подчеркнем, что при рассмотрении ионизационного равновесия мы основывались на сравнительно слабых линиях, чтобы снизить влияние неопределенностей в микротурбулентности и в затухании.

Окончательно для 15 Vul на основании рис. 1 были приняты следующие значения эффективной температуры и ускорения силы тяжести: $T_{эф} = 8100 \pm 200$ K, $lg g = 3,5 \pm 0,2$. В пределах ошибок определения эти параметры совпадают с величинами $T_{эф} = 8000$ K и $lg g = 3,5$, найденными в [4].

3. Микротурбулентность и затухание

Как и в [1, 2], скорость микротурбулентности ξ_t была определена прежде всего по линиям Fe I, так как они наиболее многочисленны в списках [3, 6] и, кроме того, для них хорошо известны силы осцилляторов. Было отобрано 122 линии Fe I, которые в зависимости от эквивалентной ширины W_{λ} были разбиты на 10 групп. Затем по ним вычислялось содержание железа $lg \epsilon$ (Fe) при разных значениях ξ_t . Искомой считалась такая скорость ξ_t , для которой отсутствовал ход величины $lg \epsilon$ (Fe) с ростом W_{λ} и для которой разные группы линий Fe I в пределах среднеквадратичной ошибки давали одно и то же

Другим критерием, применяемым при определении $T_{эф}$ и $lg g$, являются характеристики бальмеровских линий. Наблюдаемые профили и эквивалентные ширины этих линий сравниваются с теоретическими профилями и ширинами, вычисленными для ряда моделей атмосфер. Мы проанализировали данные о линиях H_{α} , H_{β} , H_{γ} и H_{δ} , приведенные в [3, 5, 6], и выяснили, что они приводят к большому разбросу в значениях $T_{эф}$ и $lg g$ и плохо согласуются с той моделью, на которую указывают два других критерия (непрерывный спектр и ионизационное равновесие). Причина такой неопределенности заключается в том, что бальмеровские линии в спектре 15 Vul очень сильны и имеют протяженные крылья, искаженные линиями металлов, поэтому уверенное проведение непрерывного спектра и построение наблюдаемого контура весьма затруднительны. А между тем даже небольшие ошибки в профиле приводят к значительным погрешностям при определении $T_{эф}$ и $lg g$.

По имевшимся в нашем распоряжении регистраграммам 15 Vul нам

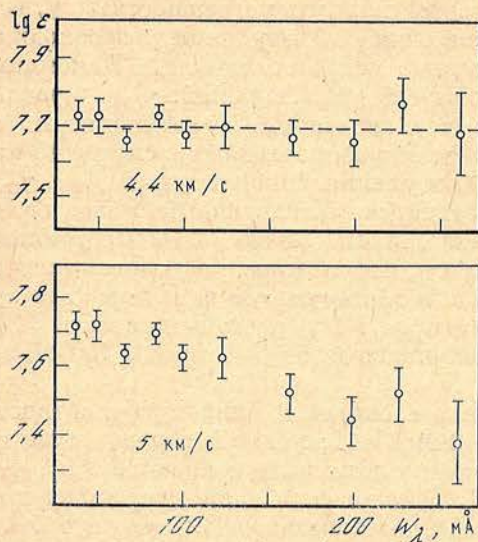


Рис. 2.

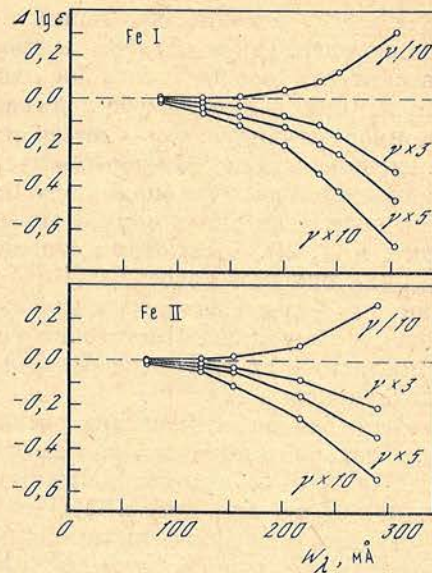


Рис. 3.

Рис. 2. Среднее содержание железа и средняя ошибка σ для групп линий Fe I в зависимости от эквивалентной ширины при $\xi_t = 4,4$ и 5 км/с

Рис. 3. Изменения в содержании железа при увеличении затухания γ (τ) в $1/10$, 3 , 5 и 10 раз, вычисленные для ряда линий Fe I и Fe II с разными эквивалентными ширинами

содержание железа. Этим требованиям удовлетворяет значение $\xi_t = 4,4$ км/с (см. рис. 2, верхняя часть).

Аналогичная процедура была выполнена также по линиям ионов Fe II и Ti II. Из табл. 1 видно, что для них скорость ξ_t оказалась близкой к 5 км/с, т. е. более высокой по сравнению с Fe I. На первый взгляд различие невелико, тем не менее его вряд ли можно объяснить случайными ошибками. Например, на нижней части рис. 2 представлена зависимость $\lg \epsilon$ (Fe) от W_λ для групп линий Fe I при $\xi_t = 5$ км/с. При такой скорости ξ_t , соответствующей Fe II и Ti II, для Fe I обнаруживается явный ход в содержании железа с ростом эквивалентной ширины. С другой стороны, для Fe II и Ti II систематический ход в содержании соответствующих элементов наблюдается при $\xi_t = 4,4$ км/с. Отметим, что подобное расхождение между линиями Fe I и Ti II было обнаружено нами также при определении ξ_t у Am-звезды 16 Ori [2]. Кроме того, аналогичный результат был получен и при исследовании Канопуса, сверхгиганта класса F0 Ib, которому соответствуют параметры $T_{\text{эф}} = 7400$ К и $\lg g = 1,9$ [12]. Для него по ионам Ti II, Fe II и Cr II была найдена более высокая скорость микротурбулентности, чем по Fe I.

Одно из возможных объяснений такого несоответствия связано с ошибками в величине затухания γ . При исследовании 16 Ori было показано (см. [2]), что достаточно увеличить γ для линий Ti II примерно в 7 раз, чтобы устранить несоответствие в скорости микротурбулентности ξ_t между Ti II и Fe I. Найдем аналогичную поправку и для звезды 15 Vul. На рис. 3 представлены вычисленные нами изменения в содержании железа для ряда линий Fe I и Fe II, получающиеся при умножении полной величины γ на $1/10$, 3 , 5 и 10 . Расчеты выполнены для модели атмосферы с параметрами $T_{\text{эф}} = 8100$ К, $\lg g = 3,5$ и $\xi_t = 4,8$ км/с. Как и следовало ожидать, влияние γ на определяемое содержание сильно зависит от эквивалентной ширины W_λ .

На основании рис. 2 и 3 можно заключить, что в случае Fe I полное затухание γ необходимо уменьшить намного более чем в 10 раз, чтобы вместо скорости $\xi_t = 4,4$ км/с получить $\xi_t = 5,0$ км/с. С другой стороны, в случае линий Fe II и Ti II требуется повысить в $7-8$ раз, чтобы добиться согласия с линиями Fe I. Интересно, что поправочный множитель здесь оказался примерно таким же, как и для 16 Ori.

Из рис. 3 видно, что линия тем чувствительнее к погрешностям в γ , чем она сильнее. Таким образом, возможность ошибок в затухании γ необходимо рассмотреть прежде всего на относительно сильных линиях. Напомним, что полная величина γ складывается из следующих частей: γ_{rad} — радиационное затухание, γ_{st} — штарковское затухание и γ_{vdw} — затухание, обусловленное силами Ван-дер-Ваальса. Из этих трех слагаемых в случае 15 Vul наибольший вклад в полную величину затухания γ вносит сумма $\gamma_{\text{st}} + \gamma_{\text{rad}}$, в то время как вкладом γ_{vdw} можно пренебречь (аналогичный вывод получен и в [1, 2]). Рассмотрим относительно сильные линии Ti II. Постоянные γ_{rad} для них нам известны [13]; оказалось, что в области образования этих линий γ_{rad} существенно меньше γ_{st} , т. е. доминирующую роль играет штарковское затухание. Достаточно увеличить γ_{st} в 7 раз, чтобы привести Ti II в согласие с Fe I. Тот же результат получился и для Am-звезды 16 Ori, исследованной в [2].

Итак, на первый взгляд расхождение в скорости микротурбулентности ξ_t , к которому приводит рассмотрение линий Fe I, с одной стороны, и линий Ti II и Fe II — с другой, как будто можно объяснить занижением в 7 раз величины γ_{st} для ионов Ti II и Fe II. Однако если такое же объяснение применить и в отношении Канопуса, тогда, как показано в [12], γ_{st} потребуются увеличить уже более чем в 20 раз. Получается, что поправочные множители к γ_{st} для линий Ti II и Fe II сильно зависят от $T_{\text{эф}}$ и от светимости. Такое объяснение кажется маловероятным.

Таким образом, вопрос о причинах несоответствия в микротурбулентности, обнаруженного при анализе линий Fe I и линий Fe II и Ti II, требует дополнительного исследования. Возможно, эту проблему решит учет отклонений от локального термодинамического равновесия. Отметим, однако, что для таких сложных атомов, как Fe I, Fe II и Ti II, подобные расчеты связаны с большими трудностями.

По данным табл. 1 было принято среднее значение ξ_t , и наша окончательная оценка скорости микротурбулентности в атмосфере 15 Vul составляет $\xi_t = 4,8 \pm 0,5$ км/с. Как уже отмечалось, Am-звезда 15 Vul была трижды исследована методом кривых роста; при этом были получены следующие значения ξ_t : 3,8 [3]; 4,5 [4] и 4,8 км/с [5]. Следовательно, наша оценка ξ_t совпадает с результатом А. А. Боярчука и А. Х. Маматказиной [5].

Таблица 1
Определение скорости микротурбулентности по линиям железа и титана

Элемент	Число исследованных линий	ξ_t , км/с
Fe I	122	4,4
Fe II	53	5,0
Ti II	38	5,1

По данным табл. 1 было принято среднее значение ξ_t , и наша окончательная оценка скорости микротурбулентности в атмосфере 15 Vul составляет $\xi_t = 4,8 \pm 0,5$ км/с. Как уже отмечалось, Am-звезда 15 Vul была трижды исследована методом кривых роста; при этом были получены следующие значения ξ_t : 3,8 [3]; 4,5 [4] и 4,8 км/с [5]. Следовательно, наша оценка ξ_t совпадает с результатом А. А. Боярчука и А. Х. Маматказиной [5].

4. Химический состав

На основе модели атмосферы с параметрами $T_{\text{эф}} = 8100$ К и $\lg g = 3,5$ при скорости микротурбулентности $\xi_t = 4,8$ км/с мы нашли содержание 25 химических элементов в атмосфере 15 Vul. Чтобы снизить влияние неточности в ξ_t , мы ограничились рассмотрением относительно слабых линий, эквивалентные ширины которых в подавляющем большинстве случаев не превышают 130 мÅ. Поэтому, например, при определении содержания железа и титана мы использовали гораздо меньше линий Fe I, Fe II и Ti II, чем при анализе микротурбулентности. Отметим также, что линии с ширинами $W_\lambda \leq 130$ мÅ практически нечувствительны к ошибкам в затухании (см. рис. 3).

Найденный химический состав представлен в табл. 2. Здесь, как обычно, содержание элементов ϵ (E1) дано в логарифмической шкале, причем $\lg \epsilon$ (E1) = $\lg [N$ (E1)/ N (H)] + 12, т. е. для водорода $\lg \epsilon$ (H) = 12,00. Для сравнения в табл. 2 приведен также химический состав фотосферы Солнца, причем эти данные соответствуют той же системе сил осцилляторов gf , которая была принята в наших расчетах. Относительно gf -величин необхо-

Таблица 2

Содержание элементов в атмосферах 15 Vul и Солнца

Элемент	Число линий	lg ϵ		Элемент	Число линий	lg ϵ	
		15 Vul	Солнце			15 Vul	Солнце
C I	5	8,78	8,70	Co I	2	5,02	4,60
Na I	2	6,75	6,28	Ni I	16	6,63	6,08
Mg I	6	7,66	7,60	Ni II	3	6,83	6,21
Mg II	4	7,79	7,64	Zn I	2	5,16	4,60
Si I	2	7,82	7,65	Sr II	2	3,70	2,90
Si II	5	7,37	7,55	Y II	6	2,84	2,18
Ca I	13	6,49	6,36	Zr II	12	3,40	2,98
Sc II	10	3,08	3,05	Ba II	3	3,11	2,40
Ti II	17	5,13	4,85	La II	3	2,31	1,13
V II	20	4,45	4,00	Ce II	6	2,67	1,55
Cr I	4	5,81	5,60	Pr II	3	1,88	0,83
Cr II	20	5,82	5,50	Nd II	3	2,16	1,23
Mn I	7	5,78	5,55	Sm II	5	2,55	1,06
Mn II	3	5,82	—	Eu II	2	1,22	0,70
Fe I	63	7,70	7,55	Gd II	2	1,95	1,10
Fe II	15	7,67	7,56				

димо отметить, что в целом они оставлены такими же, как и в [1, 2]. Лишь, для линий Ba II силы осцилляторов были несколько изменены в соответствии с [14], и в качестве солнечного содержания бария было принято значение $\lg \epsilon (\text{Ba}) = 2,40$ [15]. Линиям Fe I в принятой шкале gf -величин лучше соответствует фотосферное содержание железа $\lg \epsilon (\text{Fe}) = 7,55$, а не 7,50 как в [1, 2].

На рис. 4 (верхняя часть) сравнивается химический состав атмосфер Am-звезды 15 Vul и Солнца (штриховая линия соответствует солнечному содержанию). Как и у ранее исследованных «металлических» звезд 68 Tau [1] и 16 Ori [2], многие элементы у 15 Vul показали избыток, который в среднем растет с увеличением атомного веса. Содержание относительно легких элементов (C, Mg, Si, Ca, Sc), исключая Na, оказалось близким к солнечному; элементы группы железа (Ti, V, Cr, Mn, Fe, Co, Ni) обнаружили увеличение содержания относительно Солнца в среднем в 2 раза; а редкоземельные элементы, наиболее тяжелые из рассмотренных, показали избыток на порядок величины и более. Как и в [1, 2], обнаружено повышенное содержание Na.

Имеются и некоторые отличия от химического состава Am-звезд 68 Tau и 16 Ori. В частности, в атмосфере 15 Vul не найден дефицит углерода, найденный у 68 Tau и 16 Ori. Далее, не обнаружен дефицит кальция и скандия, характерный для многих «металлических» звезд с температурами $T_{\text{эф}} < 8500 \text{ K}$ (см. [1]), и в частности для 16 Ori [2]. Отметим, что наш вывод о нормальном содержании Ca и Sc в атмосфере 15 Vul согласуется с результатом А. А. Боярчука и А. Х. Маматказиной [5], полученным методом кривых роста.

На нижней части рис. 4 приведена разница в химическом составе между 15 Vul и исследованной в [1] Am-звездой 68 Tau. Сравнение этих звезд интересно по той причине, что они оказались близкими в эволюционном смысле (см. ниже). Подчеркнем, что при сравнении $\lg \epsilon$ у 68 Tau и 15 Vul были использованы одни и те же спектральные линии, чтобы исключить влияние ошибок в силах осцилляторов. При этом для некоторых элементов нашлась только одна общая линия, и таким элементам на рис. 4 соответствуют светлые кружки. Видно, что в среднем содержание тяжелых элементов в атмосфере 68 Tau оказалось выше, чем в атмосфере 15 Vul. Различия в химическом составе 15 Vul и 16 Ori более заметны. В целом аномалии химического состава у 15 Vul выражены менее ярко, чем у Am-звезд 68 Tau и 16 Ori, рассмотренных нами ранее [1, 2].

Интересно сравнить наши данные с результатами [3—5], где анализ 15 Vul был выполнен с помощью кривых роста. В методе кривых роста окончательное содержание элементов задается обычно по отношению к железу, поэтому химический состав исследуемой звезды характеризуется величиной

$$[X] = \lg \left[\frac{N(EI)}{N(Fe)} \right]_{15 \text{ Vul}} - \lg \left[\frac{N(EI)}{N(Fe)} \right]_{\odot}$$

Мы вычислили разность

$$\Delta[X] = [X]_{\text{Кривые роста}} - [X]_{\text{Модели атмосфер}}$$

между значениями $[X]$, найденными в [3—5], и нашими значениями $[X]$. Результаты представлены на рис. 5, который наглядно показывает, какие отклонения в содержании дают кривые роста относительно метода моделей атмосфер. Для многих элементов разброс $\Delta[X]$ около нулевой линии составляет $\pm 0,3-0,4$. По-видимому, эта величина и характеризует внутреннюю точность метода кривых роста. В отдельных случаях отклонения оказались гораздо больше, и здесь можно подозревать влияние систематических различий в измеренных эквивалентных ширинах W_{λ} , о которых мы уже упоминали. Следует отметить, что в [3] и [4] использована та же система W_{λ} , что и в наших вычислениях.

5. Масса, радиус, светимость и возраст

Как и в случае Am-звезд 68 Tau [1] и 16 Ori [2], сопоставив найденные значения $T_{\text{эф}}$ и $\lg g$ с результатами эволюционных расчетов [16], мы определили массу M , радиус R , светимость L и возраст t исследуемой звезды.

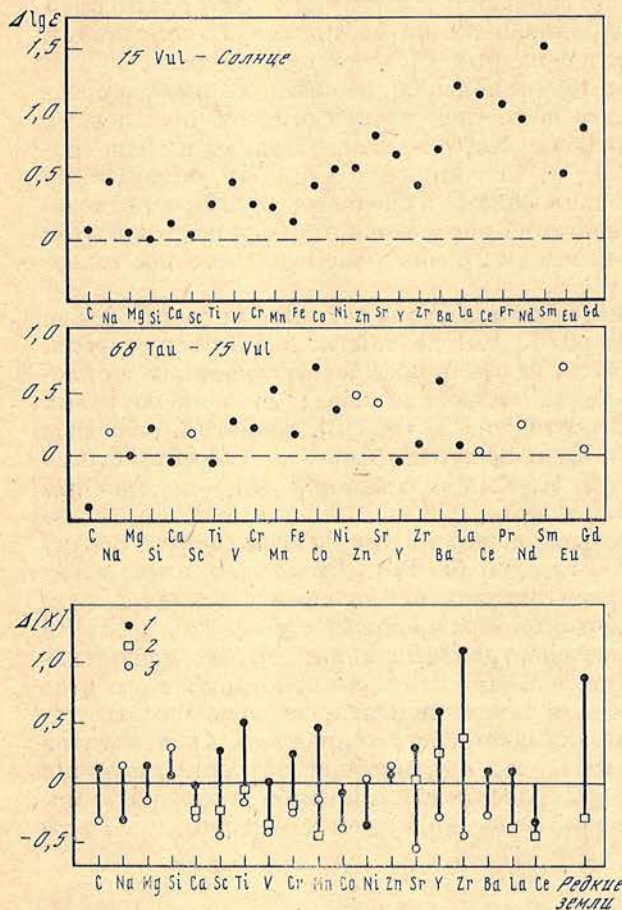
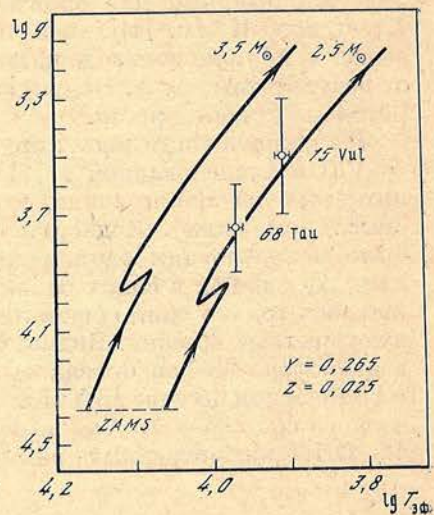


Рис. 4. Сравнение химического состава атмосферы 15 Vul с составом атмосфер Солнца и Am-звезды 68 Tau

Рис. 5. Разница в содержании элементов между данными [3—5], полученными по кривым роста, и нашими результатами, найденными методом моделей атмосфер
1 — данные [5], 2 — [4], 3 — [3]

Рис. 6. Эволюционные треки для звезд с массами $2,5 M_{\odot}$ и $3,5 M_{\odot}$ (по данным [16]) и положение Am-звезд 15 Vul и 68 Tau

Здесь ZAMS — главная последовательность нулевого возраста. Стрелки указывают направление движения звезды по треку



Было принято исходное содержание $Y = 0,265$ для гелия и $Z = 0,025$ для тяжелых элементов, что соответствует первоначальному химическому составу Солнца [17]. Результаты представлены в табл. 3; здесь же указаны значения M , R , L и t для 68 Tau [1]. Отметим, что оценку радиуса $R = 1,6 R_{\odot}$, полученную для 15 Vul в [11], следует признать заниженной.

Масса 15 Vul при выбранных значениях Y и Z оказалась равной $2,6 M_{\odot}$. В [1] для 68 Tau была получена оценка $M = 2,5 M_{\odot}$. Таким образом, массы Am-звезд 15 Vul и 68 Tau почти одинаковы. Из табл. 3 видно, что

Таблица 3
Оценка массы, радиуса, светимости и возраста
Am-звезд 15 Vul и 68 Tau при $Y = 0,265$ и $Z = 0,025$

Звезда	$\lg(M/M_{\odot})$	$\lg(R/R_{\odot})$	$\lg(L/L_{\odot})$	$\lg t$
15 Vul	$0,41 \pm 0,10$	$0,68 \pm 0,15$	$1,94 \pm 0,34$	$8,59 \pm 0,27$
68 Tau	$0,40 \pm 0,05$	$0,54 \pm 0,10$	$1,91 \pm 0,22$	$8,62 \pm 0,15$

мало различаются и их радиусы R и светимости L , а возраст t обеих звезд составляет около 400 млн. лет. Таким образом, эти две звезды являются весьма близкими в эволюционном отношении.

На рис. 6 приведены два эволюционных трека, построенных в плоскости $\lg T_{\text{эф}} - \lg g$ на основе интерполяции по данным [16]. Они соответствуют звездам с массами $2,5 M_{\odot}$ и $3,5 M_{\odot}$. Здесь же указано положение 15 Vul и 68 Tau вместе с ошибками определения $T_{\text{эф}}$ и $\lg g$. Видим, что обе звезды уже прошли стадию горения водорода в ядре. Теперь они быстро эволюционируют к стадии красных гигантов. С помощью [16] можно показать, что звезде с массой $2,5-2,6 M_{\odot}$ требуется всего лишь около 6 млн. лет, чтобы пройти по треку путь от положения 68 Tau до положения 15 Vul, что намного меньше найденного возраста $t \approx 400$ млн. лет. Интересно, что при таком большом эволюционном сходстве химический состав атмосфер 68 Tau и 15 Vul оказался различным (см. рис. 4).

На первый взгляд получается, что за очень короткое время $\Delta t \approx 6$ млн. лет содержание элементов в атмосфере Am-звезды может заметно измениться, причем в сторону уменьшения аномальности. Такой вывод, если бы он подтвердился при изучении других «металлических» звезд, мог бы иметь большое значение для понимания природы этих объектов. Однако настаивать на нем сейчас, основываясь на результатах исследования только двух Am-звезд, было бы преждевременно. Действительно, как видно из табл. 3, ошибки определения M таковы, что допускают существенное различие в массах между 68 Tau и 15 Vul. Далее, если окажется, что при своем образовании эти звезды имели разный химический состав (т. е. разные Y и Z), это тоже может усилить различие в значениях M и в других параметрах. Таким образом, необходимо исследовать другие пары Am-звезд, уже отошедших от главной последовательности и имеющих примерно одинаковые массы и возраст, чтобы выяснить возможность быстрого изменения химического состава их атмосфер.

6. Основные результаты

1. Анализ спектров с высокой дисперсией, выполненный с помощью моделей атмосфер [8], позволил найти для Am-звезды 15 Vul следующие значения эффективной температуры, ускорения силы тяжести и скорости микротурбулентности: $T_{\text{эф}} = 8100 \pm 200$ К; $\lg g = 3,5 \pm 0,2$; $\xi_t = 4,8 \pm 0,5$ км/с.

2. Показано, что имеется расхождение в определении ξ по линиям Fe I и по линиям Fe II и Ti II, которое нельзя объяснить случайными ошибками. Маловероятно, что такое несоответствие объясняется какими-то погрешностями в принятом затухании γ (τ).

3. Определено содержание 25 элементов. Чтобы снизить влияние неточностей в ξ_t и в γ , анализ химического состава выполнен по относительно слабым линиям. Содержание сравнительно легких элементов, исключая натрий, оказалось близким к солнечному. Элементы группы железа показали избыток в среднем в 2 раза. С увеличением атомного веса избыток возрастает и для редкоземельных элементов достигает величины $\Delta \lg \epsilon \approx 1,0$. В целом аномалии химического состава у 15 Vul выражены менее ярко, чем у ранее исследованных Am-звезд 68 Tau [1] и 16 Ori [2].

4. Найденное содержание элементов сопоставлено с результатами [3—5], полученными для 15 Vul с помощью кривых роста. Показано, что характерное отклонение в содержании, которое дает метод кривых роста относительно метода моделей атмосфер, составляет в данном случае около $\pm 0,3-0,4$ в логарифме.

5. Путем сравнения с эволюционными расчетами [16] определены масса, радиус, светимость и возраст 15 Vul. Эта Am-звезда, как и 68 Tau [1], уже прошла стадию горения водорода в ядре. По-видимому, массы и возрасты 68 Tau и 15 Vul примерно одинаковы, однако химический состав их атмосфер различен. Возможно, это означает, что содержание элементов в атмосфере Am-звезды может существенно измениться за очень короткое время.

В заключение мы благодарим А. А. Боярчука за предоставленные в наше распоряжение регистрограммы 15 Vul.

Апрель 1982 г.

Литература

1. Любимков Л. С., Саванов И. С. Исследование Am-звезды 68 Tau методом моделей атмосфер.— Изв. Крым. астрофиз. обс., 1982, т. 67, с. 312.
2. Любимков Л. С., Саванов И. С. Исследование Am-звезды 16 Ori методом моделей атмосфер.— Изв. Крым. астрофиз. обс., 1983, т. 68, с. 121—132.
3. Miczajka G. R., Franklin F. A., Deutsch A. J., Greenstein J. L. A spectrophotometric analysis of two metallic-line stars.— *Astrophys. J.*, 1956, vol. 124, p. 134—154.
4. Faraggiana R., Veer-Menneret C. van't. Detailed analysis of the metallic-line star 15 Vulpeculae.— *Astron. and Astrophys.*, 1971, vol. 12, p. 258—263.
5. Боярчук А. А., Маматказина А. Х. Спектрофотометрическое исследование 15 Vul.— Изв. Крым. астрофиз. обс., 1973, т. 47, с. 125—138.
6. Wright K. O., Lee E. K., Jacobson T. V., Greenstein J. L. Line intensities in the spectra of representative stars of spectral types B to G.— *Publ. Dominion Astrophys. Obs.*, 1964, vol. 12, p. 173—291.
7. Любимков Л. С. Применение моделей атмосфер при исследовании звезд классов В—G.— Изв. Крым. астрофиз. обс., 1980, т. 62, с. 44—53.
8. Kurucz R. L. Model atmospheres for G, F, A, B and O stars.— *Astrophys. J. Suppl.*, 1979, vol. 40, p. 1—340.
9. Харитонов А. В., Терещенко В. М., Князева Л. Н. Сводный спектрофотометрический каталог звезд. Алма-Ата: Наука, 1978. 197 с.
10. Lane M. C., Lester J. B. The energy distributions of classical metallic-line stars.— *Astrophys. J.*, 1980, vol. 238, p. 210—216.
11. Böhm-Vitense E. The ultraviolet energy distributions of late A-stars.— *Astrophys. J.*, 1981, vol. 244, p. 938—946.
12. Боярчук А. А., Любимков Л. С. Атмосфера Канопуса. I. Модель атмосферы и распределение микротурбулентности.— *Астрофизика*, 1982, т. 18, с. 375—385.
13. Groth H.-G. Die Atmosphäre des A2-Übergiganten α Cygni.— *Ztschr. Astrophys.*, 1961, Bd. 51, S. 231—285.
14. Kurucz R. L., Peytremann E. A table of semiempirical *gf*-values. Part 2.— *Smiths. Astrophys. Obs. Spec. Rep.*, 1975, N 362, p. 401—800.
15. Rutten R. J. Empirical NLTE analyses of solar spectral lines. II. The formation of the Ba II $\lambda 4554$ resonance line.— *Solar Phys.*, 1978, vol. 56, p. 237—262.
16. Mengel J. G., Sweigart A. V., Demarque P., Gross P. G. Stellar evolution from the zero-age main-sequence.— *Astrophys. J. Suppl.*, 1979, vol. 40, p. 733—791.
17. Аллен К. У. Астрофизические величины. М.: Мир, 1977, с. 234.

ПЕРЕМЕННОСТЬ СУГ X-3 В ДИАПАЗОНЕ ГАММА-КВАНТОВ СВЕРХВЫСОКОЙ ЭНЕРГИИ

Ю. И. Нешпор, Ю. Л. Зыскин, Б. М. Владимирский,
А. А. Степанян, В. П. Фомин

Проведен анализ данных наблюдений гамма-квантов сверхвысокой энергии $E \geq 2 \cdot 10^{12}$ эВ, выполненных в Крымской астрофизической обсерватории за период 1972 — 1980 гг. Показано, что поток гамма-квантов изменяется с периодом $P = 34,1$ сут. Между радио-, рентгеновским излучением и потоком γ -квантов, возможно, имеется некоторая положительная корреляция, которая проявляется в 34-дневной периодичности.

VARIABILITY OF HIGH-ENERGY GAMMA-RAY FLUX OF THE CYG X-3, by Yu. I. Neshpor, Yu. L. Zyskin, B. M. Vladimirovsky, A. A. Stepanian, V. P. Fomin.—The observational data of high-energy γ -rays with the energy $E \geq 2 \cdot 10^{12}$ eV obtained at the Crimean astrophysical observatory in 1972—1980 was analysed. It is shown that the γ -ray flux varies with the period $P = 34,1$ day. We suspect that there might be some correlation between the intensities in radio, X-ray and γ -ranges for the 34-d periodicity.

Дискретный источник Лебедь X-3 является в настоящее время самым мощным из известных γ -источников. Его светимость составляет около двух процентов от гамма-светимости всей Галактики. Такая характеристика источника Cyg X-3, как нам кажется, не является главной особенностью этого необычного по своей мощности объекта. Наиболее интересен Cyg X-3 своей переменностью излучения в широком диапазоне частот от радио до γ -излучения сверхвысокой энергии.

Прежде всего переменность излучения очень ярко выражена в радиодиапазоне. От источника Cyg X-3 зарегистрированы всплески радиоизлучения с интенсивностью, превышающей спокойный уровень в десятки, сотни, а иногда даже и в тысячи раз [1]. Частота таких всплесков в среднем не превышает одного всплеска в месяц, а как показано в [2], в следовании таких мощных всплесков имеется составляющая с периодом 34 сут. Имеются и более медленные изменения в активности радиоизлучения. Так, в [3] показано, что частота всплесков в период 1976—1978 гг. значительно упала по сравнению с периодом 1972—1974 гг. Хотя, по-видимому, активность источника Cyg X-3 в 1976—1978 гг. упала, тем не менее мощные всплески радиоизлучения продолжают продолжаться. Так, например, в Крымской астрофизической обсерватории зарегистрировали мощную вспышку в сентябре 1980 г. [4].

Переменность излучения источника Cyg X-3 в рентгеновском диапазоне прежде всего характеризуется ярко выраженным изменением интенсивности потока с периодом 4,8 ч [5]. Среднее значение уровня рентгеновского излучения изменяется со временем в несколько раз [5]. Отметим, что глубина модуляции периодической составляющей $P = 4,8$ ч при этом также изменяется, причем увеличивается с ростом среднего значения интенсивности рентгеновского излучения.

Периодическая составляющая 4,8 ч была также обнаружена и в инфракрасном излучении.

При анализе данных [5] период 4,8 ч в радиоизлучении не был обнаружен. Но в [6] показано, что отсутствие изменения потока с периодом 4,8 ч в радиодиапазоне $f < 8,1$ ГГц связано с рассеянием радиоволн на неоднородностях в окрестности источника Cyg X-3 и что ее можно обнаружить на более высоких частотах.

Детальное исследование рентгеновского излучения за длительный промежуток времени позволило обнаружить, что интенсивность его потока изменяется с периодом 34 сут [7].

После того как в сентябре 1972 г. от объекта Лебедь X-3 были зарегистрированы мощные радиовсплески, были начаты наблюдения [8] этого источника в гамма-диапазоне сверхвысокой энергии, в результате которых был надеж-

но зарегистрирован поток гамма-квантов с $E \geq 2 \cdot 10^{12}$ эВ [9]. В [8] сообщалось о присутствии периодической составляющей 4,8 ч в этом диапазоне энергий. Наблюдения в области γ -излучения с энергией $E \geq 10^8$ эВ [10, 11] также подтвердили наличие периодической составляющей 4,8 ч. Присутствие периодической составляющей 4,8 ч в γ -излучении сверхвысокой энергии $E \geq 10^{12}$ эВ было подтверждено и другими авторами [12—15].

В [13] указывается, что положительный эффект (избыток γ -квантов по отношению к фону космических лучей) в гамма-излучении с $E \geq 10^{12}$ эВ совпадает с максимумом световой кривой рентгеновского излучения периода 34,1 сут.

Таким образом, мы видим, что источник Cyg X-3 переменен в широком диапазоне частот и переменность его излучения имеет ряд интересных особенностей. Далее нами проведено исследование характера переменности излучения объекта Лебедь X-3 в гамма-диапазоне сверхвысокой энергии $E \geq 2 \cdot 10^{12}$ эВ.

1. Аппаратура и объем наблюдательных данных

В Крымской астрофизической обсерватории АН СССР в сентябре 1972 г. были начаты регулярные наблюдения γ -квантов сверхвысокой энергии с $E \geq 2 \cdot 10^{12}$ эВ от рентгеновского источника Cyg X-3 и продолжены вплоть до 1980 г. [8].

Аппаратура для наблюдений потока гамма-квантов сверхвысокой энергии методом регистрации черенковских вспышек широких атмосферных ливней состоит из четырех светоприемников, представляющих собой 1,5-м параболические зеркала с фотоумножителем в фокусе. Детекторы включены попарно (каждая пара — одна секция установки) на совпадения с разрешающим временем 5 нс. Пороговая энергия регистрируемых ливней $2 \cdot 10^{12}$ эВ [8].

Наблюдение источника Cyg X-3 проводилось методом сканирования двумя секциями установки таким образом, что объект находился поочередно в поле зрения одной из них в течение всей наблюдательной ночи. Аппаратура, методика наблюдений и отбора данных подробно описаны в [8].

Всего за время с 1972 по 1980 г. нами было проведено более 2500 сканирований; после отбора данных наблюдений [8] в окончательную обработку вошло 2402 сканирования, что составило 366 ч непрерывных наблюдений источника Cyg X-3.

Для каждого из 2402 сканов были определены амплитуда эффекта A в процентах относительно фона космических лучей и ее ошибка σ . Затем нами были сосчитаны средние значения за каждый год. При этом оказалось, что начиная с 1972 г. средняя амплитуда эффекта уменьшается от года к году до 1980 г. Средняя величина \bar{A} за первые четыре года (1972—1975 гг.) составила $\bar{A}_1 = (0,85 \pm 0,20)\%$, а за последующие четыре года (1976—1979 гг.) всего лишь $\bar{A}_2 = (0,04 \pm 0,20)\%$. Из приведенных результатов видно, что интенсивность источника Cyg X-3 в период 1976—1979 гг., по-видимому, упала по сравнению с периодом 1972—1975 гг. (вероятность того, что средние \bar{A}_1 и \bar{A}_2 различаются случайно, составляет $5 \cdot 10^{-3}$). В 1980 г. интенсивность гамма-излучения объекта Cyg X-3, по-видимому, увеличилась по сравнению с предыдущими годами. Средняя амплитуда эффекта в 1980 г. составила $\bar{A}_3 = (0,47 \pm 0,25)\%$, что заметно больше, чем среднее значение величины $A\%$ за период 1976—1979 гг. и сравнялась с величиной $\bar{A} = (0,46 \pm 0,13)\%$, средней за весь интервал наблюдений.

Здесь, как нам кажется, интересно отметить, что результаты радионаблюдений источника Cyg X-3 в 1976—1978 гг. на волне 1,35 см в Крымской астрофизической обсерватории [3] свидетельствуют об уменьшении частоты следования радиовсплесков с амплитудой больше 1 Ян по сравнению с предыдущими годами.

По результатам наблюдений 1972—1975 гг. [16] какой-либо корреляционной связи между излучением в гамма-диапазоне сверхвысокой энергии и потоком радиоизлучения в области частот $f = 5$ ГГц установить не удалось. Тем не менее после мощных всплесков радиоизлучения в сентябре 1972 г. [9] и ок-

тябре 1980 г. [17] нами зарегистрировано повышенное излучение гамма-квантов с энергией $E \geq 2 \cdot 10^{12}$ эВ. Отметим также, что избыточное излучение в гамма-диапазоне наблюдалось нами также в сентябре и октябре 1973 г. и августе 1974 г. Избыточному гамма-поток в октябре 1973 г. предшествовала небольшая группа радиовсплесков. Данных о радиоизлучении в близком интервале дат, предшествующих событиям в гамма-излучении в сентябре 1973 г. и августе 1974 г., у нас не имеется. Таким образом, в трех случаях из пяти, когда было зарегистрировано повышенное излучение γ -квантов, наблюдались всплески радиоизлучения. Возможно, между интенсивностью гамма-излучения и радиовсплесками имеется некоторая связь, но она проявляется сложным образом.

2. Изменение потока γ -квантов с периодом 34 сут

В [7] было показано, что поток рентгеновского излучения в диапазоне энергий 2—12 кэВ изменяется с периодом $P = (34,1 \pm 0,1)$ сут. Методом наложения эпох для значения периода $P = 34,1$ сут нами были обработаны данные о гамма-излучении сверхвысокой энергии с $E \geq 2 \cdot 10^{12}$ эВ за девять лет наблюдений, с 1972 по 1980 г. На рис. 1 представлена гистограмма распределения величины A/σ (A — амплитуда эффекта, σ — величина ошибки) в зависимости от фазы при следующих параметрах: $P=34,1$ сут и $t_0 = \text{J. D. } 2441550,542$, при этом весь период был разбит на одиннадцать равных интервалов. Из рис. 1 видно, что на фазовой гистограмме в интервале фаз $\varphi = 0,19 \div 0,46$ имеет место заметное возрастание величины A/σ . Вероятность такого случайного отклонения составляет всего 0,5%. Такое значение достоверности может служить указанием на изменение потока гамма-квантов сверхвысокой энергии с $E \geq 2 \cdot 10^{12}$ эВ с периодом 34 сут.

Ранее нами было показано [8], что поток гамма-излучения от источника Cyg X-3 изменяется с периодом 4,8 ч. В связи с этим возникает естественный вопрос: а не зависит ли амплитуда периодической составляющей ($P = 4,8$ ч) от фазы 34-дневных колебаний потока γ -квантов. Для того чтобы выяснить это обстоятельство, все данные за девять лет были разбиты на две группы. Первая группа данных — это сканы, попавшие в интервал фаз $\varphi = 0,19 \div 0,46$ (выброс на фазовой гистограмме рис. 1), вторая группа данных — это сканы, для которых значения фазы лежат в интервале фаз $\varphi > 0,46$ и $\varphi < 0,19$. Для каждой группы данных методом наложения эпох для значения периода $P = 0,199683$ сут (4,8 ч) [18] были построены гистограммы распределения величины A/σ в зависимости от значения фазы (рис. 2). Из рис. 2, а (гистограмма распределения величины A/σ для первой группы данных) видно, что, как и ранее было получено нами [18], на фазовой гистограмме имеются два резких пика (выброса) в интервале фаз $\varphi = 0,16 \div 0,215$ и $\varphi = 0,72 \div 0,775$. Таким образом, мы видим, что фазовая гистограмма распределения величин A/σ , полученная по первой группе данных, не отличается от результатов, полученных в [18]. На рис. 2, б (гистограмма распределения величины A/σ для второй группы данных) статистически достоверных выбросов не наблюдается, и гистограмма представляет собой хаотическое распределение величины A/σ по фазе.

Следовательно, во второй группе данных изменения потока γ -квантов сверхвысокой энергии с периодом 4,8 ч практически не наблюдается. Значение периода 34 сут близко по длительности к одному месяцу, а поскольку специфика наших наблюдений связана с безлунными ночами, то, по-видимому, возможна селекция наблюдательных данных таким образом, что в одни годы наблюдения совпали с благоприятной фазой ($\varphi = 0,19 \div 0,46$) 34-дневных колебаний, а в другие годы нет.

Для выяснения влияния 34-дневных вариаций потока γ -квантов на среднегодовые значения все наши данные были разбиты по годам. Для каждого года подсчитывалась величина коэффициента селекции наблюдательных данных $K = n/m$, где m — полное число сканирований за один год, а n — число сканирований за этот же год, дни наблюдений которых совпадают с благо-

приятной фазой $0,19 \leq \varphi \leq 0,46$ 34-дневных колебаний. Среднее значение амплитуды эффекта за девять лет наблюдений в интервале фаз $\varphi = 0,19 \div 0,46$ составляет $A_p = (0,89 \pm 0,22) \%$, а в интервале фаз $\varphi > 0,46$ и $\varphi < 0,19$ $A_\phi = (0,23 \pm 0,16) \%$. Далее предположим, что как величина периодической составляющей, так и среднее за год значение амплитуды эффекта со временем не изменяются и остаются равными величинам, полученным по данным за девять лет наблюдений. Тогда, учитывая коэффициент селекции наблюдательных данных K , мы можем рассчитать среднее значение амплитуды эффекта A_m для каждого года по выражению:

$$A_m = K \cdot A_p + (1 - K) A_\phi.$$

Затем был вычислен коэффициент корреляции между величиной A_m и средним значением амплитуды эффекта A , полученным по наблюдательным данным за один год. Он оказался равным $r = 0,55 \pm 0,15$. Такая величина коэффициента корреляции с доверительным значением $3,6 \sigma$ может указывать на то, что длительные вариации интенсивности γ -квантов сверхвысокой энергии, по-видимому, можно, объяснить селекцией наблюдательных данных, возникающей из-за наличия в γ -излучении Cyg X-3 34-дневной периодичности.

Заключение

В заключение отметим, что характер изменения интенсивности потока γ -квантов сверхвысокой энергии ($E \geq 2 \cdot 10^{12}$ эВ) хорошо коррелирует со световой кривой ($P=34,1$) рентгеновского [7] и радио- [2] излучений. Кроме того, в [13] указывается, что зарегистрированный в июне 1980 г. избыточный поток γ -квантов с $E \geq 2 \cdot 10^{12}$ эВ хорошо совпадает с максимумом рентгеновского излучения ($P = 34,1$ сут) [7].

Таким образом, на основании анализа данных наблюдений γ -квантов сверхвысокой энергии, проведенных в Крымской астрофизической обсерватории в течение девяти лет, можно сделать следующие выводы. Интенсивность потока γ -квантов сверхвысокой энергии изменяется с периодом 34 сут, при-

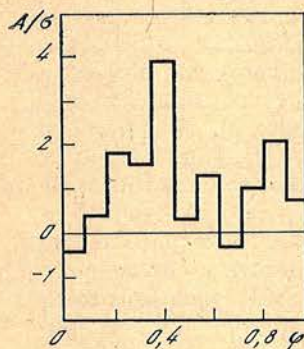
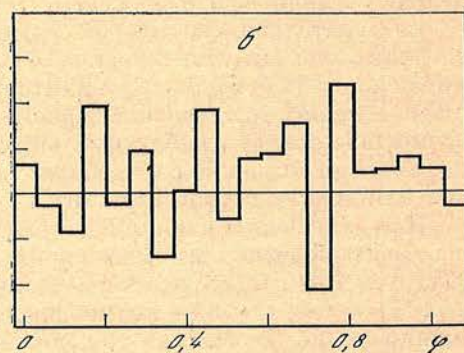
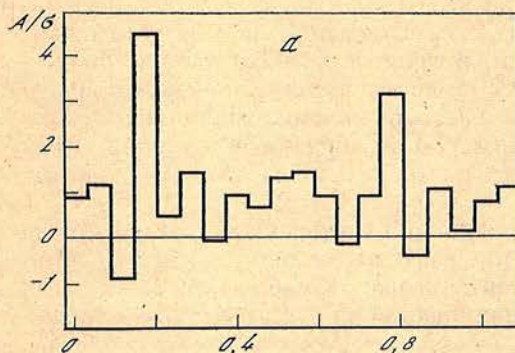


Рис. 1. Гистограмма распределения величин A/s в зависимости от фазы периода $P = 34,1$ сут

Рис. 2. Гистограмма распределения величины A/s в зависимости от фазы периода $P = 0,199683$ сут (4,8 ч) (A — амплитуда эффекта, s — его ошибка, $t_0 = \text{J. D. } 2441550,542$)
 a — первая группа данных, значение фазы ($P = 34$ сут) для которых лежит в интервале $\varphi = 0,19 \div 0,46$; b — вторая группа данных для фаз в интервале $\varphi > 0,46$ и $\varphi < 0,19$



чем в интервале фаз $\varphi = 0,19 \div 0,46$ поток относительно фона космических лучей составил $A = (0,89 \pm 0,22) \%$, а в остальной части $A = (0,23 \pm \pm 0,16) \%$. В интервале фаз $\varphi < 0,19$, $\varphi > 0,46$ уменьшилось не только среднее значение потока, но и амплитуда пика в фазовой гистограмме для 4,8-часового периода. Между радио-, рентгеновским излучением и потоком γ -квантов сверхвысокой энергии, возможно, имеется некоторая положительная корреляция, которая проявляется в 34-дневной периодичности.

Апрель 1982 г.

Л и т е р а т у р а

1. Gregory P. C., Kronberg P. P., Seaquist E. R. et al. The nature of the first Cygnus X-3 radio outburst.— *Nature Phys. Sci.*, 1972, vol. 239, p. 114.
2. Нешпор Ю. И. Период 34 дня в радиоизлучении источника Cyg X-3.— *Изв. Крым. астрофиз. obs.*, 1983, т. 68, с. 118—121.
3. Долгин С. Л., Ефанов В. А., Моисеев И. Г., Нестеров Н. С. Активность рентгеновского источника Лебедь X-3 в 1975—1978 гг. на $\lambda = 1,35$ см.— *Изв. Крым. астрофиз. obs.*, 1980, т. 62, с. 103.
4. Efanov V. A., Moiseev I. G., Nesterov N. S. Cygnus X-3. 1980, CBAT Circ. N 3522 Oct. 3.
5. Mason K. O., Becklin E. E., Blankenship L. et al. Further joint X-ray, infrared, and radio observations of Cygnus X-3.— *Astrophys. J.*, 1976, vol. 207, p. 78.
6. Нешпор Ю. И. К вопросу о радиоизлучении рентгеновского источника Cyg X-3.— *Изв. Крым. астрофиз. obs.*, 1980, т. 61, с. 67.
7. Moltchi D., Rapisarba M., Robba N. R., Scarsi L. 34.1 Day periodicity in Cyg X-3.— *Astron. and Astrophys.*, 1980, vol. 87, p. 88—91.
8. Stepanian A. A., Vladimirovsky B. M., Neshpor Ju. I., Fomin V. P. A search for discrete gamma-ray sources of energy greater than $2 \cdot 10^{12}$ eV.— *Astrophys. and Space Sci.*, 1975, vol. 38, p. 267—282.
9. Владимирский Б. М., Степанян А. А., Фомин В. П. Всплеск γ -излучения сверхвысокой энергии от рентгеновского источника Cyg X-3.— *Изв. Крым. астрофиз. obs.*, 1974, т. 51, с. 3.
10. Владимирский Б. М., Гальпер А. М., Кириллов-Угрюмов В. Г. и др. О переменности гамма-излучения рентгеновского источника Cyg X-3.— *Письма в Астрон. журн.*, 1975, т. 1, вып. 3, с. 25.
11. Lamb R. C., Fichtel C. E., Hartman R. C. et al. Observation of gamma rays with a 4.8 hour periodicity from Cygnus X-3.— *Astrophys. J. Lett.*, 1977, vol. 212, p. L63.
12. Муканов Д. Б., Нестерова Н. М., Степанян А. А., Фомин В. П. Результаты наблюдений рентгеновского источника Cyg X-3 в энергетической области $> 10^{12}$ эВ на Тянь-Шаньской установке для регистрации черенковских вспышек ШАЛ.— *Изв. Крым. астрофиз. obs.*, 1980, т. 62, с. 98.
13. Weekes T. C., Danaher S., Fegan D. J., Porter N. A. Correlation between X-ray and high energy gamma-ray emission from Cygnus X-3.— *Astron. and Astrophys.*, 1981, vol. 104, p. L4.
14. Gibson A. I., Harrison A. B., Kirckman I. W. et al. The university of Durham γ -ray facility at dugway.— In: *Proc. intern. workshop on very high energy gamma ray astronomy, India, sept. 1982*, p. 97.
15. Godfrey C. P., Lamb R. C., Wheaton W. A., Tümer T. Observation of high energy gamma rays from Cygnus X-3.— *Bul. Amer. Astron. Soc.*, 1981, vol. 13, N 4.
16. Владимирский Б. М., Нешпор Ю. И., Степанян А. А., Фомин В. П. Результаты наблюдений потока гамма-квантов от рентгеновского источника Cyg X-3.— *Изв. Крым. астрофиз. obs.*, 1978, т. 58, с. 44.
17. Fomin V. P., Neshpor Ju. I., Stepanian A. A. et al. Observations of gamma-radiation with the energy 10^{12} eV from the Cyg X-3.— In: *Proc. 17th Intern. Conf. Cosmic Rays. P.*, July 1981, p. 28.
18. Нешпор Ю. И., Зыскин Ю. Л., Владимирский Б. М. и др. Периодическая составляющая гамма-излучения источника Cyg X-3.— *Изв. Крым. астрофиз. obs.*, 1980, т. 61, с. 61.

РЕЗУЛЬТАТЫ НАБЛЮДЕНИЙ ГАЛАКТИЧЕСКОГО ДИСКА В ОБЛАСТИ СВЕРХВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ НА ТЯНЬ-ШАНЬСКОЙ ВЫСОКОГОРНОЙ СТАНЦИИ

Дж. Б. Муканов, В. П. Фомин

Представлены результаты наблюдений галактического диска в энергетической области $E > 3 \cdot 10^{12}$ эВ. Наблюдения проводились методом регистрации черенковских вспышек широких атмосферных ливней (ШАЛ). Получено, что в направлении на галактический экватор ($|b^{\text{II}}| < 1,5^\circ$) наблюдается понижение скорости счета ливней. Амплитуда эффекта понижения равна 0,8% от фона, статистическая достоверность этого эффекта по данным Тянь-Шаньской станции находится на уровне 95%. Сравнение этого результата с результатом, полученным в КАО, показывает их удовлетворительное согласие.

THE RESULTS OF OBSERVATIONS OF THE GALACTIC DISK FOR THE VERY HIGH ENERGY IN TIEN-SHAN HIGH ALTITUDE STATION, by J. B. Mukanov, V. P. Fomin.— The results of observation of the Galactic disk for energy $E > 3 \cdot 10^{12}$ eV by using the atmospheric Cerenkov technique are presented. It is shown that the count rate of showers is lower in the direction to the Galactic equator $|b^{\text{II}}| < 1.5^\circ$. The amplitude of decrease is -0.8% of the cosmic ray background for the confidence level being about 95%. These results are in good agreement with those obtained earlier in Crimea.

В 1976 г. на Тянь-Шаньской высокогорной научной станции ФИАН были начаты наблюдения с целью поиска источников гамма-квантов сверхвысоких энергий ($E > 3 \cdot 10^{12}$ эВ). При этом в качестве детекторов применялась черенковская техника для регистрации широких атмосферных ливней (ШАЛ). Она представляет собой три полутораметровых параболических зеркала, в фокусах которых установлены фотоумножители ФЭУ-52. Сигналы с фотоумножителей через согласующие устройства и коаксиальные кабели попадают на схему тройных совпадений. Разрешающее время этой схемы около 12 нс. Средняя скорость счета регистрации ливней равняется 25—30 с⁻¹. Наблюдения проводились методом сканирования за счет суточного вращения Земли. Подробное описание приемной аппаратуры, методики наблюдений и отбора данных можно найти в [1].

Ранее, до начала наблюдений на высокогорной станции, в КАО были получены предварительные результаты по сканированию галактического диска [2]. Результаты свидетельствовали о понижении скорости счета черенковских вспышек в направлении на галактический экватор. Впоследствии более детальное рассмотрение наблюдательного материала подтвердило этот результат [3]. Было найдено, что понижение скорости счета черенковских вспышек наблюдается в интервале галактических широт $|b^{\text{II}}| < 1,5^\circ$ и достигает $\sim 1\%$ от фона.

При планировании программы наблюдений на высокогорной научной станции ФИАН мы учли результаты, полученные в КАО, и по возможности наряду с другими объектами проводили сканирование галактического диска. В итоге к настоящему времени получен значительный наблюдательный материал для шести областей галактического диска. Галактический экватор пересекался на следующих долготах: 107, 108, 129, 138, 139, 150°.

Отбор данных проводился с применением нескольких критериев, описание которых дано в [2]. Это критерии по величине дрейфа скорости счета ливней за скан, по отношению среднеквадратичного отклонения скорости счета ливней к стандартной ошибке, по записям анодного тока ФЭУ во время сканирования и др.

На рис. 1. показан результирующий ход скорости счета ливней в зависимости от галактической широты для каждой области галактического диска. При этом данные, полученные для положительных галактических широт, складывались с данными соответствующих по абсолютной величине отрица-

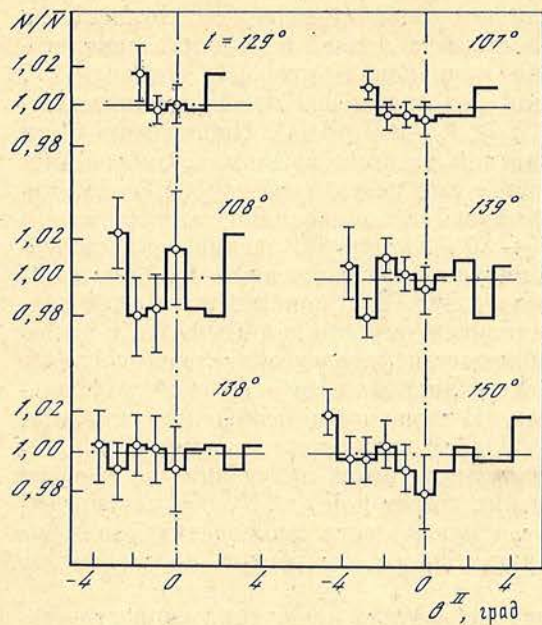


Рис. 1. Относительные скорости счета ливней (N/N) в зависимости от галактической широты (b^{II}) для шести областей галактического диска

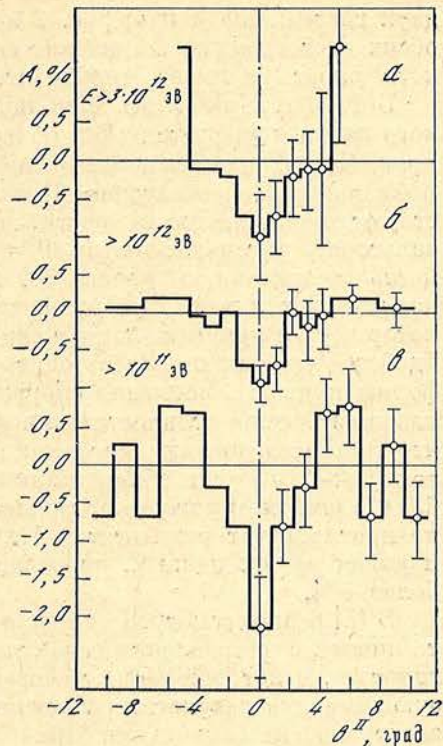


Рис. 2. Зависимости скорости счета ливней от галактической широты для различных установок

а — данные Тянь-Шаньской высокогорной станции, $l^{\text{II}} = 107 \div 150^\circ$; б — данные Крымской обсерватории, $l^{\text{II}} = 35 \div 180^\circ$; в — данные Смитсоновской обсерватории, $l^{\text{II}} = 40 \div 80^\circ$. А — скорость счета ливней

тельных широт. Следовательно, на рис. 1 показаны скорости счета, усредненные по обеим сторонам от галактического экватора, поэтому ошибки указаны лишь с одной стороны. Эта процедура приводит к уменьшению статистических флуктуаций и способствует исключению линейного дрейфа в скорости счета ливней, если он существует. Рассмотрение рис. 1 показывает, что хотя в большинстве случаев в интервале галактических широт $|b^{\text{II}}| < 1,5^\circ$ и наблюдается понижение скорости счета ливней, но степень достоверности этого понижения для каждой в отдельности области сканирования мала. Ниже приведены значения амплитуд эффектов A для интервала $|b^{\text{II}}| < 1,5^\circ$, которые выражены в единицах фона космических лучей. Отметим, что здесь за фон принимается средняя скорость счета ливней за весь суммарный скан, включая область галактического экватора.

Галактическая долгота пересечения экватора, град	107	108	129	138	139	150
$A, \%$	-0,45	-0,80	-0,22	-0,31	+0,01	-1,28
A/σ	-0,85	-0,45	-0,36	-0,22	+0,01	-1,18

Далее нами была найдена усредненная по всем долготам зависимость скорости счета ливней от галактической широты. Эта зависимость представлена на рис. 2, а. Здесь уже хорошо видно, что в интервале $|b^{\text{II}}| < 1,5^\circ$ наблюдается заметное понижение скорости счета ливней. Средняя амплитуда понижения относительно фона, который определяется вне интервала $|b^{\text{II}}| < 1,5^\circ$, равна $-0,8\%$. Статистическая же достоверность эффекта понижения находится на уровне 95%.

Исследования, проведенные в КАО для семи областей галактического экватора в интервале $l^{\text{II}} = 35 \div 180^\circ$, показывают понижение потока на $(-0,85 \pm 0,25)\%$ от фона космических лучей. На рис. 2, б приведена гистограмма широтного хода, которая была получена по данным КАО. Сравнение

двух гистограмм (а и б) рис. 2 показывает удовлетворительное согласие: на обеих гистограммах понижение скорости счета ливней в районе галактического экватора имеет приблизительно одинаковую угловую ширину $\sim 3^\circ$.

В 1979 г. Уикс и др. опубликовали результаты наблюдений галактического диска в энергетической области $E \gtrsim 1,5 \cdot 10^{11}$ эВ [4]. Наблюдения были проведены с использованием черенковской техники в Смитсоновской астрофизической обсерватории. Приведенные ими результаты также свидетельствуют о понижении скорости счета ливней в направлении галактического экватора в интервале долгот $l^{\text{II}} = 40 \div 80^\circ$. Авторы [4] оценивают достоверность понижения на уровне 3σ . Амплитуда эффекта равна $-1,3\%$ от фона космических лучей. Для иллюстрации на рис. 2, в показан широтный ход, который был приведен нами к виду, аналогичному для данных КАО, с целью удобства сравнения. Здесь опять наблюдается удовлетворительное согласие формы кривых понижения скорости счета ливней, хотя энергетический диапазон измерений отличается на порядок. В то же время необходимо отметить, что при исследовании авторами [4] области антицентра галактики ($l^{\text{II}} = 170 \div 210^\circ$) они обнаружили избыточный поток излучения на уровне $6,6\sigma$ в широком интервале галактических широт $|b^{\text{II}}| \lesssim 5^\circ$. Эти результаты не противоречат результатам КАО, так как области наблюдений различны и вклад наших данных, относящихся к области антицентра, составляет не более 5%.

В [5] был рассмотрен вопрос о природе эффекта понижения скорости счета ливней в направлении галактического экватора. Там же была предложена гипотеза, в которой эффект связан с галактическими гамма-квантами, образующимися в результате обратного комптон-эффекта ультрарелятивистских электронов на свете звезд. Причем энергетическая плотность света звезд из-за поглощения пылью понижена в непосредственной близости от галактической плоскости. Там же в [5] были приведены соответствующие расчеты, которые при некоторых предположениях относительно плотности электронов в диске и параметров распределения таких звезд, как красные гиганты, поддерживают предложенную гипотезу.

Итак, нами получено еще одно подтверждение результатов наблюдений галактического диска в КАО. В направлении на галактический экватор наблюдается понижение скорости счета ливней, которое мы связываем с галактическими гамма-квантами сверхвысоких энергий.

Апрель 1982 г.

Литература

1. Муканов Дж. Б., Нестерова Н. М., Степанян А. А., Фомин В. П. Результаты наблюдений рентгеновского источника Cyg X-3 в энергетической области $> 10^{12}$ эВ на Тянь-Шаньской установке для регистрации черенковских вспышек ШАЛ. — Изв. Крым. астрофиз. obs., 1980, т. 62, с. 98—102.
2. Степанян А. А., Владимирский Б. М., Нешпор Ю. И., Фомин В. П. Результаты поиска источников γ -квантов сверхвысокой энергии, проведенного в КАО АН СССР за 1969—1973 годы. — Изв. Крым. астрофиз. obs., 1975, т. 53, с. 29—58.
3. Фомин В. П. Анизотропия космических лучей сверхвысоких энергий в окрестности галактического диска. — Изв. Крым. астрофиз. obs., 1977, т. 56, с. 35—38.
4. Weekes T. C., Helmken H. F., Grindlay J. E. The Mt. Hopkins sky survey for gamma rays of energy 100—1000 GeV. III, Galactic plane and extended sources. — In: Proc. 16th Intern. Conf. Cosmic Rays, Kyoto, 1979, vol. 1, OG4-8, p. 132—137.
5. Фомин В. П. Гамма-излучение галактического диска и обратный комптон-эффект электронов на свете звезд. — Астрофизика, АН АрмССР, 1979, т. 15, № 1, с. 97—103.

ПЕРИОДИЧНОСТЬ ГАММА-ИЗЛУЧЕНИЯ ОТ ИСТОЧНИКА 2CG 195+4

УДК 524.1

Ю. Л. Зыскин, Дж. Б. Муканов

Наблюдения гамма-источника 2CG 195 + 4 были проведены в 1979 и 1981 гг. на установке для регистрации черенковских вспышек широких атмосферных ливней, расположенной на высокогорной станции ФИАНа на Тянь-Шане, работающей в диапазоне энергий $> 10^{12}$ эВ. Результаты наблюдений свидетельствуют о наличии переменности в потоке гамма-излучения с периодом ~ 59 с. На наш взгляд, имеются указания на изменение производной периода со временем. Получена величина потока гамма-квантов с энергией $> 10^{12}$ эВ, равная $(5 \pm 3) \cdot 10^{-11}$ квант/см²·с. Такое значение потока соответствует дифференциальному энергетическому спектру в γ -диапазоне вида $\sim E^{-2,3}$.

THE PERIODICITY OF GAMMA-RAY EMISSION FROM THE SOURCE 2CG 195 + 4, by Yu. L. Zyskin, J. B. Mukanov.— The observations of gamma-source 2CG 195 + 4 have been carried out in 1979 and 1981 with the Tian-Shan high-level installation for the EAS Cerenkov flashes detection in the energy range $> 10^{12}$ eV. The observational results evidence for the existing variability of gamma-ray emission with the period ~ 59 s. It can be suggested that the derivative of the period varies with time. Gamma-ray flux is equal to $(5 \pm 3) \cdot 10^{-11}$ quanta \cdot cm⁻² \cdot s⁻¹ for $E > 10^{12}$ eV. So estimated flux value corresponds to the energy spectrum of gamma-rays $\sim E^{-2,3}$.

Гамма-источник 2CG 195 + 4 был открыт в диапазоне энергий ≥ 50 МэВ при наблюдениях на спутнике SAS-2 [1] и подтвержден наблюдениями на COS-B [2]. Этот источник, один из самых ярких в каталоге 2CG, до сих пор не отождествлен ни с одним объектом в оптическом и радиодиапазонах. Большой интерес представляет переменность излучения 2CG 195 + 4 с периодом ~ 59 с, обнаруженная на SAS-2 [3] и COS-B [2]. Позднее, обработав все данные, охватывающие несколько лет наблюдений объекта, авторы [2] не смогли прийти к выводу о достоверном обнаружении периодичности излучения [4, 5], поскольку при обработке протяженного во времени массива данных (около 1 мес) необходимо учитывать изменение периода со временем. Варьируя как значения периода P , так и значения \dot{P} , необходимо делать очень большое число испытаний ($3,3 \cdot 10^4$ в [5]), что сильно уменьшает достоверность обнаруженного периода. При наблюдениях же гамма-излучения в энергетическом диапазоне $\sim 10^{12}$ эВ имеется возможность набрать необходимый для поиска периодичности объем материала за время порядка нескольких суток. При обработке таких данных можно не учитывать изменения периода, поэтому, на наш взгляд, наблюдения 2CG 195 + 4 в диапазоне энергий $\sim 10^{12}$ эВ представляют несомненный интерес.

Такие наблюдения были проведены в 1979 и 1981 гг. на установке для регистрации черенковских вспышек широких атмосферных ливней, функционирующей на Тянь-Шаньской высокогорной станции ФИАНа (на высоте ~ 3330 м над уровнем моря). Эта установка представляет собой азимутальный телескоп из трех параболических зеркал полутораметрового диаметра с фокусным расстоянием 65 см, закрепленных на общей монтировке. Оптические оси зеркал параллельны, в фокусе каждого установлен ФЭУ-52. Достаточно подробное описание электронной части установки и принципа ее работы дано в [6, 7]. Методика наблюдений объекта 2CG 195 + 4 и методика предварительного отбора данных для исключения некачественного материала были вполне аналогичны описанным в [6, 7]. Единственное отличие заключалось в том, что для проведения в последующем анализа на периодичность записывалось количество импульсов от черенковских вспышек с временем накопления $\tau = 4$ с. Наблюдения проводились методом сканирования, при этом в каждом сканировании наблюдался сначала фон, затем источник, затем снова фон. Длительность одного сканирования составляла 24 мин. Наблюдения были проведены 29.01—01.02 79 г. (всего 12 сканирований) и 05.02—

06.02 81 г. (всего шесть сканирований). Таким образом, общее время экспозиции объекта составило 216 мин, а количество обработывавшихся величин интенсивности потока черенковских вспышек в единицу времени (за 4 с) — 2160 и 1080 значений соответственно.

Обработка наблюдений проводилась в КАО на ЭВМ ЕС-1033. При этом был использован метод поиска периода, являющийся модификацией способа, предложенного Юркевичем [8, 9]. Этот метод был избран прежде всего потому, что эффективность его применения не зависит от формы световой кривой (фазограммы) исследуемого объекта, поскольку световые кривые в гамма-диапазоне имеют, вообще говоря, весьма сложный характер. Целью модификации метода была прежде всего компенсация неравномерности заполнения бинов (отрезков разбиения) фазограммы. Поиск периода проводился в диапазоне пробных периодов $58 \leq P \leq 62$ с с шагом $\Delta P \approx 10^{-3}$ с. Для каждого пробного периода P проводилось отображение массива данных наблюдений (A_i, t_i) (A_i — число событий в единицу времени) на диапазон фаз $[0,1)$ по формуле

$$\varphi_i = \left\{ \frac{t_i - t_0}{P} \right\},$$

где t_i — моменты времени, φ_i — фаза, t_0 — момент начала наблюдений, $\{ \}$ — дробная часть. Одновременно подсчитывались суммарное количество событий в бине A_j (j — номер бина) и количество попавших в этот бин точек («моментов наблюдения») N_j , после чего проводилась нормировка

$$A'_j = \frac{A_j}{N_j} \left(\frac{\sum_j A_j}{\sum_j \frac{A_j}{N_j}} \right).$$

В итоге мы получали фазограмму (A'_j), соответствующую данному значению пробного периода P , по которой вычислялось значение χ^2 , характеризующее вероятность случайного отклонения. Каждый статистически значимый пик на периодограмме был подвергнут дополнительным проверкам для исключения возможности его аппаратного или методического происхождения, а именно: обрабатывались по той же программе а) данные наблюдений фона вблизи объекта; б) данные, в которых величины A_i были случайным образом «перетасованы» относительно моментов t_i . Отсутствие пика на периодограммах фона и «перетасованных» данных служило дополнительным подтверждением реальности пика на периодограмме источника.

Обработка по описанной схеме дала следующие результаты. По материалам 1979 г. было получено значение периода $P = 59,46 \pm 0,01$ с ($\chi^2_{\nu=10} = 33,6$, что соответствует вероятности случайного отклонения $\sim 3 \cdot 10^{-4}$, после умножения на число независимых испытаний $\sim 6 \cdot 10^{-2}$). По материалам 1981 г. значение периода оказалось равным $59,28 \pm 0,01$ с ($\chi^2_{\nu=10} = 43,6$, вероятность случайного отклонения $\sim 5 \cdot 10^{-6}$; умножая на число независимых испытаний, получаем $\sim 5 \cdot 10^{-4}$). На рис. 1 показан фрагмент периодограммы, полученной по данным наблюдений 1981 г. В таблице полученные значения периода сопоставлены с результатами наблюдений объекта 2CG 195 + 4 на спутниках SAS-2 и COS-B, взятыми из [2, 3]. Эти же результаты отображены на рис. 2. Измеренные значения периода показаны точками и крестиками, изменение периодов с учетом производной — прямыми линиями.

Дата	Станция	Энергетический диапазон	Ч. Д. наблюдений	P , с	\dot{P} , с/с
13.12 72 г.	SAS-2 [1]	> 35 МэВ	2441665	59,0074	$2,23 \cdot 10^{-9}$
31.08 75 г.	COS-B[2]	> 50 МэВ	2442656	59,1969	$(1,385 \pm 0,72) \cdot 10^{-9}$
31.01 79 г.	Тянь-Шань, 1979 г.	$\geq 10^{12}$ эВ	2444100	59,46	—
5.02 81 г.	Тянь-Шань, 1981 г.	$\geq 10^{12}$ эВ	2444641	59,28	—

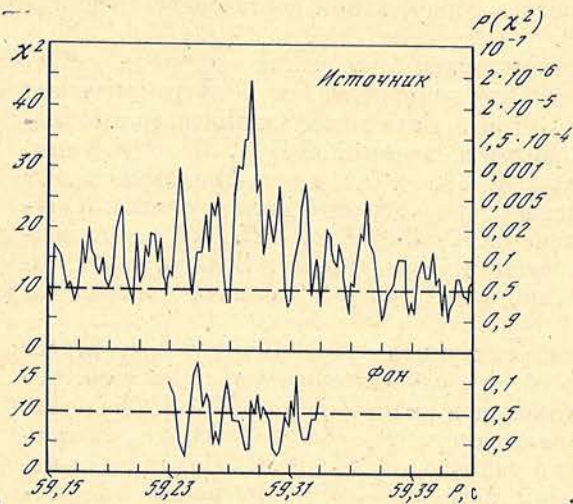
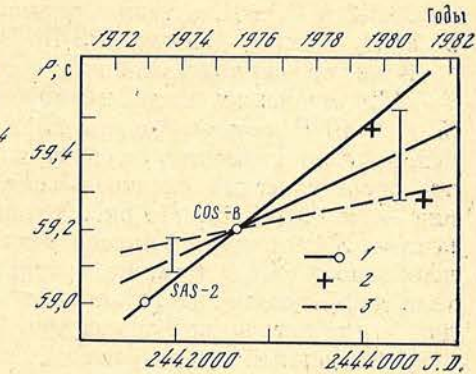


Рис. 1. Зависимость величины χ^2 от значения пробного периода P по данным 1981 г. (2CG 195 + 4, Тянь-Шань, 5—6.02 81 г.)

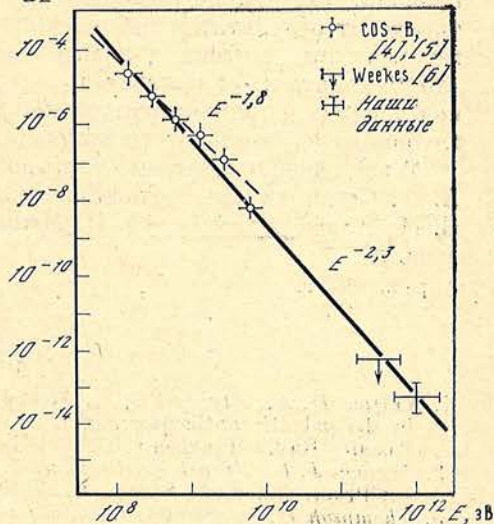
Рис. 2. Зависимость периода P гамма-источника 2CG 195 + 4 от времени

Точками и сплошными прямыми показаны результаты наблюдений в диапазоне ≥ 50 МэВ, крестиками — в диапазоне $> 10^{12}$ эВ. 1 — данные [2, 3]; 2 — наши данные; 3 — данные [11]

Рис. 3. Дифференциальный энергетический спектр объекта 2CG 195 + 4 в гамма-диапазоне. Штриховая прямая — из [5]; сплошная прямая получена нами из анализа имеющихся данных



$\frac{dI}{dE}(E)$, квант / см²·с·ГэВ



ми. Здесь же приведен (штриховой линией) временной ход периода, предлагаемый Б. М. Владимирским в [10] при допущении, что 2CG 195 + 4 следует отождествить со вспышкой сверхновой 437 г. н. э., полагая, что период ~ 59 с является периодом модуляции более короткого «истинного» периода. Из рисунка видно, что значения периода, полученные по нашим данным, не противоречат результатам спутниковых наблюдений. Значение $P = 59,28 \pm \pm 0,01$ с, имеющее высокую достоверность, хорошо согласуется с величиной производной периода \dot{P} , предлагаемой Б. М. Владимирским [10]. Данные же 1979 г. лучше согласуются с результатами SAS-2. В то же время нам представляется весьма затруднительным объяснить различие значений периодов, полученных по наблюдениям 1979 и 1981 г. Для объяснения этого различия эффектом Доплера за счет орбитального движения (в случае, если 2CG 195 + 4 является двойной системой) понадобилось бы принять значение орбитальной скорости $v/c \approx \Delta P/2P \approx 1,5 \cdot 10^{-3}$, несовместимое с величиной орбитального периода существенно больше суток. Гипотеза же о скачкообразном уменьшении периода представляется неуместной с точки зрения существующих моделей объекта: как при предположении, что период $\dot{P} \sim 59$ с является периодом свободной прецессии пульсара [11], так и при упомянутом уже предположении [10], что $P \sim 59$ с — период «замираний». Вполне возможно, что значение 1979 г. $59,46 \pm 0,01$ с, имеющее недостаточно высокую достоверность, следует отбросить.

На наш взгляд, данные таблицы и рис. 2 свидетельствуют о том, что производная периода ~ 59 с гамма-источника 2CG 195 + 4 изменяется со временем. Тогда становятся вполне объяснимыми различия в измерениях значения \dot{P}

на SAS-2 и COS-B, а также трудности в обнаружении достоверного периода по всему массиву данных COS-B [5].

Если по световой кривой, соответствующей значению периода $P = 59,28$ с, оценить поток периодического компонента, то получим значение $(5 \pm 3) \cdot 10^{-11}$ квант/см²·с при $E \geq 10^{12}$ эВ. Если проанализировать это значение потока совместно со спектральными данными COS-B [4, 5], то получим, что энергетический спектр объекта 2CG 195 + 4 в гамма-диапазоне имеет вид $\sim E^{-2,3}$ (рис. 3). На рис. 3 показан также верхний предел потока, полученный Хелмкеном и Уикесом в диапазоне $\geq 3 \cdot 10^{11}$ эВ [12]. Видно, что значение, полученное ими, не противоречит нашим данным. Величина показателя дифференциального энергетического спектра $-2,3$ близка к типичным для гамма-источников значениям.

Проведенный анализ наблюдений источника 2CG 195 + 4 показывает наличие периодической составляющей, что служит свидетельством того, что этот объект является гамма-источником и в диапазоне $\geq 10^{12}$ эВ. Значение периода, полученное по нашим наблюдениям, $P = 59,28 \pm 0,01$ с, не противоречит результатам наблюдений в диапазоне $> 5 \cdot 10^7$ эВ. Полученная нами величина потока γ -квантов при энергии $\sim 10^{12}$ эВ равна $(5 \pm 3) \cdot 10^{-11}$ квант/см²·с; показатель энергетического спектра $\sim E^{-2,3}$. Производная периода, по-видимому, изменяется со временем; на наш взгляд, для более глубокого изучения этого вопроса необходимы дальнейшие наблюдения.

В заключение считаем своим долгом выразить глубокую признательность А. А. Степаняну за постоянное внимание к работе и ценные рекомендации, Б. М. Владимировскому, Ю. И. Нешпору и В. П. Фомину за полезные обсуждения.

Апрель 1982 г.

Л и т е р а т у р а

1. Kniffen D. A., Bignami G. F., Fichtel C. E. et al. Distribution of cosmic gamma-rays in the galactic anticenter region as observed SAS-2.— In: Proc. 14th Intern. Conf. Cosmic Ray, München, 1975, OG-1, p. 100.
2. Masnou J. L., Bennet K., Bignami G. F. et al. Recent advances in γ -ray astronomy.— In: Proc. 12th Eslab Symp., Frascati, 1977, p. 33.
3. Thompson D. J., Fichtel C. E., Hartman R. C. et al. Final SAS-2 gamma-ray results on sources in the galactic anticenter region.— *Astrophys. J.*, 1977, vol. 213, p. 252.
4. Bignami G. F., Hermsen W. Galactic gamma-ray sources.— *Ann. Rev. Astron. and Astrophys.*, 1983, vol. 21.
5. Masnou J. L., Bennet K., Bignami G. F. et al. Observation by COS-B of the gamma-ray source 2CG 195 + 4.— In: Proc. 17th Intern. Conf. Cosmic Ray, P., 1981, OG-1, p. 177.
6. Муканов Дж. Б., Нестерова И. М., Степанян А. А. и др. Результаты наблюдений рентгеновского источника Суг Х-3 в энергетической области $> 10^{12}$ эВ на Тянь-Шаньской установке для регистрации черенковских вспышек ШАЛ.— *Изв. Крым. астрофиз. обс.*, 1980, т. 62, с. 98.
7. Муканов Дж. Б. Наблюдения гамма-излучения в области 10^{12} эВ от рентгеновского источника Суг Х-3 на Тянь-Шаньской установке в течение 1977 и 1978 гг.— *Изв. Крым. астрофиз. обс.*, 1981, т. 63, с. 151.
8. Jurkevich J. A method of computing periods of cyclic phenomena.— *Astrophys. Space Sci.*, 1971, vol. 13, p. 154.
9. Васко М. М. Поиск периодов переменных астрономических объектов с помощью ЭВМ.— В кн.: *Переменные звезды*, 1976, т. 2, Приложение, с. 337.
10. Владимировский Б. М. О возможной природе γ -источника CG 195 + 4.— *Изв. АН СССР. Сер. физ.*, 1981, т. 45, с. 626.
11. Treves A., Maraschi L. On the gamma-ray source CG195 + 4 (Geminga).— *Astron. and Astrophys.*, 1977, vol. 61, p. L11.
12. Helmken H. F., Weekes T. C. A search for very high energy γ -ray emission from CG 195 + 4, CG 135 + 1, and other 100 keV sources.— *Astrophys. J.*, 1979, vol. 228, p. 531

НАБЛЮДЕНИЯ ИЗЛУЧЕНИЯ ОТ НЕКОТОРЫХ ЗВЕЗД НА МИЛЛИМЕТРОВЫХ ВОЛНАХ

Н. С. Нестеров

Приведены результаты наблюдений пяти звезд типа α^2 CVn, пяти звезд с эмиссионными линиями, объекта SS 433 и четырех, возможно, родственных ему объектов на волнах 13,5 и 8,15 мм. Подтверждено, что звезды типа α^2 CVn не обладают значительным постоянным радиоизлучением (верхние пределы потоков 200—500 мЯн на волне 13,5 мм). Зарегистрированы изменения мощности радиоизлучения от звезд с эмиссионными линиями MWC 349, которые могут быть вызваны изменениями ее оптической светимости. Данные наблюдений объекта SS 433 не противоречат возможному существованию у него протяженной оболочки, по размерам ($\sim 10^{16}$ см) и по массе ($\sim 10^{-3} M_{\odot}$) подобной оболочке около MWC 349. Источник 2013 + 370 по яркостной температуре (10^{10} K) и по характеру переменности излучения ($\Delta t < 60$ сут) на миллиметровых волнах может быть отнесен к объектам типа BL Lac.

THE OBSERVATIONS OF THE EMISSION FROM SOME STARS AT MILLIMETER WAVELENGTHS, by N. S. Nesterov.— The results of observations of 5 α^2 CVn-type stars, 5 emission-line stars, the object SS 433 and 4 possibly related objects at 13,5 and 8,15 mm are presented. It is confirmed that the stars of α^2 CVn-type do not possess of significant radio emission (the upper limits of the flux are 200—500 mJy at 13,5 mm). The variations of the emission from the emission-line star MWC 349 are detected that could be caused by the optical luminosity variations of the star. The observational data do not exclude the presence of elongated envelope round SS 433, the dimension ($\sim 10^{16}$ cm) and the mass $\sim 10^{-3} M_{\odot}$ of which are close to the MWC 349 envelope parameters. The source 2013 + 370 could belong to extragalactic objects of BL Lactype due to high brightness temperature (10^{10} K) and rapid ($\Delta t < 60$ days) radio emission variability.

Постоянно повышенной мощностью излучения на сантиметровых волнах по отношению к нормальным обладают в основном звезды, имеющие какие-либо особенности в спектрах: эмиссионные линии, инфракрасный избыток или рентгеновское излучение [1, 2]. Регистрируемое в этих случаях радиоизлучение зарождается в околозвездных оболочках или выбросах плазмы и позволяет оценить некоторые параметры околозвездного вещества и самих звезд. Радиоспектры оболочек звезд с эмиссионными линиями часто характеризуются спектральным индексом $\alpha \approx 1$, т. е. плотность потока S возрастает в сторону высоких частот f ($S \sim f^{\alpha}$), поэтому наблюдения таких звезд должны быть более эффективными на волнах миллиметрового диапазона.

Наблюдения ближайших звезд типа α^2 CVn, нескольких звезд с эмиссионными линиями и ряда объектов предположительно звездной природы были начаты на волне 13,5 мм в 1975 г. на 22-м радиотелескопе КАО. На этой волне измерения проводились при помощи радиометра с мазером на входе в качестве усилителя высокой частоты. Начиная с 1981 г. несколько объектов наблюдались на волне 8,15 мм с помощью широкополосного радиометра. На обеих волнах применялась модуляция диаграммы направленности антенны, для чего использовались облучатели (по два на каждую волну), расположенные в азимутальной плоскости. Параметры приемной системы указаны в табл. 1, в которой для каждой волны даны последовательно полосы пропускания радиометров Δf , чувствительности по температуре δT и по плотности

Таблица 1

Длина волны, мм	Δf , МГц	Чувствительность		$\theta_{0,5}$, угл. мин.	ΔA , угл. мин.
		δT , К	δS , Ян		
13,5	25	0,08	1,0	2,55	18,3
8,15	1000	0,20	3,5	1,65	8,3

потока δS , угловое разрешение антенны $\theta_{0,5}$ и угловые расстояния, на кото-
рые переключались диаграммы направленности ΔA .

Измерения плотностей потоков на обеих волнах проводились широко
применимым в радиоастрономии методом «оп — оп»: вначале прием и на-
копление сигнала в течение 20 с осуществлялись одним облучателем, затем
другим, после чего определялась разность температур антенны в этих двух
положениях. Каждое наблюдение объекта состояло из 4—60 таких операций
в зависимости от интенсивности излучения объекта. Наведение радиотеле-
скопа контролировалось по наблюдениям мощных радиоисточников, а пере-
счет антенных температур в плотности потоков осуществлялся по данным наб-
людений калибровочных источников DR 21, 3С 274 и планет Юпитер и Са-
турн. Более подробно методика наблюдений и обработки данных описана в [3].

Измеренные значения плотностей потоков в направлении на наблюдав-
шиеся объекты в перечисленные в первой колонке моменты времени приведены
во второй колонке табл. 2 вместе с среднеквадратичными ошибками изме-

Т а б л и ц а 2

Дата наблюдений	Плотность потока, мЯн	Дата наблюдений	Плотность потока, мЯн
α And (HD 358), Ap		Средний поток	579 ± 41
9.04 77 г.	87 ± 145	Вклад от источника фона	39
ϵ UMa (HD 112 185), Ap		Поток от MWC 349	540 ± 41
6, 9.04 77 г.	-71 ± 120	$\lambda = 8,15$ мм	
α^2 CVn (HD 112 413), Ap		11, 24.09 81 г.	602 ± 303
6, 9.04 77 г.	65 ± 109	1.10 81 г.	739 ± 236
19.12 77 г.	38 ± 197	6, 12.03 82 г.	876 ± 247
22, 23.04 78 г.	190 ± 70	Средний поток	703 ± 161
Средний поток	118 ± 60	Вклад от источника фона	17
β CrB (HD 137 909), Ap		Поток от MWC 349	686 ± 161
5, 9, 10.04 77 г.	42 ± 86	AG Peg, E	
22.04 78 г.		20, 26.09 80 г.	11 61
ϕ Her (HD 145 389), Ap		0503 + 466, OCH	
5.04 77 г.	71 ± 147	24.02 80 г.	545 ± 121
Lk H $_{\alpha}$ 101, E		24.03 82 г.	572 ± 213
24.03 82 г.	564 ± 197	1849 + 005, OCN	
Вклад от компонента с $\theta = 50''$	127	19.11 79 г.	376 ± 155
Поток от Lk H $_{\alpha}$ 101	437	SS 433, OCH	
R Aql, E		19.11 79 г.	162 ± 72
25.09 79 г.	735 ± 131	27.05 80 г.	367 ± 99
23.05 80 г.	5005 ± 182	26.09 80 г.	705 ± 158
26.09 80 г.	-112 ± 102	1.10 80 г.	550 ± 141
21.09 81 г.	-230 ± 156	23.09 81 г.	533 ± 157
Vy 2-2, E		Среднее	412 ± 56
25, 26.09 79 г.	220 ± 120	1910 + 052, OCH	
MWC 349, E		19.11 79 г.	296 ± 260
16.04 75 г.	1000 ± 140	2013 + 370, OCH	
26, 30.03 76 г.	656 ± 85	25.09 79 г.	2705 ± 290
4, 6, 10.04 76 г.	692 ± 110	19, 20.03 80 г.	4368 ± 473
28, 29.09 76 г.	516 ± 126	28.05 80 г.	3477 ± 310
9, 10.04 77 г.	475 ± 159	20, 26.09 80 г.	3952 ± 168
29.05 77 г.	300 ± 147	9-11.04 81 г.	4866 ± 361
12.12 77 г.	915 ± 202	18.07 81 г.	3851 ± 332
18, 21.12 77 г.	785 ± 141	21.09 81 г.	5829 ± 323
21, 23.04 78 г.	-4 ± 250	16.02 82 г.	4290 ± 518
30.05, 1.06 78 г.	650 ± 149	26.02 82 г.	3460 ± 360
25, 26.09 79 г.	504 ± 108	13.03 82 г.	
28.05 80 г.	533 ± 290	$\lambda = 8,15$ мм	3990 ± 280
20.09 80 г.	497 ± 88	7.04 81 г.	3260 ± 860
26.09 80 г.	447 ± 169	11.09 81 г.	5260 ± 343
9, 11.04 81 г.	688 ± 176	1.10 81 г.	5716 ± 792
18.07 81 г.	726 ± 162	12.03 82 г.	5920 ± 1170
21, 23.09 81 г.	668 ± 143		

рений. Указаны названия звезд и номера их по каталогу HD или обозначения их в системе MАС, применяемой для радиоисточников. Типы пекулярностей звезд отмечены рядом с названиями следующим образом: Ар — звезды типа α^2 CVn, E — звезды с эмиссионными линиями, ОСН — возможные звездные остатки сверхновых, как предположено в [4].

Звезды типа α^2 CVn. Звезды этого типа обладают магнитными полями напряженностью до 34 кГс, изменяющимися с периодами около недели [5, 6]. Расстояние до четырех звезд из пяти наблюдавшихся меньше 45 пк. Постоянное излучение не обнаружено ни от одной из них (верхние пределы плотностей потоков 200—500 мЯн). Имеющиеся в литературе данные наблюдений звезд этого типа, перечисленных в табл. 2, на волнах 6 см [7], 2,8 см [8] и 3,3 мм [9], так же как и данные в табл. 2 на волне 13,5 мм, дают близкие верхние пределы яркостных температур, отнесенных к видимым дискам звезд, равные примерно 10^9 К. Возможно, что в отдельные моменты звезда α^2 CVn обладает повышенным уровнем излучения, так как измерения 22—23.04 78 г. дали средний поток 190 ± 70 мЯн с довольно высоким отношением сигнал/шум $S/\sigma = 2,7$.

Звезды с эмиссионными линиями. Звезды ранних спектральных классов с эмиссионными линиями имеют, как правило, мощные оболочки [10], поэтому при наблюдениях таких объектов радиоизлучение обнаружено примерно от 30% из них [2]. В табл. 2 приведены результаты наблюдений пяти звезд с эмиссионными линиями в спектрах: Lk H α 101, R Aq1, Vу 2—2, MWC 349 и AG Peg. Зарегистрированные большие изменения уровня излучения от R Aq1 могут быть обусловлены несколькими причинами: 1) изменениями интенсивности линии мазерного излучения водяного пара на $\lambda = 13,5$ мм, имеющейся в ее оболочке [11]; 2) попаданием этой линии в полосу пропускания радиометра в одни моменты и ее отсутствием в другие моменты времени; 3) реальными изменениями интенсивности излучения в континууме, отмеченными, например, в [8]. Результаты наблюдений Vу 2—2 и AG Peg находятся в согласии с данными [2].

Радиоинтерферометрические наблюдения объекта Lk H α 101 показали, что около него есть область радиоизлучения с низкой поверхностной яркостью [12]. Угловые размеры ее около $50''$ на частоте 8,1 ГГц, а спектр излучения плоский в диапазоне 6 см — 3,3 мм [13]. По-видимому, это область ионизованного водорода, связанная со звездой. Плотность потока от нее на волне 13,5 мм составляет около 140 мЯн [13]. После учета размеров области H II и размеров главного лепестка диаграммы направленности радиотелескопа на волне 13,5 мм (табл. 1) вклад от нее в измеренный поток от Lk H α 101 получается равным 127 мЯн. В этом случае плотность потока непосредственно от оболочки звезды, наблюдающейся как компактный источник в центре области H II [12], составит согласно данным табл. 2 на $\lambda = 13,5$ мм 437 мЯн, что в пределах ошибок согласуется с данными на этой же волне в [2]. Результаты учета вклада от протяженного компонента в измеренный поток указаны схематично в табл. 2.

Наибольшее число измерений на волне 13,5 мм в период 1975—1981 гг. было получено для инфракрасной звезды MWC 349, радиоизлучение от нее было зарегистрировано и на волне 8,15 мм (табл. 2). Исследования области около MWC 349 [14] показали, что на расстоянии $1',6$ от нее находится протяженный источник с угловыми размерами $4',32 \times 3',33$, имеющий плоский спектр на частотах выше 5 ГГц (длина волны меньше 6 см). Вследствие этого плотности потоков от звезды, измеренные на одиночных антеннах, будут несколько завышены, так как этот источник частично попадает в диаграмму направленности антенны. Вклад от него в измеренные средние величины потоков от MWC 349 на волнах 13,5 и 8,15 мм был учтен, и результаты этой операции приведены в табл. 2. Радиоспектр оболочки MWC 349, составленный по данным табл. 2 и приведенным в [2, 8, 9, 14—22] для других длин волн, изображен на рис. 1. Как видно из рис. 1, источник остается оптически непрозрачным вплоть до частоты 90 ГГц ($\lambda = 3,3$ мм), а спектральный индекс его излучения равен примерно 0,65 во всем диапазоне радиоволн.

Измеренные на волне 13,5 мм плотности потоков от MWC 349 нанесены

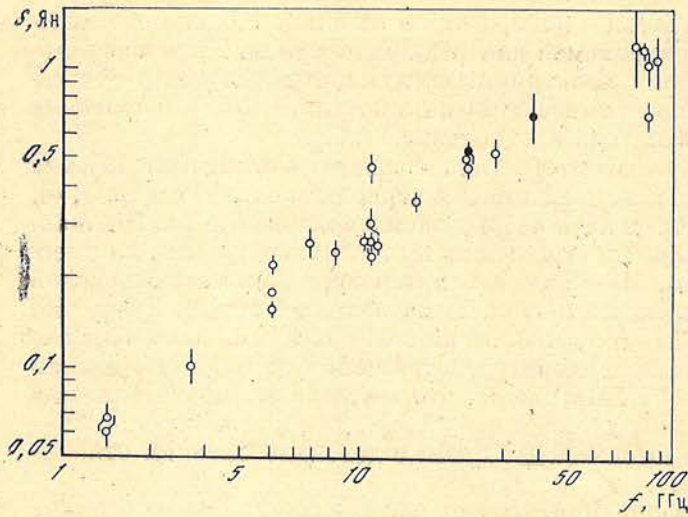
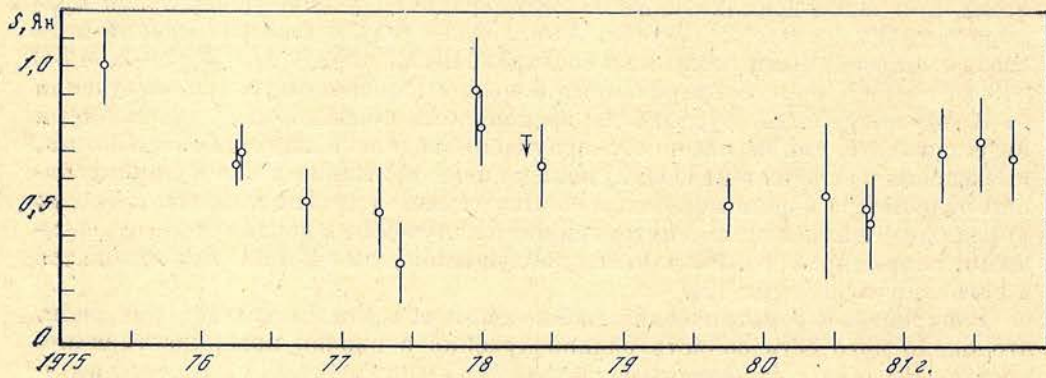


Рис. 1. Спектр радиоизлучения MWC 349

Темные кружки — результаты измерений в КАО, светлые — по различным литературным данным

Рис. 2. Плотности потоков на волне 13,5 мм от MWC 349 в зависимости от времени



на рис. 2 в зависимости от времени. Обращают на себя внимание высокие значения плотностей потоков от звезды, измеренные весной 1975 г. и в декабре 1977 г. С 1975 г. до середины 1977 г. поток уменьшался почти линейно от 1000 мЯн до ~ 400 мЯн, а в 1977 г. за отрезок времени в 0,6 года он увеличился в $2,1 \pm 0,6$ раза. Оценки показывают, что наблюдаемые изменения потока от MWC 349 не могут быть результатом сложного распределения радиояркости в окрестности звезды при применявшемся методе наблюдений, а должны быть связаны с процессами в самом объекте. Известно, что для изотермических оболочек звезд, плотность в которых обратно пропорциональна квадрату расстояния от звезды, при отношении числа электронов к числу ионов, равном единице, среднему атомному весу и заряду ионов 1,26 и 1 соответственно и при сферически-симметричном истечении вещества выполняется равенство [23]

$$\dot{M}/V = 0,29 S^{0,75} f^{-0,45} T^{-0,075} d^{1,5}, \quad (1)$$

Здесь и дальше обозначения и единицы измерений следующие: \dot{M} — скорость потери массы звездой в единицах $10^{-5} M_{\odot}/\text{год}$, V — скорость истечения вещества во внешней части оболочки в км/с, S — плотность потока в Ян на частоте f (ГГц), T — электронная температура оболочки в К, а d — расстояние до звезды в пк. В [24] было получено эмпирическое соотношение между оптической светимостью звезды L_3 и скоростью потери ею массы \dot{M} , которое может быть записано в виде

$$L_3 = 1,1 \cdot 10^6 \dot{M}^{0,64}, \quad (2)$$

если L_3 измеряется в единицах светимости Солнца L_{\odot} .

Из (1) и (2) следует, что между плотностью потока радиоизлучения от оболочки и оптической светимостью звезды существует соотношение $S \sim \sim L_3^{2,1}$, поэтому для наблюдавшегося изменения плотности потока на 13,5 мм от оболочки MWC 349 в 2,1 раза достаточно увеличения оптической светимости звезды в 1,4 раза ($\sim 0^m,4$). Размах колебаний оптической яркости MWC 349 в предшествующие годы был близок к $2^m,5$ [25], следовательно, изменения ее вполне могут вызвать наблюдавшиеся изменения мощности радиоизлучения оболочки. У ряда звезд спектральных классов O и B изменения радиопотоков наблюдались [2, 24], но координированные радио- и оптические наблюдения пока не проводились.

Некоторые параметры оболочек около звезд Lk H α 101 и MWC 349, рассчитанные по результатам наблюдений на волне 13,5 мм, приведены в табл. 3. В первой колонке табл. 3 даны названия объектов, во второй — значения плотностей потоков, принимавшиеся для расчетов: для Lk H α 101 взята измеренная здесь плотность потока на волне 13,5 мм, а для MWC 349 — средневзвешенное ее значение по данным табл. 2 и из [2, 14]. Расстояния до звезд даны в третьей колонке со ссылками на работы, из которых они взяты. Радиус эффективно излучающей на частоте f части оболочки, т. е. расстояние от звезды, на котором внешняя часть оболочки имеет оптическую толщину 0,399, вычислялся по формуле [23]

$$R_1 = 1,97 \cdot 10^{19} T^{-0,45} f^{-0,7} (\dot{M}/V)^{0,7} \text{ см.} \quad (3)$$

Он приведен в четвертой колонке. Масса указанной части оболочки (колонка 5) определялась из равенства [23]

$$M = 1,32 \cdot 10^{-56} A R_1 (M_\odot), \quad (4)$$

где $A = 2,4 \cdot 10^{38} \dot{M}/V \text{ см}^{-1}$ [23] — параметр в законе распределения плотности в оболочке $n = A/r^2$. Значение величины \dot{M}/V , входящее в (3) и (4), дается равенством (1), а электронная температура оболочек принималась равной 10^4 К. В шестой колонке табл. 3 даны скорости истечения вещества во внешних частях оболочек V , приведенные в статьях, ссылки на которые указаны рядом со значениями скоростей. Скорости потери массы звездами \dot{M} (седьмая колонка) определялись очевидным образом по величине \dot{M}/V (формула (1)) и по скорости истечения вещества V . В восьмой колонке приведены оценки оптических светимостей звезд согласно соотношению (2).

Из табл. 3 следует, что оболочки около Lk H α 101 и MWC 349 по своим размерам и массе существенно отличаются от оболочек Be-звезд, для которых $M = 10^{-9} \div 10^{-12} M_\odot$, а размеры составляют около двух радиусов звезд [10]. Оценка оптической светимости MWC 349 по радиоданным (см. табл. 3)

Таблица 3

Объект	S , Ян	d , кпк	R_1 , 10^{15} см	M , $10^{-3} M_\odot$	V , км/с	\dot{M} , $10^{-3} M_\odot/\text{год}$	L_3 , $10^6 L_\odot$
Lk H α 101	0,437	0,8 [13]	2,1	0,1	500 [13]	6,9	3,7
MWC 349	0,490	2,1 [15]	5,7	1,2	50 [14, 26]	3,2	2,3
SS 433	0,412	3,3 [4]	4,1	1,3	1000 [27]	100	20,5

находится в согласии с ее светимостью, определенной по оптическим данным в $1,5 \cdot 10^6 L_\odot$ [26].

Объект SS 433. Объект SS 433 в последние годы интенсивно наблюдался во всем диапазоне электромагнитных волн. В [4] было высказано предположение, что имеется еще несколько родственных ему объектов, являющихся звездными остатками сверхновых. Все они были включены в программу наблюдений начиная с 1979 г., и результаты наблюдений пяти из них приведены в табл. 2.

Плотности потоков, измеренные для SS 433 и источника 2013 + 370, нанесены на рис. 3 в зависимости от времени. Как видно из него, плотность

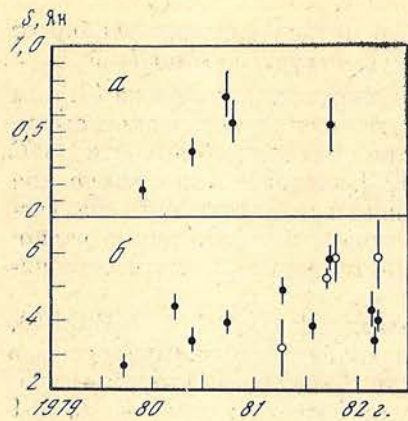


Рис. 3. Зависимость потоков от радиоисточников SS 433 (а) и 2013 + 370 (б) от времени

Светлые кружки — $\lambda = 8,15$ мм, сплошные — $\lambda = 13,5$ мм

[31]; 3) по данным в инфракрасном диапазоне [34], оптических наблюдений [27, 29], а в [31] по результатам радиоисследований было предположено наличие у SS 433 мощной оболочки тепловой плазмы, образованной истечением вещества из системы (два массивных объекта + аккрецирующий диск) со скоростью потери массы системой около $10^{-4} M_{\odot}/\text{год}$ и со скоростью движения плазмы около 1000 км/с. В период обсуждающихся здесь наблюдений на волне 13,5 мм по данным в [35] на волне 7,9 см изменения интенсивности излучения SS 433 не превышали 10%, в то время как в близкое время на дециметровых волнах источник был очень активен [30]. Все сказанное выше дает основания предположить, что миллиметровое излучение от SS 433 зарождается в оболочке, аналогичной оболочкам около звезд ранних спектральных классов, и активность его слабо проявляется в этом диапазоне.

Угловые размеры SS 433 по данным радиоинтерферометрических наблюдений на сантиметровых волнах заключены в пределах от $0'',005$ [31] до $0'',2$ [33]. Тогда яркостная температура источника на волне 13,5 мм при плотности потока от него на волне 13,5 мм должна быть $4 \cdot 10^4 \leq T \leq 6 \cdot 10^7$ К, что также не исключает тепловой механизм излучения от объекта. В табл. 3 приведены параметры, возможно, существующей оболочки около SS 433, рассчитанные так же, как и для Lk H_{α} 101 и MWC 349. Электронная температура в ней принималась равной $4 \cdot 10^4$ К. Из табл. 3 видно, что размеры и масса оболочки близки к соответствующим параметрам оболочки около MWC 349. С другой стороны, все значения ее параметров с точностью до порядка величины согласуются с оценками, полученными по оптическим и инфракрасным данным [27, 29, 34]. Имеющиеся отличия можно объяснить некоторым вкладом нетепловых компонентов источника в измеряемый поток на волне 13,5 мм, неопределенностью в скорости истечения вещества из системы и частыми возмущениями в оболочке, производимыми выбросами плазмы из центральной системы звезд.

У источника 2013 + 370 в период наблюдений происходили значительные изменения мощности излучения на волнах 13,5 и 8,15 мм (рис. 3). Например, в период с июля по сентябрь 1981 г., т. е. за 2 месяца, плотность потока от него на волне 13,5 мм возросла в $1,51 \pm 0,16$ раза. При этом спектр его стал более плоским в диапазоне 13,5—8,15 мм, в то время как в апреле этого же года поток от него на волне 8,15 мм был существенно меньше потока на волне 13,5 мм. При угловых размерах его, равных $0'',0005$ [4], и средней плотности потока на волне 13,5 мм около 4 Ян яркостная температура источника составляет $1,5 \cdot 10^{10}$ К, что исключает тормозной механизм излучения. Если расстояние до объекта больше 12 кпк [4], то мощность его радиоизлучения на 13,5 мм больше чем на два порядка превышает мощность излучения от SS 433 на этой же волне. Таким образом, и по яркостной темпера-

потока от SS 433 сравнительно медленно возрастала в 1979—1980 гг., насколько позволяют судить сравнительно редкие наблюдения. Такое поведение этого объекта на волне 13,5 мм кажется странным, так как в это же время он проявлял большую вспышечную активность в оптическом [27—29] и радио- [30—33] диапазонах. Но оно может быть удовлетворительно согласовано с имеющимися представлениями о природе и структуре SS 433. В ходе предыдущих исследований было установлено: 1) спектральная мощность его излучения в сантиметровом диапазоне волн в спокойном состоянии довольно быстро падает в сторону коротких волн [31]; 2) всплески радиоизлучения у него развиваются в оптически тонких источниках, т. е. мощность их также быстро уменьшается с уменьшением длины волны

туре, и по мощности излучения этот источник существенно отличается от SS 433. Отметим также, что он находится на значительном угловом расстоянии от ближайшего диффузного ОСН [4], а в [36] по данным оптических наблюдений поставлена под сомнение галактическая природа некоторых источников из списка [4]. Возможно, что и источник 2013 + 370 является внегалактическим, например объектом типа BL Lac.

Выводы. Приведенный анализ результатов наблюдений на волнах 13,5 и 8,15 мм 10 звезд и пяти объектов, возможно, звездной природы с привлечением дополнительных наблюдательных данных на других длинах волн позволяет сделать следующие основные выводы.

1. Звезды типа α^2 CVn не обладают постоянно повышенным по отношению к нормальным звездам уровнем радиоизлучения в диапазоне от 6 см до 3,3 мм.

2. Изменения мощности радиоизлучения на волне 13,5 мм от оболочки инфракрасной звезды с эмиссионными линиями MWC 349 могут быть вызваны изменениями оптической светимости звезды.

3. Результаты наблюдений объекта SS 433 на $\lambda = 13,5$ мм не противоречат возможному существованию у него протяженной тепловой оболочки, образованной истечением вещества из системы. Масса оболочки ($\sim 10^{-3} M_{\odot}$) и размеры ($\sim 10^{16}$ см) близки к соответствующим параметрам оболочки около MWC 349.

4. Быстрые изменения мощности радиоизлучения источника 2013 + 370 ($\Delta t < 60$ сут) и высокая яркостная температура его на миллиметровых волнах ($\sim 10^{10}$ К) свидетельствуют о его возможной принадлежности к внегалактическим объектам типа BL Lac.

15 апреля 1982 г.

Литература

1. *Hjelmning R. H.* Radio stars. Galactic and extragalactic radio astronomy/Ed. G. L. Verschuur, K. I. Kellermann. Berlin et al., 1974, p. 159—178. (Рус. пер.: Галактическая и внегалактическая радиоастрономия/Под ред. Ю. Н. Парийского и И. В. Госачинского. М.: Мир, 1976, с. 245—273).
2. *Purton C. R., Feldman P. A., Marsh K. A.* et al. Radio observations of early-type emission-line stars.— Mon. Not. Roy. Astron. Soc., 1982, vol. 198, p. 324—338.
3. *Ефанов В. А., Мусеев И. Г., Нестеров Н. С.* Обзор внегалактических радиоисточников на волне 1,35 см.— Изв. Крым. астрофиз. общ., 1979, т. 60, с. 3—13.
4. *Ryle M., Caswell J. L., Hine C., Shakeshaft J.* A new class of radio stars.— Nature, 1978, vol. 276, p. 571—573.
5. *Северный А. Б.* Магнитные поля Солнца и звезд.— УФН, 1966, т. 88, с. 3—50.
6. *Хохлова В. Л.* Звезды типа α^2 Гончих Псов.— В кн.: Эруптивные звезды/Под ред. А. А. Боярчука, Р. Е. Гершберга. М.: Наука, 1970, с. 307—348.
7. *Trasco J. D., Wood H. J., Roberts M. S.* Radio observations of α^2 CVn.— Astrophys. J., 1970, vol. 161, p. L129—L131.
8. *Schwartz P. R., Spencer J. H.* Observations of radio stars at 3,3 mm.— Mon. Not. Roy. Astron. Soc., 1977, vol. 180, p. 297—303.
9. *Woodsworth A. W., Hughes V. A.* Observations of radio stars at 10,6 GHz.— Astron. and Astrophys., 1977, vol. 58, p. 105—111.
10. *Боярчук А. А.* Звезды спектрального класса В с эмиссионными линиями.— В кн.: Явления нестационарности и звездная эволюция/Под ред. А. А. Боярчука, Ю. Н. Ефремова. М.: Наука, 1974, с. 125—150.
11. *Cox G. G., Parker E. A.* Time variations of stellar water masers.— Mon. Not. Roy. Astron. Soc., 1979, vol. 186, p. 197—215.
12. *Brown R. L., Broderick J. J., Knapp G. R.* The structure of the radio emission from the NGC 1579/Lk H $_{\alpha}$ 101 region.— Mon. Not. Roy. Astron. Soc., 1976, vol. 175, p. 87—92.
13. *Cohen M.* High-frequency observations of young stars.— Mon. Not. Roy. Astron. Soc., 1980, vol. 190, p. 865—872.
14. *Altenhoff W. J., Strittmatter P. A., Wendker H. J.* Radio recombination lines in MWC 349.— Astron. and Astrophys., 1981, vol. 93, p. 48—53.
15. *Gregory P. C., Seaquist E. R.* Further observations of the radio star MWC 349.— Nature 1973, vol. 242, p. 101—102.
16. *Braes L. L. E., Habing H. J., Schoenmaker A. A.* Radio emission from MWC 349.— Circ. IAU, 1972, N 2450.
17. *Altenhoff W. J., Wendker H. J.* 2,8 cm radio emission from α Orionis, HBV 475 and MWC 349.— Nature, 1973, vol. 241, p. 37—38.
18. *Baldwin J. E., Harris C. S., Ryle M.* 5 GHz observations of the infrared star MWC 349 and the H II condensation W 3 (OH).— Nature, 1973, vol. 241, p. 38—39.

19. *Hjellming R. M., Blankenship L. C., Balick B.* Radio emission nebulae surrounding MWC 349 and RY Scuti. — *Nature*, 1973, vol. 242, p. 84—85.
20. *Hughes V. A., Woodsworth A. W.* Detection of RY Scuti at radio frequencies. — *Nature*, 1973, vol. 242, p. 116—117.
21. *Attenhoff W. J., Braes L. L. E., Olton F. M., Wendker H. J.* A search for radio emission from stars. — *Astron. and Astrophys.*, 1976, vol. 46, p. 11—17.
22. *Ulich B. L.* Millimeter-wavelength continuum calibration sources. — *Astron. J.*, 1981, vol. 86, p. 1619—1626.
23. *Panagia N., Felli M.* The spectrum of the free-free radiation from elongated envelopes. — *Astron. and Astrophys.*, 1975, vol. 39, p. 1—5.
24. *Abbott D. C., Biegging J. H., Churcwell E.* Mass loss from very luminous OB stars and the Cygnus superbubble. — *Astrophys. J.*, 1981, vol. 250, p. 645—659.
25. *Gottlieb E. W., Liller W.* Photometric histories of six infrared objects and three highly reddened blue supergiants. — *Astrophys. J.*, 1978, vol. 225, p. 488—495.
26. *Hartmann L., Jaffe D., Huchra J. P.* On the nature of MWC 349. — *Astrophys. J.*, 1980, vol. 239, p. 905—910.
27. *Dopita M. A., Cherepashchuk A. M.* High resolution monitoring of rest H_{α} in SS 433. — *Vistas in Astron.*, 1981, vol. 25, p. 51—59.
28. *Чуваев К. К.* Спектроскопические наблюдения SS 433 в 1979 г. — *Письма в Астрон. журн.*, 1980, т. 6, с. 623—627.
29. *Cherepashchuk A. M.* SS 433 as an eclipsing binary. — *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 1981, vol. 194, p. 761—769.
30. *Facondi S. R. B., Bracessi A.* 408 MHz monitoring of SS 433 radioemission. — *Vistas in Astron.*, 1981, vol. 25, p. 91—94.
31. *Seaquist E. R.* Radio properties of SS 433. — *Vistas in Astron.*, 1981, vol. 25, p. 79—85.
32. *Hjellming R. M., Johnson K. J.* Structure, strength and polarization changes in radio source SS 433. — *Nature*, 1981, vol. 280, p. 100—107.
33. SS 433. *Circ. IAU*, 1980, N 3521.
34. *Шкловский И. С.* Потеря массы SS 433 и ее влияние на рентгеновское и радиоизлучение этого источника. — *Астрон. журн.*, 1981, т. 58, с. 554—560.
35. *Амирханян В. Р., Горшков А. Г.* Наблюдения объекта SS 433 на частоте 3,9 ГГц. — *Письма в Астрон. журн.*, 1981, т. 7, с. 88—89.
36. *Margon B., Downes R. A., Gunn J. E.* The extragalactic nature of CL 4. — *Astrophys. J.*, 1981, vol. 249, p. L1.

УДК 524.7

НАБЛЮДЕНИЯ ВНЕГАЛАКТИЧЕСКИХ РАДИОИСТОЧНИКОВ НА ВОЛНАХ 8,2 И 13,5 ММ

В. А. Ефанов, И. Г. Моисеев, Н. С. Нестеров

Приведены результаты наблюдений 95 внегалактических радиоисточников на волнах 8,2 и 13,5 мм, полученные на 22-м радиотелескопе КАО АН СССР в 1979—1982 гг. Кратко обсуждаются наблюдаемые вариации излучения источников на миллиметровых волнах.

THE OBSERVATIONS OF EXTRAGALACTIC RADIO SOURCES AT 8.2 and 13.5 mm wavelengths, by V. A. Efanov, I. G. Moiseev, N. S. Nesterov. — The results of observations of 95 extragalactic radio sources at 8.2 and 13.5 mm wavelengths obtained with help of 22-meter radio telescope of Crimean Astrophysical Observatory in 1979—1982 are given. The observed emission variations of sources at millimeter waves are discussed briefly.

Регулярные наблюдения внегалактических радиоисточников с целью исследования их спектров и переменности излучения на миллиметровых волнах были начаты в 1973 г. в КАО АН СССР с помощью 22-м радиотелескопа. Результаты наблюдений, полученные на волне 13,5 мм, в основном опубликованы в период 1973—1978 гг. в [1, 2]. Здесь представлены данные измерений за 1979—1982 гг., выполненные на волнах 13,5 и 8,2 мм. Как и в предыдущий период, наблюдались в основном компактные радиоисточники с плоскими спектрами.

При измерениях, описанных здесь, использовались как радиометры с мазерами на входе с чувствительностью около 0,05 К на обеих волнах, так и широкополосные приемники с чувствительностью 0,20 К при постоянной

времени выхода 1 с. Угловое разрешение радиотелескопа составляло 1',65 на 8,2 и 2',55 на 13,5 мм. Измерения антенных температур от источников проводились двумя методами: сканированием и методом «on — on». На обеих волнах применялась модуляция диаграммы направленности с помощью двух облучателей, разнесенных в азимутальной плоскости. Сигнал регистрировался в аналоговом и цифровом видах и обрабатывался в реальном времени с помощью ЭВМ.

Измерения проводились дифференциальным методом, для чего через 1—2 ч наблюдались калибровочные источники, принятые плотности потоков и яркостные температуры для которых приведены в табл. 1. Указанные

Таблица 1

Длина волны, мм	Принятые величины для источников			
	DR 21, Ян	3С 274, Ян	Юпитер, Т, К	Сатурн, Т, К
8,2	18,3	14,3	158	148
13,5	19,5	21,5	138	128

в табл. 1 величины согласуются между собой с точностью до 1%, а их абсолютные ошибки не превышают 3%. Более подробно методика наблюдений и обработки данных описана в [1].

Измеренные плотности потоков от 95 радиоисточников в различные моменты времени приведены в табл. 2. Содержание ее колонок следующее: 1 — номер источника по порядку, 2 — обозначение объекта в системе МАС, 3 — название его по наиболее употребительным каталогам, 4 — момент наблюдения, 5 и 6 — измеренные плотности потоков и их среднеквадратичные ошибки для волны 13,5 мм. Колонки 7—9 содержат те же данные и в том же порядке, что и колонки 4—6, но для волны 8,2 мм. Плотности потоков в таблице являются усредненными величинами за отрезок времени около 0,01 года (~4 сут).

Как показывает внимательное рассмотрение данных таблицы совместно с результатами измерений за более ранний период, большинство наблюдавшихся радиоисточников с достаточным количеством измерений обнаруживают переменность излучения, существенно превосходящую ошибки измерений. Этот факт объясняется тем, что мы наблюдали в основном радиоисточники с плоскими радиоспектрами, которые в 90—100% случаев оказываются переменными в радиодиапазоне [3]. Плотности потоков от 32 радиоисточников с переменным радиоизлучением на волне 13,5 мм в период с 1973 по 1982 г. по данным таблицы и приведенным в [1, 2] нанесены на рисунке в зависимости от времени.

При рассмотрении рисунка можно выделить следующие типы радиоисточников по характеру их переменности: 1) быстропеременные источники с характерным временем изменения плотностей потоков (от минимума к максимуму или наоборот) 0,1—1 год; к ним относятся в основном лацертиды: 0235+16, 0735+17, OJ 287, NRAO 530, 1749+09 и BL Lac; 2) объекты с медленными изменениями потоков за время 2—10 лет: 0106+01, 3С 111, 1335—12, 3С 345, 2134+00 и др.; 3) объекты, обладающие как быстрыми, так и медленными изменениями: 3С 84, NRAO 150, 3С 120, 4С 39.25, 3С 273, 3С 279, 3С 454.3. Но в последней группе оказались источники наиболее мощные из наблюдавшихся нами. Не исключено, что при повышении точности измерений быстрые колебания потоков с небольшими амплитудами могут быть обнаружены и у источников во второй группе. С другой стороны, у быстропеременных источников первой группы бывают периоды, когда их мощность изменяется слабо и медленно. Например, у BL Lac такой период был в 1977—1980 гг. (см. рисунок и данные в [4]). Все это указывает на условность такого деления источников по характеру колебаний. Распределение источников в зависимости от количества всплесков у них за определенный интервал времени также не показывает разделения их на отдельные груп-

Таблица 2

Источники	Другое наименование	$\lambda = 13,5$ мм			$\lambda = 8,2$ мм			
		Эпоха наблюдений	Поток, Ян	Стандартная ошибка $\pm \sigma$	Эпоха наблюдений	Поток, Ян	Стандартная ошибка $\pm \sigma$	
1	2	3	4	5	6	7	8	9
1	0048-09	ОВ-080	1980,76	1,18	0,24			
2	0106+01	4С 01.02	1981,28	4,75	0,47			
			1981,73	3,87	0,16	1981,74	3,54	0,49
			1982,12	4,09	0,80			
3	0219+42	3С 66	1979,74	0,58	0,16			
4	0229+43	OD 148	1980,06	2,99	0,27			
			1981,28	2,12	0,21			
5	0234+28	СТД 20	1980,06	1,81	0,33			
6	0235+16		1979,74	1,97	0,32			
			1979,89	2,18	0,44			
			1980,03	3,50	0,30			
			1980,22	1,76	0,60			
			1980,72	2,42	0,13			
			1981,28	1,91	0,46			
			1981,73	3,13	0,30	1981,75	4,26	0,34
			1982,12	4,22	0,48			
7	0239+10	OD+166	1980,03	1,16	0,30			
8	0300+47	4С 47.08	1980,06	2,10	0,39			
			1981,73	2,53	0,09			
			1982,12	2,18	0,66			
			1982,24	2,20	0,50			
9	0306+10	OE 110	1980,03	1,16	0,43			
10	0316+41	3С 84	1979,23	38,5	3,9			
			1979,74	43,2	1,2			
			1979,89	40,6	0,7			
			1980,03	44,2	1,70	1981,15	59,90	1,82
			1980,07	46,9	0,90	1981,17	59,14	1,16
			1970,24	43,9	0,77	1981,21	60,10	0,68
			1980,72	47,5	0,91	1981,25	60,15	1,59
			1981,28	53,21	0,80	1981,70	62,20	1,92
			1981,54	56,8	2,00			
			1981,73	55,1	1,04	1981,74	58,30	1,79
			1982,12	56,3	1,01	1982,17	55,58	0,71
			1982,13	54,7	1,35	1982,23	56,80	2,8
			1982,21	51,8	1,2			
			1982,24	57,2	1,74			
11	0316+16	СТА 21	1980,03	1,81	0,28			
12	0336-01	СТА 26	1980,03	0,87	0,27			
13	0355+50	NRAO 150	1979,23	10,9	2,70			
			1979,89	9,10	0,21			
			1980,03	10,41	0,50			
			1980,07	10,0	1,30			
			1980,22	9,76	0,41			
			1980,81	8,88	0,50	1981,16	6,97	0,86
			1981,28	7,30	0,30	1981,17	6,89	0,56
			1981,54	6,33	0,37	1981,25	7,63	0,78
			1981,73	7,46	0,30	1981,74	8,01	0,76
			1982,12	9,19	0,64	1982,17	6,87	0,29
			1982,23	6,18	0,32	1982,23	7,16	0,40
14	0415+37	3С 111	1979,74	2,15	0,24			
			1980,22	1,98	0,42			
			1980,81	2,25	0,28			
			1981,54	2,51	0,30			
			1981,73	1,71	0,11	1981,25	1,69	0,32
			1982,13	1,92	0,41			
15	0420-01	OF-035	1980,06	4,77	0,32			
			1980,22	6,03	0,92			
			1981,28	6,65	0,69	1981,74	4,42	0,31
			1981,54	5,81	0,58			
			1981,73	4,73	0,21	1982,17	4,48	0,49
16	0422+00	OF+038	1981,28	1,77	0,37			
17	0428+20		1980,72	2,40	0,30			
18	0430+05	3С 120	1979,89	1,98	0,16			
			1980,03	2,53	0,14			
			1980,22	2,69	0,20			
			1980,72	2,40	0,30			

Таблица 2 (продолжение)

Источник		Другое наименование	$\lambda = 13,5 \text{ мкм}$			$\lambda' = 8,2 \text{ мкм}$		
			Эпоха наблюдений	Поток, Ян	Стандартная ошибка $\pm \sigma$	Эпоха наблюдений	Поток, Ян	Стандартная ошибка $\pm \sigma$
1	2	3	4	5	6	7	8	9
19	0433+29	3C 123	1981,25	1,75	0,22	1981,25	2,23	0,75
			1981,73	2,71	0,20			
			1980,06	3,52	0,21			
			1980,72	2,20	0,27			
			1981,73	3,30	0,20			
20	0500+01	OG+003	1981,73	0,89	0,18	1981,19	2,06	0,50
			1980,07	3,48	0,56			
			1980,24	3,41	0,46			
			1980,72	4,03	0,17			
			1981,28	3,09	0,10			
21	0528+13	OG 149	1981,73	3,26	0,25	1981,25	2,26	0,68
			1982,21	4,01	0,51	1981,75	2,50	0,36
			1980,23	3,00	0,73			
			1980,23	0,76	0,26			
			1980,06	1,29	0,26			
22	0538+49	3C 147	1982,21	2,17	0,43			
			1980,06	1,98	0,32			
			1980,23	1,96	0,15	1981,17	2,04	0,49
			1980,72	1,75	0,20	1981,19	1,61	0,60
			1981,25	2,70	0,20			
23	0539-05	O A 198	1981,73	2,25	0,19	1981,75	2,29	0,30
			1982,18	2,03	0,64	1982,17	1,89	0,25
			1982,20	2,50	0,33			
			1979,89	2,58	0,22			
			1980,03	1,49	0,10			
24	0552+398	O A 198	1980,06	1,93	0,34			
			1980,22	2,32	0,16	1981,17	2,49	0,48
			1980,74	1,91	0,13	1981,19	2,22	0,34
			1981,27	1,82	0,30	1981,25	2,38	0,45
			1981,73	3,58	0,34			
25	0624-05	3C 161	1982,20	3,95	0,52			
			1980,06	2,12	0,09	1981,17	1,74	0,84
			1980,22	2,04	0,34			
			1980,06	1,05	0,22			
			1980,03	1,50	0,22			
26	0642+44	OH 471	1980,14	1,34	0,26			
			1980,06	0,85	0,19			
			1980,06	0,77	0,07			
			1980,06	1,29	0,11			
			1979,89	3,97	0,15			
27	0735+17	OJ 287	1980,03	4,07	0,13	1981,17	5,13	0,36
			1980,06	4,86	0,47	1981,19	4,12	0,33
			1980,22	4,59	0,17	1981,25	5,28	0,36
			1980,41	4,30	0,35			
			1980,74	2,89	0,25			
28	0736+01	4C-0028	1981,27	5,19	0,39			
			1981,54	7,01	0,31			
			1981,73	7,06	0,39	1981,75	6,10	0,39
			1982,17	3,40	0,36	1982,17	3,31	0,31
			1982,20	3,91	0,35	1982,24	2,87	0,48
29	0743-00	OI 090.4	1982,23	3,99	0,45			
			1980,06	2,36	0,24	1982,18	1,41	0,33
			1980,22	2,84	0,50			
			1980,03	2,10	0,17			
			1980,06	0,77	0,29			
30	0748+12	OI-131	1979,89	5,53	0,21			
			1980,03	4,34	0,54			
			1980,06	5,33	0,41			
			1980,24	6,26	0,51	1981,25	2,92	0,50
			1980,14	1,34	0,26			
31	0754+10	OI 090.4	1980,06	0,85	0,19			
			1980,06	0,77	0,07			
			1980,06	1,29	0,11			
			1980,06	1,29	0,11			
			1980,06	1,29	0,11			
32	0818-128	OI-131	1980,06	1,29	0,11			
			1980,06	1,29	0,11			
			1980,06	1,29	0,11			
			1980,06	1,29	0,11			
			1980,06	1,29	0,11			
33	0834-20	OI-131	1980,06	1,29	0,11			
			1980,06	1,29	0,11			
			1980,06	1,29	0,11			
			1980,06	1,29	0,11			
			1980,06	1,29	0,11			
34	0851+20	OJ 287	1979,89	3,97	0,15			
			1980,03	4,07	0,13	1981,17	5,13	0,36
			1980,06	4,86	0,47	1981,19	4,12	0,33
			1980,22	4,59	0,17	1981,25	5,28	0,36
			1980,41	4,30	0,35			
35	0906+01	3C 218	1980,74	2,89	0,25			
			1981,27	5,19	0,39			
			1981,54	7,01	0,31			
			1981,73	7,06	0,39	1981,75	6,10	0,39
			1982,17	3,40	0,36	1982,17	3,31	0,31
36	0915-11	3C 218	1982,20	3,91	0,35	1982,24	2,87	0,48
			1982,23	3,99	0,45			
			1980,06	2,36	0,24	1982,18	1,41	0,33
			1980,22	2,84	0,50			
			1980,03	2,10	0,17			
37	0917+44	OK 037	1980,06	0,77	0,29			
			1980,06	0,77	0,29			
			1980,06	0,77	0,29			
			1980,06	0,77	0,29			
			1980,06	0,77	0,29			
38	0922+00	OK 037	1980,06	0,77	0,29			
			1980,06	0,77	0,29			
			1980,06	0,77	0,29			
			1980,06	0,77	0,29			
			1980,06	0,77	0,29			
39	0923+39	4C 39.25	1979,89	5,53	0,21			
			1980,03	4,34	0,54			
			1980,06	5,33	0,41			
			1980,06	5,33	0,41			
			1980,24	6,26	0,51	1981,25	2,92	0,50

Таблица 2 (продолжение)

Источник		Другое наименование	$\lambda = 13,5 \text{ мм}$			$\lambda = 8,2 \text{ мм}$		
			Эпоха наблюдений	Поток, Ян	Стандартная ошибка $\pm \sigma$	Эпоха наблюдений	Поток, Ян	Стандартная ошибка $\pm \sigma$
1	2	3	4	5	6	7	8	9
			1980,41	5,08	0,49			
			1980,74	4,40	0,21			
			1981,27	5,05	0,21			
			1981,73	3,67	0,29			
			1982,19	2,71	0,39			
40	0945+40	OK +476	1980,24	1,11	0,28			
41	1032-19		1980,06	1,19	0,16			
42	1034-29	OL -259	1980,06	2,31	0,20			
43	1040+12	3C 245	1980,06	1,01	0,10			
44	1055+01	OL 093	1980,03	2,59	0,14			
			1980,22	3,20	0,81	1981,18	2,56	0,58
			1980,74	3,78	0,13	1981,19	1,81	0,23
			1981,28	3,21	0,25	1982,18	1,69	0,30
45	1101+38	Mark 421	1980,23	0,29	0,07			
46	1127-14		1980,06	2,57	0,15			
47	1219+04		1980,24	0,86	0,20			
48	1219+28	ON +231	1980,24	2,27	0,27	1981,25	1,69	0,29
			1982,20	1,48	0,47			
49	1222+13	3C 272.1	1980,24	0,85	0,12			
50	1226+02	3C 273	1979,22	24,5	2,5			
			1979,89	20,65	0,42			
			1980,03	20,23	0,51			
			1980,06	21,97	0,35	1981,18	31,3	1,12
			1980,23	22,64	0,50	1981,22	30,53	1,08
			1980,27	23,80	1,20			
			1980,41	24,90	1,02	1981,25	31,40	0,79
			1980,73	26,85	0,63	1981,27	29,35	0,36
			1980,76	25,49	1,39			
			1981,26	30,57	0,42	1981,29	34,2	1,3
			1981,73	41,52	0,80	1981,70	37,2	1,10
			1982,18	35,68	0,74	1982,19	28,74	0,37
			1982,20	33,03	0,96	1982,20	28,79	1,20
			1982,23	36,6	1,7	1982,24	30,10	1,05
51	1243-07		1979,89	1,27	0,14			
52	1253-05	3C 279	1979,89	8,75	0,25			
			1980,03	8,38	0,32			
			1980,06	9,15	0,21	1981,17	7,01	0,88
			1980,18	7,69	0,57	1981,19	9,30	0,56
			1980,41	8,58	0,64	1981,25	9,62	0,89
			1980,74	9,29	0,24	1981,27	7,33	0,43
			1981,27	10,88	0,43	1981,29	10,85	1,20
			1981,73	14,35	0,27	1981,70	11,42	0,69
			1982,18	12,38	0,72	1982,18	10,05	0,48
			1982,20	12,94	0,76	1982,24	13,73	0,87
			1982,23	9,87	0,63			
53	1308+32		1980,07	1,59	0,52			
			1980,41	2,82	0,50	1981,25	2,43	0,20
			1980,76	2,41	0,25			
54	1335-12		1979,89	6,45	0,26			
			1980,22	6,80	0,41			
			1980,26	6,77	0,90			
			1980,41	6,26	0,43			
			1981,28	5,1	0,75	1981,25	2,43	0,92
			1981,73	3,87	0,80	1981,69	2,20	0,90
			1982,17	2,32	0,52	1982,17	2,67	0,37
55	1404+28	OQ 208	1980,06	0,91	0,16			
			1980,74	0,56	0,26			
56	1502+10	OR 103	1980,40	1,40	0,18	1982,24	0,76	0,26
57	1510-08		1980,07	3,78	0,31			
			1980,23	2,88	0,36			
			1980,74	4,97	0,29			

Таблица 2 (продолжение)

Источник		Другое наименование	$\lambda = 13,5$ мм			$\lambda = 8,2$ мм		
			Эпоха наблюдений	Поток, Ян	Стандартная ошибка $\pm \sigma$	Эпоха наблюдений	Поток, Ян	Стандартная ошибка $\pm \sigma$
1	2	3	4	5	6	7	8	9
			1981,27	2,88	0,20			
			1981,73	4,25	0,85	1982,17	1,81	0,21
			1982,13	2,47	0,26	1982,20	2,32	0,21
			1982,17	3,85	0,68			
58	1535+00		1980,24	1,09	0,20			
59	1555+00	DA 393	1980,24	0,83	0,24			
			1980,40	0,45	0,15			
			1981,73	0,64	0,18			
60	1611+34	DA 406	1982,23	1,62	0,23	1981,27	2,96	0,74
61	1624+41	OS +440	1982,23	0,45	0,43			
62	1633+38	OS +356	1981,70	2,77	0,40	1981,27	2,33	0,65
			1981,72	2,19	0,33	1982,20	3,03	0,43
			1981,73	2,18	0,41	1982,24	2,63	0,25
			1982,20	2,89	0,21			
63	1636+47	OS 460	1982,13	1,16	0,38			
64	1638+39	NRAO 512	1980,74	0,33	0,18			
			1981,72	1,51	0,23			
			1982,12	1,34	0,31			
65	1641+39	3C 345	1979,73	10,90	0,70			
			1979,89	9,66	0,42	1981,25	12,44	1,64
			1980,06	9,84	0,72	1981,27	12,90	0,25
			1980,22	11,24	0,72	1981,29	13,70	1,5
			1981,28	15,47	0,36	1981,70	16,34	0,69
			1981,54	17,90	1,04	1981,74	15,89	1,28
			1981,73	16,60	0,42	1981,75	14,66	1,00
			1982,12	16,94	0,83	1982,18	14,08	0,52
			1982,18	16,39	0,72	1982,20	16,03	0,78
			1982,20	16,94	0,80	1982,24	18,57	1,83
			1982,23	17,90	0,72			
66	1652+39	Mark 501	1979,74	0,84	0,54			
			1982,20	0,56	0,42			
67	1730-13	NRAO 530	1980,03	4,42	0,22			
			1980,06	4,60	0,28			
			1980,41	2,40	0,29			
			1980,74	3,69	0,34			
			1981,28	4,16	0,54			
			1981,73	5,44	0,48			
			1982,18	4,04	0,53			
68	1741-03		1980,79	2,84	0,21			
69	1749+09	OT 081	1979,89	7,17	0,34			
			1980,03	5,40	1,1			
			1980,07	2,97	0,34			
			1980,22	4,76	1,51			
			1980,26	3,25	0,58			
			1980,40	2,28	0,13			
			1980,74	2,97	0,34			
			1980,76	2,94	0,12			
			1981,27	2,65	0,31			
			1981,73	3,49	0,28	1981,75	2,81	0,41
			1982,11	1,32	0,56	1982,20	1,05	0,52
70	1807+69	3C 371	1980,76	1,44	0,20			
71	1823+56	OU +539	1980,41	2,44	0,21			
72	1828+48	3C 380	1979,74	2,86	0,40			
			1980,41	2,12	0,32			
			1980,74	2,49	0,15			
73	1845+79	3C 390.3	1980,76	1,48	0,15			
74	1921-29	OV-236	1979,74	10,70	0,90			
			1980,76	10,40	0,44			
			1981,27	8,74	1,21			
			1981,54	7,24	1,08			
			1981,73	9,41	1,21	1982,13	9,18	1,45
			1982,13	9,44	0,92	1982,19	7,73	0,70

Таблица 2 (продолжение)

Источник		Другое наименование	$\lambda = 13,5 \text{ мкм}$			$\lambda = 8,2 \text{ мкм}$		
			Эпоха наблюдений	Поток, Ян	Стандартная ошибка $\pm \sigma$	Эпоха наблюдений	Поток, Ян	Стандартная ошибка $\pm \sigma$
1	2	3	4	5	6	7	8	9
75	1954+51	OV +591	1980,74	1,28	0,21			
76	1957+40	3C 405	1979,74	62,50	4,10	1981,26	29,60	0,81
			1980,72	62,84	2,09			
77	2005+40		1980,03	2,39	0,41			
			1980,06	2,96	0,40			
			1981,28	4,14	0,20			
			1981,54	4,15	0,15			
			1981,73	4,70	0,55	1981,75	2,46	0,38
			1982,15	2,98	0,51			
78	2021+61	OW 637	1980,07	1,72	0,14			
			1980,41	1,98	0,17			
			1980,74	1,76	0,15			
			1981,73	1,39	0,24			
79	2037+51	3C 418	1979,74	4,42	0,48			
			1980,03	3,55	0,23			
			1980,22	4,99	1,24			
			1980,41	3,15	0,22			
			1980,74	2,76	0,14			
			1981,28	3,47	0,21			
			1981,54	3,01	0,38			
			1981,73	3,50	0,16	1981,75	3,03	0,53
80	2048+31	CL 4	1979,73	0,58	0,17			
			1980,41	1,32	0,15			
			1980,74	0,57	0,18			
			1981,54	0,40	0,03			
			1981,73	0,13	0,20			
81	2121+05	OX 036	1979,73	3,40	0,37			
			1980,75	2,70	0,31			
			1981,73	1,48	0,16			
82	2128-12		1979,74	3,42	0,46			
			1980,75	2,84	0,42	1981,75	3,28	0,34
			1981,73	3,95	0,38			
83	2128+04		1982,13	0,77	0,61			
84	2131-02	4C-02.81	1980,74	2,06	0,35			
			1980,76	3,26	0,26			
			1981,73	2,99	0,31			
			1982,13	2,19	0,29			
85	2134+00	OX+057	1979,74	4,89	0,27			
			1980,75	5,30	0,23			
			1981,28	4,78	0,56			
			1981,54	3,53	0,34			
			1981,73	5,38	0,39	1981,75	2,63	0,72
			1982,12	4,33	0,35			
			1982,26	4,75	0,23			
86	2145+06	OX+076	1980,75	5,43	0,77			
			1981,28	5,38	0,82	1981,70	6,06	1,26
			1981,54	5,36	0,38			
			1981,73	6,46	0,16	1981,74	5,77	0,62
			1982,12	4,36	0,32	1982,18	3,18	0,24
87	2155-15	OX-192	1981,73	2,19	0,26			
			1981,74	2,52	0,40			
88	2200+42	BL Lac	1979,74	2,52	0,40			
			1980,03	6,39	0,28			
			1980,07	5,27	0,22			
			1980,22	4,60	0,68			
			1980,72	11,61	0,66			
			1980,76	10,37	0,69	1981,22	5,30	0,63
			1981,28	6,63	0,23	1981,70	3,39	0,41
			1981,54	4,47	0,20			
			1981,73	5,60	0,25	1981,74	3,90	0,42

Таблица 2 (окончание)

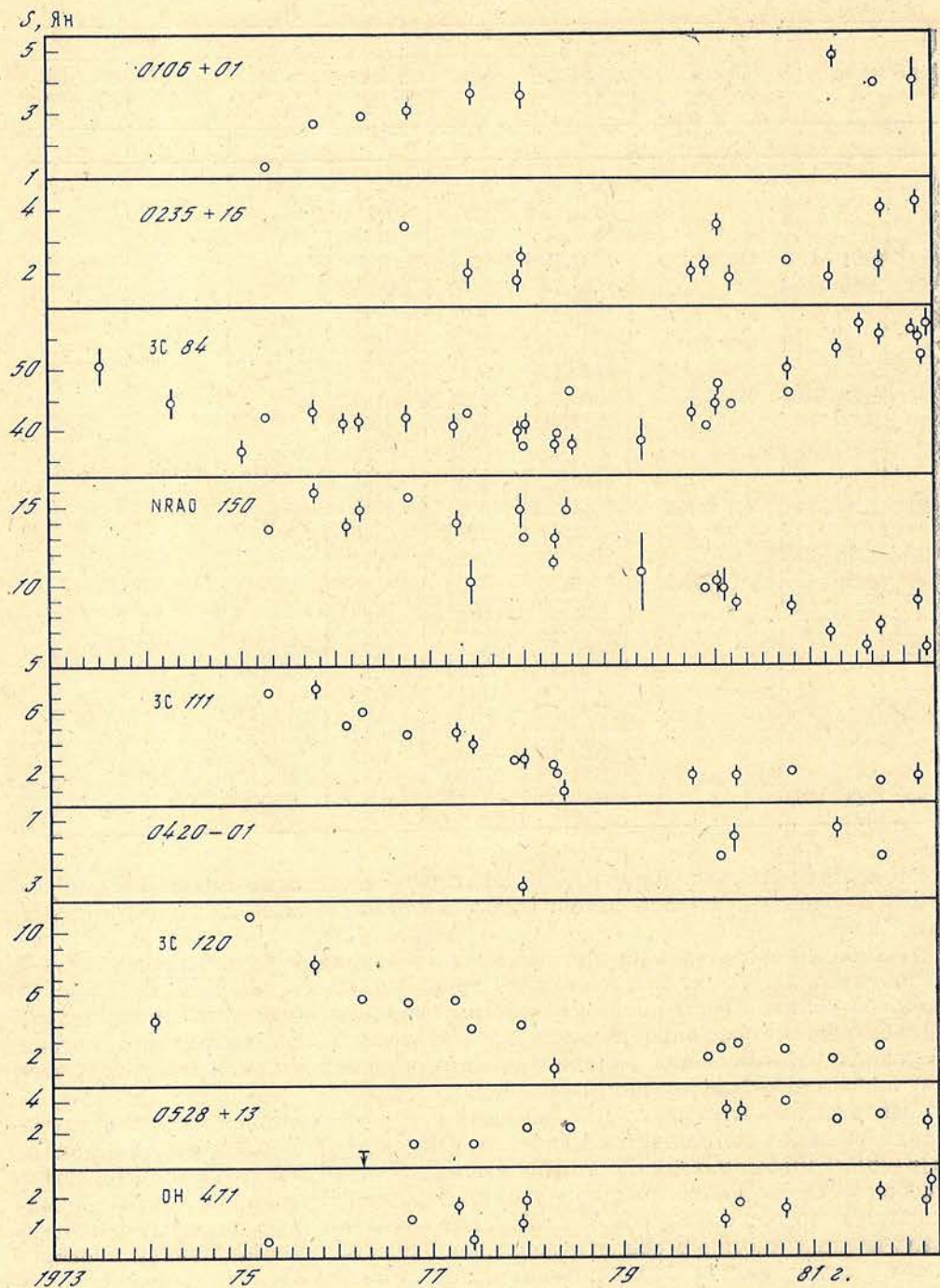
Источник		Другое наименование	$\lambda = 13,5$ мм			$\lambda = 8,2$ мм		
			Эпоха наблюдений	Поток, Ян	Стандартная ошибка $\pm \sigma$	Эпоха наблюдений	Поток, Ян	Стандартная ошибка $\pm \sigma$
1	2	3	4	5	6	7	8	9
89	2201+171	ОУ 101	1982,12	5,50	0,28	1982,18	3,27	0,35
			1982,15	4,21	0,31			
			1982,18	3,99	0,46			
90	2216-03		1980,75	1,53	0,26			
			1980,75	3,40	0,36			
			1981,28	4,09	0,45			
91	2223-05	ЗС 446	1981,54	3,32	0,42	1981,74	2,14	0,32
			1981,73	3,47	0,24			
			1982,11	5,93	0,80			
92	2230+11	СТА 102	1980,75	4,43	0,38	1981,72	7,20	0,41
			1981,28	6,02	0,42			
			1981,54	4,52	0,47			
93	2246+21		1981,72	7,11	0,53	1981,74	1,62	0,51
			1982,12	4,95	0,31			
			1982,12	3,42	0,20			
94	2251+15	ЗС 454.3	1982,12	2,99	0,46	1981,74	1,62	0,51
			1980,75	1,26	0,17			
			1979,70	6,20	1,50			
95	2254+07		1980,03	6,45	0,29	1981,24	9,59	0,89
			1980,72	10,69	0,54			
			1980,75	11,12	0,80			
			1981,28	12,50	0,27	1981,70	15,65	1,02
			1981,54	17,14	0,73			
			1981,73	17,98	0,35			
			1982,12	15,16	0,51	1981,73	15,08	0,75
			1982,15	14,13	0,43			
			1982,18	17,45	1,17			
			1981,73	0,67	0,31	1982,18	10,36	0,60

пы [5]. Можно предположить, что действует один общий механизм генерации всплесков у всех радиоисточников как для медленных, так и для быстрых колебаний.

Наиболее популярными при объяснении вариаций радиоизлучения внегалактических объектов в настоящее время являются два типа моделей: 1) выбросы облаков релятивистских частиц с замороженным магнитным полем, адиабатическое расширение которых при сохранении магнитного потока обуславливает эволюцию радиоизлучения; 2) инжекция релятивистских частиц в области с фиксированным магнитным полем.

Обсуждение этих моделей, способных в принципе объяснить и происхождение внешних компонентов двойных радиоисточников, дано, например, в [6—8]. В [8] было, в частности, показано, что наиболее полно наблюдаемые особенности вариаций радиоизлучения внегалактических объектов объясняются в моделях с преобладанием энергии магнитного поля над энергией излучающих частиц в области всплесков. Фазовые и амплитудные соотношения между изменениями потоков на сантиметровых волнах неплохо согласуются с предсказываемыми в модели с расширяющейся магнитной трубкой, являющейся как бы каналом для движущихся облаков или потоков релятивистских частиц [9, 10].

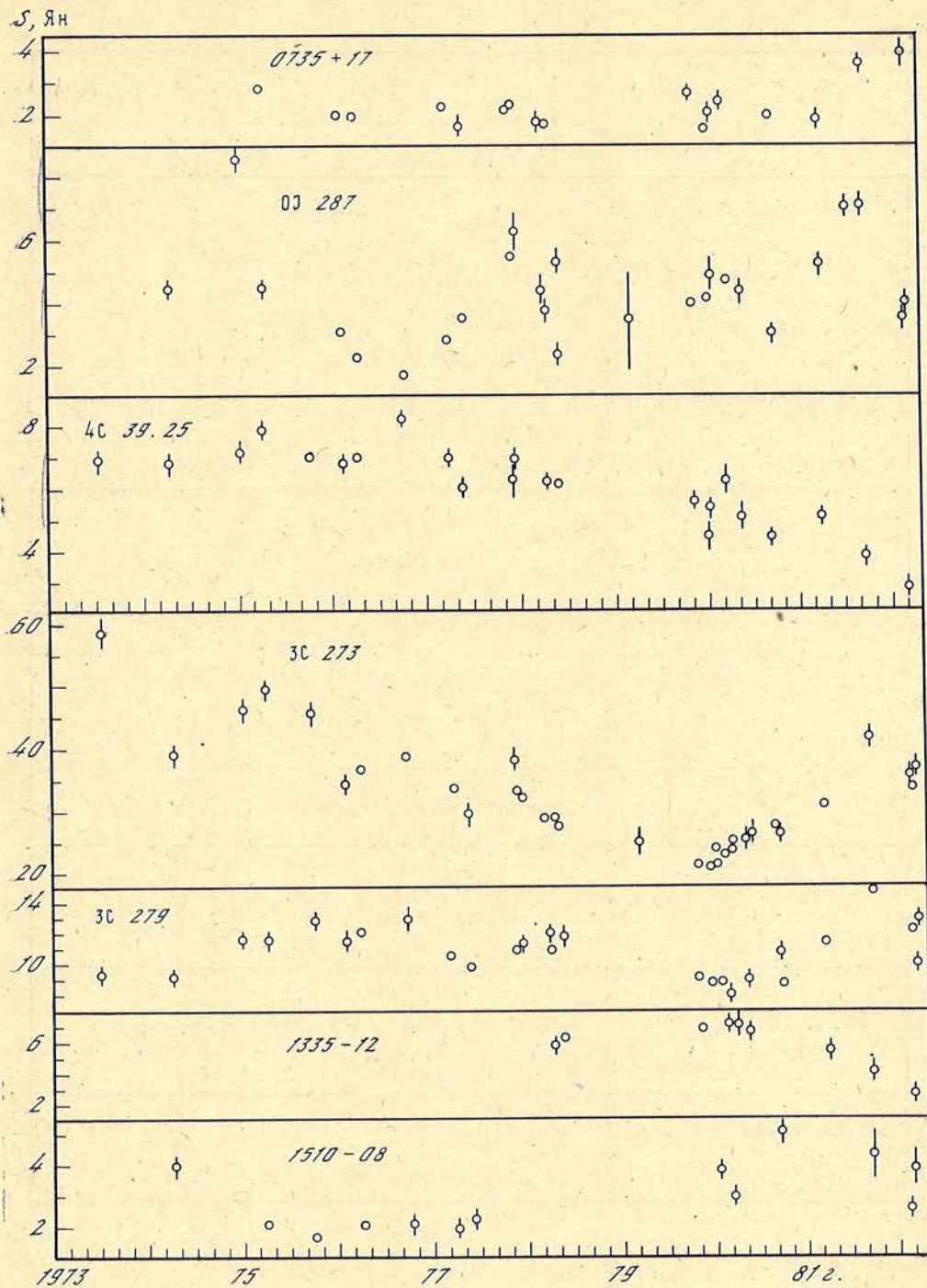
Попытки объяснения отмеченных здесь особенностей вариаций радиоизлучения на $\lambda = 13,5$ мм за характерное время меньше 1 года с амплитудами порядка 10 Ян встречаются с трудностями в модели 1. Например, если оценить верхние пределы размеров переменных компонентов источников по характерному времени изменений при скорости распространения возмущения со скоростью света, то для большинства объектов их яркостные температуры превышают значение 10^{12} К. Попытки обнаружить рентгеновское излучение, которое должно появляться при этом в результате обратного комптоновско-



Изменения во времени плотностей потоков некоторых внегалактических радиоисточников на волне 13,5 мм

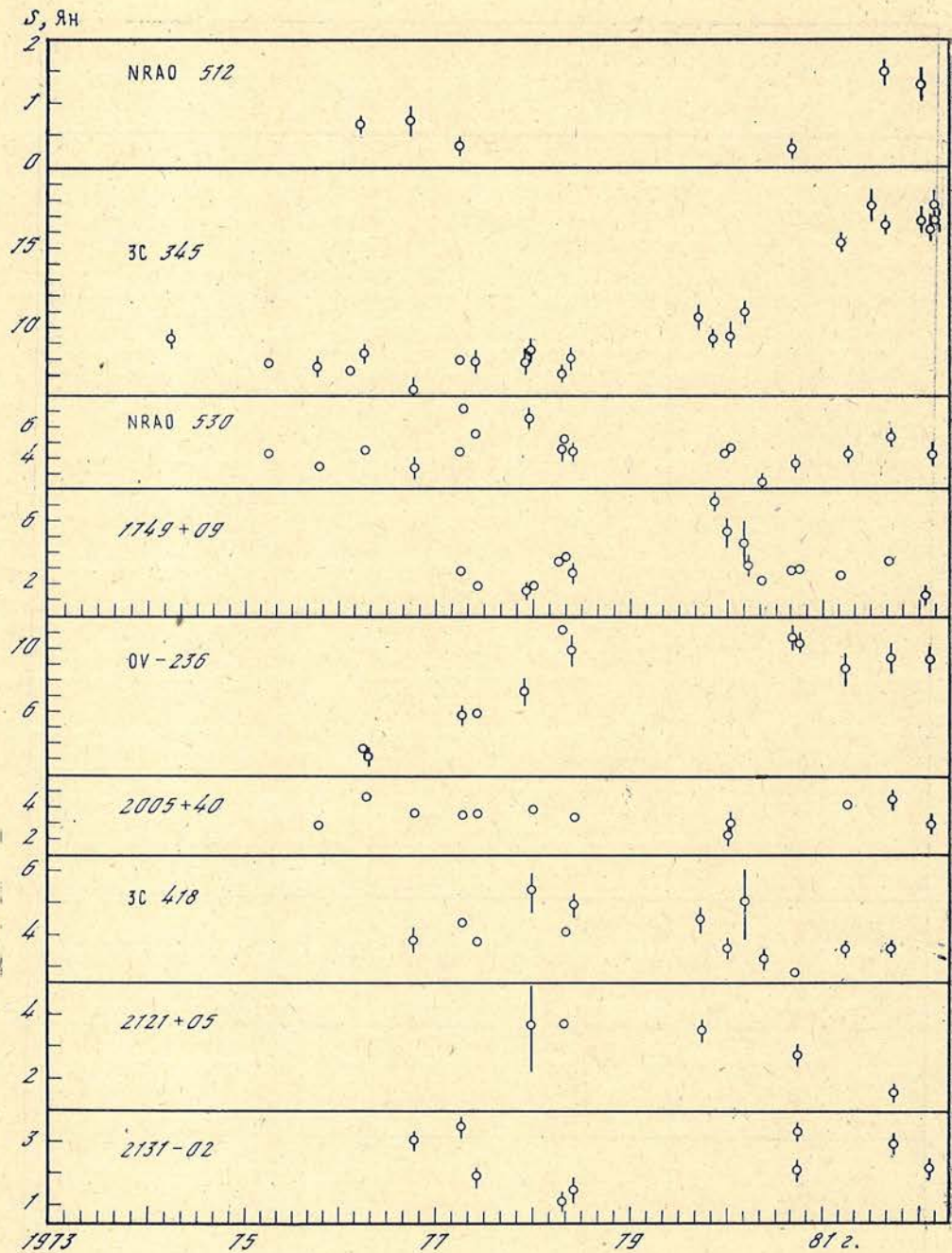
го рассеяния, дали отрицательный результат [11]. Однако такие высокие яркостные температуры могут достигаться при значительных напряженностях магнитных полей порядка 1 Гс [12].

Действительно, из условия, полученного в [13]: $H \geq 0,1\lambda^{-3/4} r^{1/4}$, где H — напряженность магнитного поля в Гс, λ — длина волны, на которой поток от источника максимален, а r — радиус источника в пк, — для $\lambda = 1,35$ см и $r \approx 0,3$ св. года $\approx 0,1$ пк получаем $H > 0,05$ Гс. При обсужде-



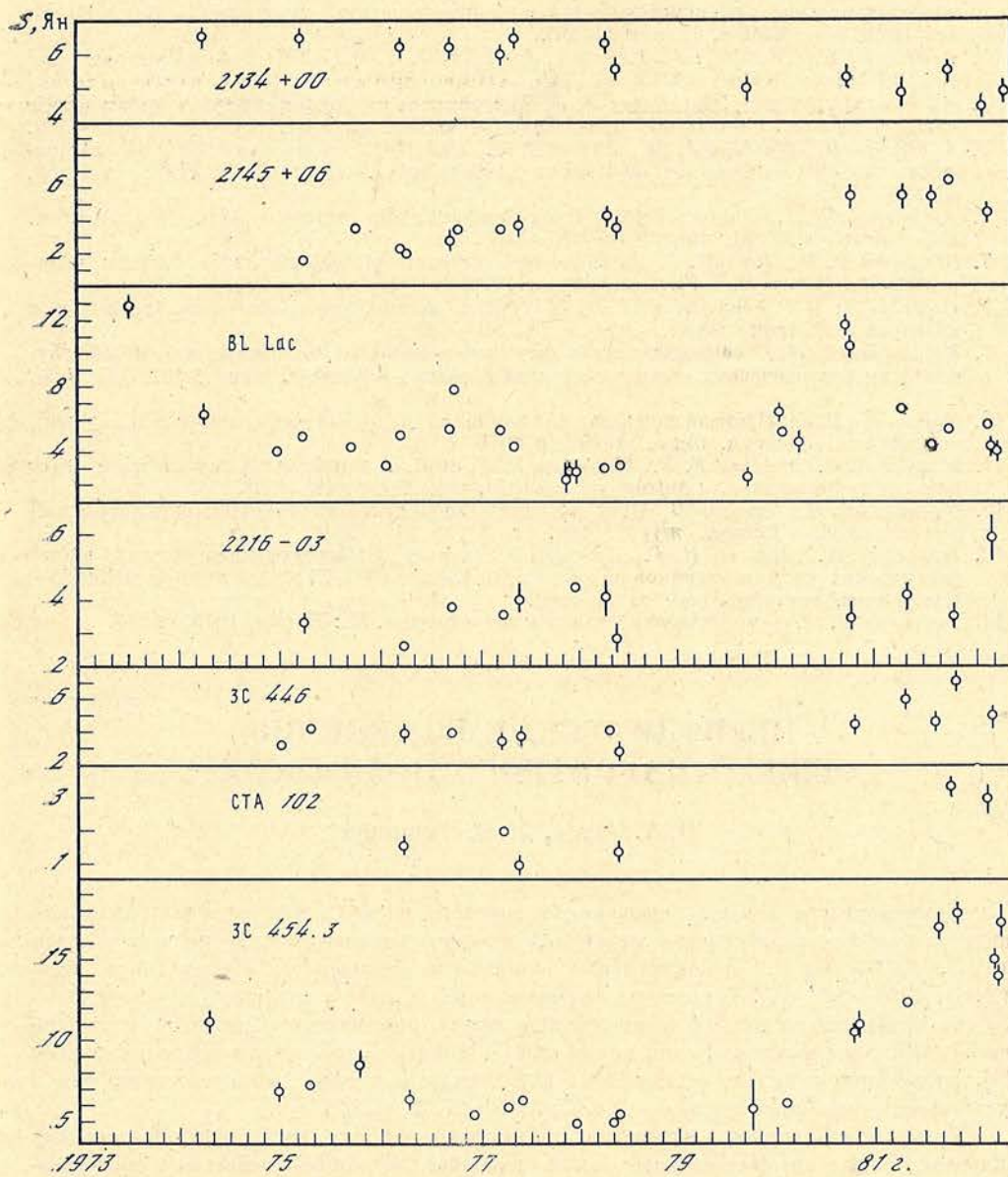
«Продолжение»

нии переменности внегалактических радиоисточников на миллиметровых волнах было показано, что источники всплесков в этом диапазоне частично оптически тонкие [1, 8, 13]. Значительный вклад в наблюдаемые изменения потоков на этих волнах будут давать как появление новых частиц в излучающих объемах, так и потери ими энергии на излучение. Если предположить, что уменьшение потоков на миллиметровых волнах происходит в основном вследствие радиационных потерь, то можно оценить верхние преде-



(Продолжение)

лы напряженностей магнитных полей в источниках. При известном времени жизни электрона t (годы) (т. е. времени, за которое его энергия уменьшается вдвое), излучающего эффективно на частоте f (ГГц), напряженность поля дается выражением [14] $H = 0,67t^{-2/3}f^{-1/3}$ (Гс). Отсюда при $t = 0,1$ года, $f = 22,2$ ГГц ($\lambda = 13,5$ мм) получаем $H < 1$ Гс для областей быстрых всплесков и $H < 0,1$ Гс для областей с медленными изменениями излучения ($t \approx \approx 5$ лет). Близкие значения напряженностей магнитных полей получены по параметрам вариаций излучения на более длинных волнах, по интерферометрическим наблюдениям магнитные поля оцениваются в 10^{-4} Гс как для переменных, так и для стационарных компонентов [6].



(Окончание)

Таким образом, наблюдаемое на 13,5 мм разнообразие изменений радиоизлучения внегалактических радиоисточников может быть объяснено тем, что за изменения потоков с разными характерными временами ответственны различные области с отличающимися напряженностями магнитных полей.

Авторы благодарны И. Д. Стрепко и П. С. Никитину за помощь при проведении наблюдений.

Май 1982 г.

Л и т е р а т у р а

1. Ефанов В. А., Моисеев И. Г., Нестеров Н. С. Обзор внегалактических радиоисточников на волне 1,35 см.— Изв. Крым. астрофиз. обс., 1979, т. 60, с. 3—13.
2. Ефанов В. А., Моисеев И. Г., Нестеров Н. С. Некоторые результаты исследований внегалактических радиоисточников в микроволновом диапазоне.— Изв. Крым. астрофиз. обс., 1980, т. 62, с. 108—116.
3. Andrew B. H., Medd W. J., Harvey G. A., Locke J. L. Variability of radio sources and spectral type.— Nature, 1972, vol. 236, p. 445—447.
4. Aller H. D., Aller M. F., Hodge P. E. The polarization of outbursts in extragalactic variable sources at centimeter wavelengths.— Astron. J., 1981, vol. 86, p. 325—339.
5. Andrew B. H., MacLeod J. M., Harvey G. A., Medd W. J. A ten year study of extragalactic variable sources at centimeter wavelengths.— Astron. J., 1978, vol. 83, p. 863—899.
6. Kellermann K. I., Pauliny-Toth I. I. K. Compact radio sources.— Ann. Rev. Astron. and Astrophys., 1981, vol. 19, p. 373—410.
7. Blandford R. D., Rees M. J. Extended and compact extragalactic radio sources: interpretation and theory.— Physica Scripta, 1978, vol. 17, p. 265—274.
8. Озерной Л. М., Улановский Л. Э. К теории радиопеременности ядер галактик и квазаров.— Астрон. журн., 1974, т. 51, с. 8—20.
9. Курильчик В. Н. О зависимости амплитуды переменного сантиметрового радиоизлучения внегалактических объектов от длины волны.— Астрон. цирк., 1979, № 1056, с. 1.
10. Курильчик В. Н. Времена запаздывания вариаций радиоизлучения переменных радиоисточников.— Астрон. цирк., 1979, № 1075, с. 5.
11. Marshner A. P., Marshall F. E., Mushotzky R. F. et al. A search for X-ray emission from bursting radio sources.— Astrophys. J., 1979, vol. 233, p. 498—503.
12. Цветанов З. И., Чаругин В. М. Яркостная температура источников с синхротронной реабсорбцией.— Астрон. журн., 1981, т. 58, с. 516—523.
13. Ефанов В. А., Моисеев И. Г., Нестеров Н. С. и др. Наблюдения переменных внегалактических радиоисточников на волнах 8 и 13 мм на РТ-22 КрАО и РТ-14 РХУТ.— Изв. Крым. астрофиз. обс., т. 68, с. 104.
14. Гинзбург В. Л. Теоретическая физика и астрофизика. М.: Наука, 1975, с. 387.

УДК 523.745-

ПЕРИОДИЧЕСКИЕ ИЗМЕНЕНИЯ ОБЩЕГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ СОЛНЦА

В. А. Котов, Л. С. Левицкий

Доминирующие периоды вращения магнитного поля Солнца изучены на основе анализа наиболее полных рядов измерений общего магнитного поля Солнца как звезды (СМП, 1968—1981 гг.) и определений полярности межпланетного магнитного поля (ММП, 1926—1981 гг.). В спектрах мощности этих данных в диапазоне периодов 26 — 30 сут присутствуют несколько дискретных линий, отвечающих определенным синодическим периодам вращения, одинаковым для СМП и ММП, что подтверждает результаты [5], полученные ранее на основе более коротких реализаций. Наиболее значимыми и устойчивыми являются периоды: $\sim 26,95$; 27,20; 27,38 и 28,21 сут.

Дискретность периодов вращения предполагает наличие на Солнце определенных широтных зон, в которых магнитное поле проявляет тенденцию вращаться с определенной, предпочтительной для данной зоны скоростью при сохранении фазовой когерентности на протяжении большого интервала времени (до 56 лет). Аналогом такой картины может служить широтная стратификация атмосферы Юпитера, сохраняющаяся на протяжении многих сотен оборотов планеты вокруг своей оси [18].

В спектре мощности (знака) ММП, построенном в интервале периодов от 25 сут до 28 лет, значительная мощность сосредоточена в районе периода ~ 1 год; эта линия связана в основном с известным эффектом Розенберга—Колемана в знаке преобладающей полярности ММП, обусловленном изменением на $\pm 7,25^\circ$ гелиошироты Земли в течение года. Два пика мощности соответствуют периодам ~ 9 и 17 лет, природа которых при их невысокой статистической значимости неясна.

PERIODIC VARIATIONS OF THE SOLAR MAGNETIC FIELD, by V. A. Kotov, L. S. Levitsky.— Dominant recurrent periods — or rotation periods — of the mean solar magnetic field have been studied using the polarity (toward or away from the Sun) of the

interplanetary magnetic field (IMF, 1926—1981), as inferred from polar geomagnetic observations, and the direct measurements of the magnetic field of the Sun seen as a star (1968—1981) [1]. The power spectra of these data reveal the set of discrete lines associated with 27—29 days (synodic) periods of the solar rotation thus confirming the previous result [5] based on the less extended data set. The most prominent peaks, in particular those at 26.95, 27.20, 27.38 and 28.21 days periods, exhibit remarkable phase-coherency over 56 years.

It is suggested that these discrete lines (periods) belong to certain latitudinal zones on the Sun where magnetic field rotates coherently and almost independently (as regards to the phase) of the 11 years cycle and of the polar field reversals occurring near epochs of the solar activity maxima. The picture, therefore, resembles the latitudinal stratification clearly seen in Jovian atmosphere where principal zonal currents are found to be stable over many rotations of the planet [18].

In addition, the present analysis of 56 years of the IMF polarity shows an existence of strong annual variation which appears to be, in the main part, by-product of the well-known Rosenberg—Coleman's effect in the IMF predominant polarity (caused by yearly variation of the Earth's heliolatitude within the limits $\pm 7^\circ.25$), and also quite significant variations of about 9 and 17 years; the significance and nature of the two latter peaks are not yet clear.

Измерения общего магнитного поля Солнца [1] вместе с данными о межпланетном магнитном поле (ММП), регистрируемом на орбите Земли, показали, что, несмотря на сложное распределение магнитного поля в фотосфере и дифференциальное вращение, в среднем поле видимой полусферы Солнца проявляется высокая степень организованности и устойчивая, существующая в течение многих лет секторная структура [2—4].

Примечательная особенность временных изменений общего магнитного поля Солнца как звезды (СМП) и ММП (точнее, его полярности) состоит в присутствии в их спектрах мощности дискретных линий, отвечающих ряду предпочтительных периодов вращения в диапазоне ~ 25 —30 сут, установленном недавно [5]. Некоторые периоды сохраняют фазовую когерентность при высокой статистической значимости на протяжении 13 (1968—1980 гг.) и даже 27 лет (по данным о полярности ММП, 1954—1980 гг.). Явление представляется весьма важным для изучения солнечного магнетизма и процессов, приводящих к генерации и перераспределению магнитного поля на Солнце, поэтому целесообразно уточнить и обосновать результаты [5] на более обширном материале.

Здесь рассматривается наиболее полный ряд определений СМП и полярности ММП, имеющийся в настоящее время, с целью определения доминирующего периода (или периодов) вращения глобального магнитного поля Солнца как звезды, а также его долговременных, с периодами $P \gtrsim (1-11)$ лет, флюктуаций.

1. Данные наблюдений и метод анализа

Основным материалом для анализа послужил временной ряд определенных знака ММП (1926—1981 гг. [6—8]); суткам с полярностью поля «от Солнца», «к Солнцу» и «неопределенной» полярностью приписывались соответственно числа +1, -1 и 0, всего 20 332 значения знака ММП за 56 лет.

Для интервала 1926—1956 гг. данные получены по наблюдениям высокоширотных геомагнитных станций северного полушария Земли, причем в 1926—1946 гг. анализировались измерения только одной станции Годхавн [8]. Однако полярность ММП по геомагнитным суточным вариациям хорошо определяется лишь для местного летнего сезона (точнее, с марта по сентябрь для станций северного полушария), а в остальное время года определения знака могут иметь заметные погрешности; это особенно справедливо для интервала 1926—1946 гг. Тем не менее для статистических исследований рассмотрение наиболее длинного ряда (56 лет), включая указанные наблюдения станции Годхавн, может быть весьма ценным.

С 1957 г. начали поступать данные с южных полярных геофизических станций, поэтому определения знака ММП стали более или менее однородными (по качеству) на протяжении всего года. После 1962 г. сведения о знаке ММП дополнены и уточнены прямыми измерениями ММП в космическом пространстве [6].

Измерения общего магнитного поля Солнца как звезды, впервые начатые А. В. Северным [1], ныне охватывают период 1968—1981 гг. и сделаны в КАО АН СССР, в обсерватории Маунт-Вилсон и Станфордской солнечной обсерватории; суммарное количество измерений СМП $N = 5783$; подробнее об этом материале см. [1, 3, 5].

Для вычисления спектров мощности и средних кривых изменения поля методом наложения эпох применялась программа для ЭВМ ЕС-1033 и статистические критерии оценки значимости результата, разработанные ранее при исследовании глобальных пульсаций Солнца (см. [9]). В процессе вычислений заданный период (изменения СМП или ММП) делится на 16 фазовых интервалов, в каждом из которых определяются среднее значение СМП (или ММП) и среднеквадратичная ошибка σ' . Затем через полученные 16 точек методом наименьших квадратов проводится синусоида, для которой определяются (гармоническая) амплитуда A и фаза максимума (момент времени, отсчитываемый от начального момента до максимума синусоиды), а также отношение $2A/\sigma$, где σ — среднее из 16 значений σ' .

Заметим, что в случае ММП среднее значение в каждом из 16 фазовых интервалов периода есть, по существу, индекс преобладающей полярности

$$A' = \frac{n_+ - n_-}{n_+ + n_- + n_0},$$

где n_+ , n_- , n_0 — число суток с полярностью ММП $+$, $-$ и 0 соответственно.

2. Доминирующие периоды вращения магнитного поля

На рис. 1 показан спектр мощности знака ММП за последние 56 лет, вычисленный в диапазоне частот от $\sim 32^{-1}$ до 25^{-1} сут $^{-1}$. Этот спектр, так же как и спектры, полученные раньше [5] для более коротких отрезков времени 13, 14 и 27 лет, состоит из набора дискретных узких линий (средняя ширина пиков на уровне $0,7 A^2$ составляет $\sim 0^d,02$). Важно отметить, что удлинение временного ряда более чем вдвое (56 лет вместо 27 в [5]) не привело к размытию линейчатого спектра в сплошной; более того, количество наиболее значимых пиков мощности осталось примерно тем же с сохранением высокой статистической значимости $2A/\sigma$, хотя амплитуда линий несколько уменьшилась (в среднем примерно в 1,6 раза). Произошло расщепление частот (линий) в области периодов $\sim 26,86 - 27^d,20$ с появлением трех новых линий: $26,86$; $27,03$ и $27^d,13$.

В табл. 1 для интервалов 1954—1980 гг. и 1926—1981 гг. приведены значения доминирующих периодов изменения (знака) ММП вместе с гармонич-

Таблица 1

ММП, 1954—1980 гг.			ММП, 1926—1981 гг.			ММП, 1954—1980 гг.			ММП, 1926—1981 гг.		
P , сут ($\pm 0^d,03$)	A	$2A/\sigma$	P , сут ($\pm 0^d,01$)	A	$2A/\sigma$	P , сут ($\pm 0^d,03$)	A	$2A/\sigma$	P , сут ($\pm 0^d,01$)	A	$2A/\sigma$
25,38	0,08	3,9	25,37	0,06	4,7	27,84	0,13	6,4	27,87	0,09	7,2
26,38	0,09	4,7	26,40	0,06	4,4	28,09	0,16	8,7	28,09	0,10	7,3
			26,86	0,10	6,8	28,20	0,23	11,7	28,21	0,15	11,0
26,98	0,18	9,7	26,95	0,13	10,0	28,40	0,17	9,2	28,41	0,08	5,4
			27,03	0,11	9,9	28,89	0,14	7,1	28,90	0,09	6,7
			27,13	0,11	8,2	29,34	0,13	7,2	29,36	0,08	5,8
27,18	0,21	14,3	27,20	0,12	9,5	29,60	0,07	4,1			
27,36	0,23	13,5	27,38	0,14	10,4				30,70	0,05	4,4
27,47	0,16	10,5	27,48	0,13	9,7						

$10^2 \cdot A^2$

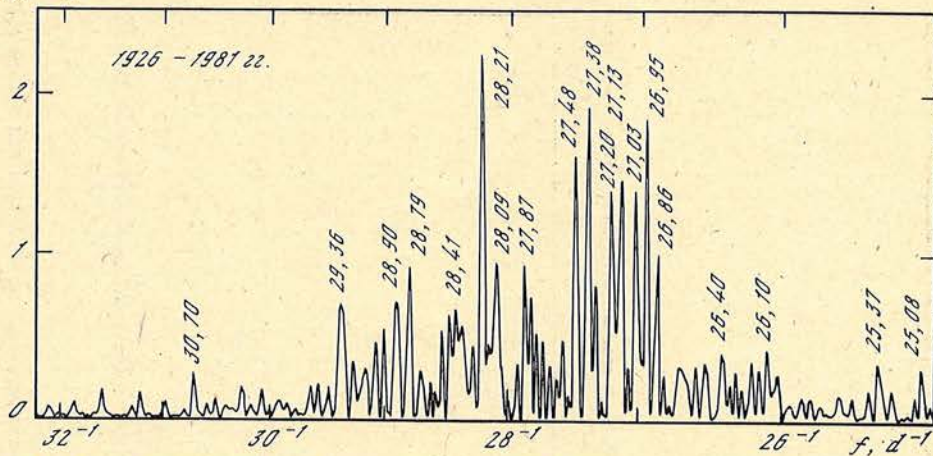


Рис. 1. Спектр мощности ММП для интервала 1926—1981 гг.

По горизонтали — частота в единицах P^{-1} , где P — в сутках; по вертикали — квадрат гармонической амплитуды в единицах $10^2 \cdot A^2$. Числами над пиками мощности отмечены наиболее значимые периоды вращения (в сутках)

ческими амплитудами A и отношениями $2A/\sigma$. Периоды P для обоих интервалов в большинстве случаев очень хорошо совпадают (в пределах точности определения, указанной в скобках); наиболее значимые пики мощности доминируют согласно [5] и в спектрах, вычисленных для более коротких реализаций, что говорит в пользу их реальности и неслучайного появления.

Сказанное выше относится также к спектру ММП, вычисленному для интервала 1944—1980 гг. (рис. 2).

На рис. 3 приведен спектр мощности СМП по измерениям в 1968—1981 гг.; по сравнению с [5] массив дополнен новыми данными 1980—1981 гг. Примечательно, что спектр СМП носит также дискретный характер, причем все наиболее значимые линии хорошо совпадают с соответствующими линиями в спектре ММП (см. также [5]).

Для наглядности в табл. 2 приведены все значения доминирующих (си-

Таблица 2

СМП 1968—1981 ($\pm 0^d,08$)	ММП 1954—1967 ($\pm 0^d,08$)	ММП 1968—1980 ($\pm 0^d,08$)	ММП 1954—1980 ($\pm 0^d,03$)	ММП 1944—1980 ($\pm 0^d,02$)	ММП 1926—1981 ($\pm 0^d,01$)
	25 ^d ,40	25 ^d ,43	25 ^d ,38	25 ^d ,36	25 ^d ,37
26 ^d ,33	26,06	26,03	26,06	26,04	26,10
26,58		26,36	26,38		26,40
26,95	26,90		26,68	26,68	
			26,98	26,98	26,86
27,19		27,12		27,04	26,95
27,40	27,16	}	27,18	27,12	27,03
	27,38		27,40	27,20	27,13
27,84	27,56		27,36	27,38	27,20
	27,76	27,80	27,47	27,46	27,38
28,16			27,84	27,46	27,48
28,45	28,16	28,24	28,09	27,84	27,87
28,69		28,46	28,20	28,08	28,09
		28,68	28,40	28,20	28,21
	28,84			28,44	28,41
29,16	29,06	28,92	28,89	28,90	28,79
	29,32	29,44			28,90
29,70	29,60	29,68	29,34	29,36	29,36
30,01		29,96	29,60		
			30,68	30,68	30,70

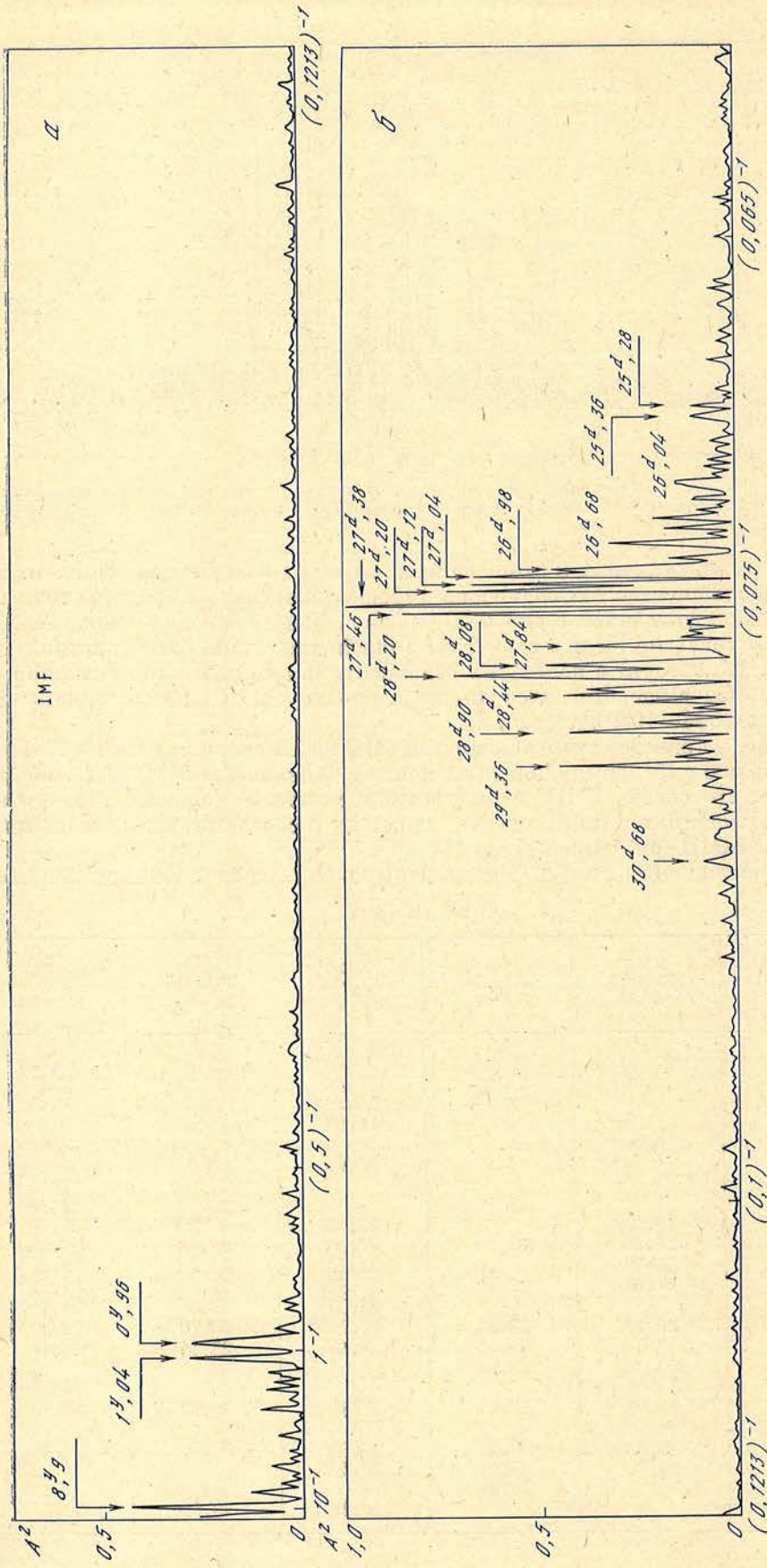


Рис. 2. Спектр мощности ММП для интервала 1944—1980 гг. По горизонтали — частота в единицах P^{-1} , где период P — в годах; по вертикали — квадрат гармонической амплитуды в произвольных единицах. Числами над пиками мощности указаны периоды изменения: в годах в годах (а) и в сутках (б)

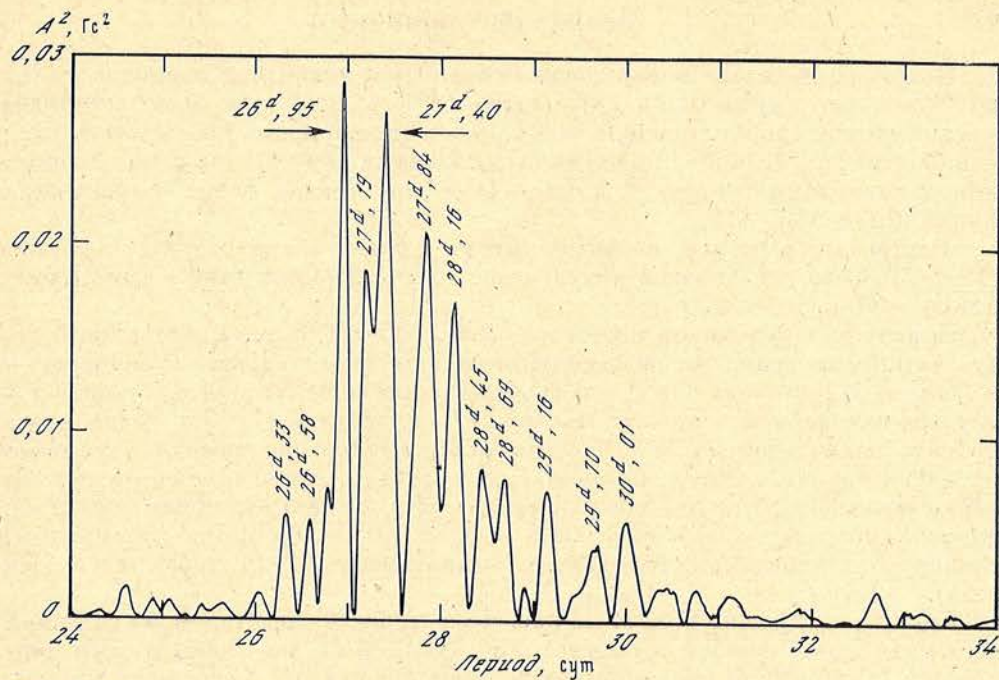


Рис. 3. Спектр мощности общего магнитного поля Солнца как звезды, 1968—1981 гг. Общее число измерений СМП $N = 5414$

нодических) периодов в спектрах СМП и ММП, вычисленные для разных интервалов времени; сверху в скобках указаны средние неопределенности значений периодов (на уровне $0,7 A^2$). Мы видим удивительное согласие большинства периодов всех шести спектров; это позволяет утверждать, что существуют определенные, устойчивые в течение нескольких циклов 11-летней активности Солнца дискретные периоды вращения солнечного магнитного поля с длительным сохранением фазовой когерентности (в течение 13—56 лет). Среди периодов наиболее значимыми и повторяющимися как в спектрах ММП, так и в спектре СМП согласно табл. 1, 2 и рис. 1—3 являются четыре значения: $26,95$; $27,20$; $27,38$ и $28,21$. Два из них хорошо известны по другим данным: значение $P \approx 26^d,96$ недавно установлено для синодического вращения фотосферы на экваторе [10]; этот период присущ также экваториальному вращению пятен; период $\sim 27^d,4$ хорошо известен в геофизике. Период $28^d,21$ соответствует периоду вращения секторной структуры $P \approx 28,0 \div 28,5$, который отчетливо выделяется на протяжении пяти циклов солнечной активности наряду с периодом $\sim 27^d$ [4].

Для спектров ММП, показанных на рис. 1, 2, также характерно наличие двух групп доминирующих линий — в области $P \approx 27,0 \div 27^d,5$ и $P \approx 27,8 \div 29^d,0$, тогда как в спектре СМП (см. рис. 3) амплитуды пиков более или менее плавно падают с ростом периода. Это можно объяснить тем, что для ММП, наблюдаемого на орбите Земли, большое значение имеет, из каких именно областей фотосферы выносятся в межпланетное пространство магнитное поле. Поскольку на определенных фазах солнечной активности рекуррентные потоки в основном связаны с открытыми магнитными структурами (корональными дырами), расположенными на умеренных и высоких гелиоширотах [11], это должно привести к усилению в спектре ММП периодов медленно вращающихся структур по сравнению с соответствующими линиями в спектре СМП.

Интересно отметить устойчивость некоторых коротких периодов в диапазоне $\sim 25,4—26^d,4$ (см. табл. 1, 2), соответствующих быстровращающимся магнитным структурам на экваторе. Столь же устойчивыми оказываются и некоторые из длинных периодов, в частности $P \approx 28,90$ и $29^d,36$ (см. табл. 2), отвечающие высокоширотным образованиям (гелиоширота $\sim 40—50^\circ$).

3. Медленные вариации

На рис. 4 показан спектр мощности ММП в диапазоне периодов от 0,3 до 28 лет, построенный по данным 1926—1981 гг. Отчетливо выделяются две группы линий: триплет около $P = 1$ г. (значения периодов 0,95; 0,99 и 1,05 г.; ошибка в определении положения максимума $\sim \pm 0,01$ г.) и два мощных пика с периодами $(9 \pm 0,4)$ г. и (17 ± 1) г., а также менее выраженная линия $(5,3 \pm 0,2)$ г.

Аналогичный спектр, вычисленный по данным о знаке ММП за 37 лет (1944—1980 гг.), показан в верхней части рис. 2; здесь также выделяются линии $\sim 0,96$; 1,04 и 9 лет.

Появление двух пиков мощности, $P \approx 0,95$ и 1,05 г., естественно в результате амплитудно-фазовой модуляции известного эффекта Розенберга — Колемана [12] в знаке преобладающей полярности ММП (эффект вызван годичным изменением гелиошироты Земли в пределах $\pm 7^\circ, 25$). Фаза этого эффекта изменяется на 180° каждый раз после переполюсовки полярного магнитного поля Солнца; при такой модуляции, имеющей полный период около 20 лет [13], вместо одного пика $P_0 = 1$ г. в спектре должна появиться пара линий с периодами $P_1 \approx 0,95$ и $P_2 \approx 1,05$ г. (остается непонятным, однако, различие амплитуд A двух компонентов P_1, P_2 примерно в 1,75 раза).

Присутствие линии 0,99 г. на рис. 4 может быть следствием: а) сезонной систематической ошибки в определении знака ММП по геомагнитным данным (см. п. 1), или б) реальной годовой вариацией СМП. В связи с этим см. обсуждение годичной периодичности в [14], а также рис. 5, на котором изображен спектр мощности СМП в диапазоне периодов от 0,22 до 2,6 г. Доминирующий пик мощности $P = (0,99 \pm 0,02)$ г., как показано в [14], не может быть приписан эффекту годичного изменения гелиошироты Земли или каким-либо сезонным или инструментальным причинам и характеризует реальное годичное изменение общего магнитного поля Солнца, наблюдаемого с Земли.

4. Обсуждение результатов

Наиболее полные ряды измерений СМП (14 лет) и определений знака ММП (56 лет) подтверждают обнаруженную ранее [5] дискретную структуру их спектров мощности в диапазоне (синодических) периодов вращения ~ 27 — 29^d . Наиболее значимые периоды вращения повторяются как в спектрах ММП (вычисленных по реализациям различной длительности, от 13 до 56 лет), так и в спектре СМП; они устойчивы и сохраняют фазовую когерентность на протяжении интервала времени до 56 лет.

Наиболее статистически значимые пики мощности в спектре ММП, 1926—1981 гг., соответствуют периодам: 26,95; 27,03; 27,13; 27,20; 27,38; 27,48 и $28^d, 21$ (неопределенность $\pm 0^d, 01$); четыре из них выделяются особенно сильно, так как они доминируют в спектрах ММП и в спектре СМП (рис. 1—3): $\sim 26,95$; 27,20; 27,38 и $28^d, 21$.

В области длинных периодов спектры ММП (рис. 2, 4) имеют сильные пики вблизи $P \approx 1$ г., обусловленные в основном эффектом Розенберга—Колемана. Любопытно, что отсутствуют периоды ~ 11 и 22 г.; вместо этого наблюдаются близкие к этим периодам линии ~ 9 и 17 лет, природа которых остается неясной (возможно, что они имеют солнечное происхождение, особенно период $P \approx 9$ лет, который появляется на всех трех реализациях ММП, 1954—1980 гг. [5], 1944—1980 гг. (см. рис. 2) и 1926—1981 гг. (см. рис. 4)).

Для того чтобы наглядно представить эти медленные изменения ММП и сопоставить их с циклом солнечной активности, были вычислены среднегодовые значения преимущественной полярности ($K = \Sigma (n_+ - n_-) / 365$, где суммирование производится на протяжении года) межпланетного поля и затем нанесены на график совместно со среднегодовыми числами Вольфа (W). Оказалось (рис. 6), что имеет место довольно четкая закономерность:

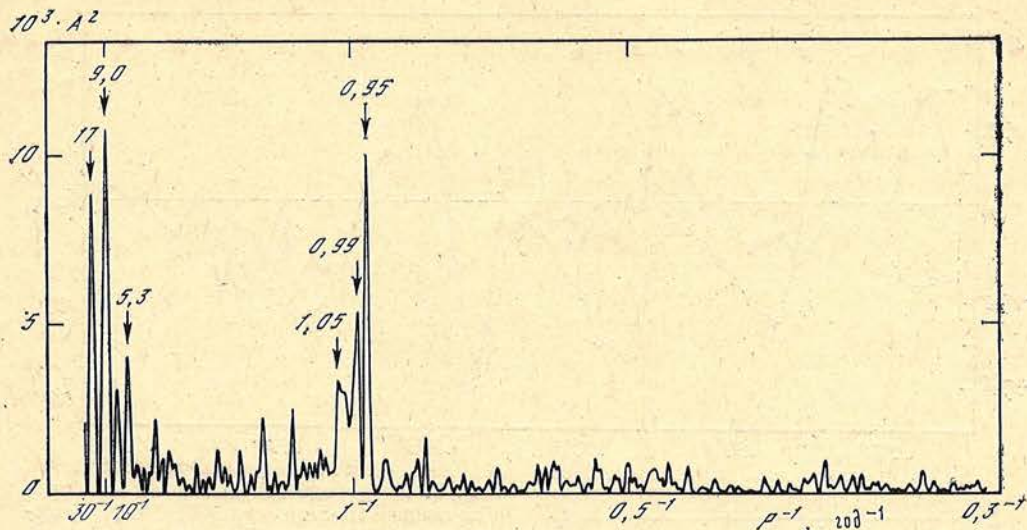


Рис. 4. Спектр мощности ММП, 1926—1981 гг.

По вертикали — квадрат гармонической амплитуды в единицах $10^3 \cdot A^2$. Числами отмечены доминирующие периоды (в годах) изменения ММП

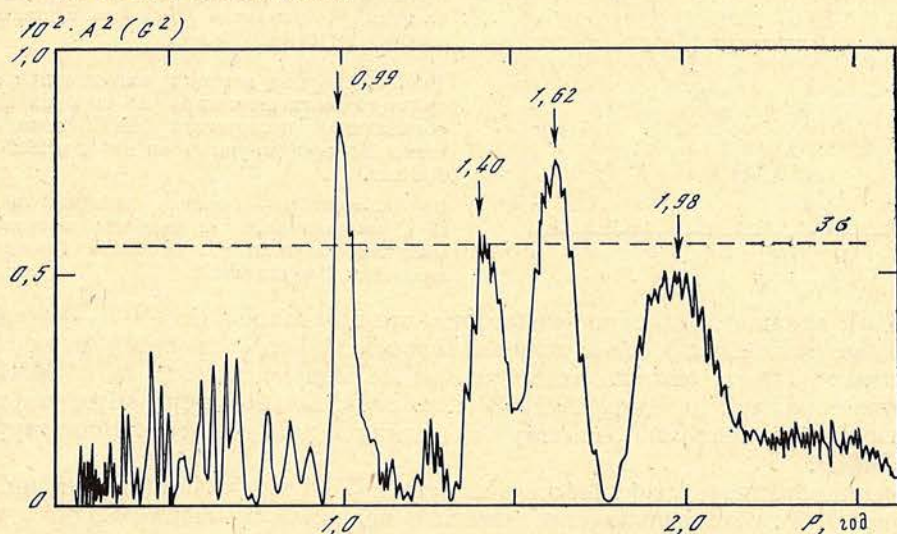


Рис. 5. Спектр мощности СМП, 1968—1981 гг., в интервале периодов от $\sim 0,22$ до $\sim 2,6$ г. Числами со стрелками отмечены наиболее значимые периоды (в годах); штриховой линией обозначен уровень достоверности 3σ . Количество измерений СМП $N = 5783$

с ростом солнечной активности возрастает преобладание отрицательной полярности ММП, а вблизи минимумов 11-летних циклов, как правило, доминирующей становится положительная полярность (эта закономерность нарушается лишь в 1926—1929 гг. и в 1978—1981 гг.)¹.

Такое поведение знака ММП особенно хорошо видно на рис. 7, на котором приведена свертка среднегодовых значений K и W в один усредненный 11-летний цикл. За нуль-пункт взяты годы максимумов солнечной активности и методом наложенных эпох вычислены средние значения K и W в интервале (Δ) от -4 до 7 лет (относительно максимума). Две кривые на рис. 7 очень хорошо совпадают, демонстрируя высокую корреляцию между K и W . Проявлением этой корреляции и могут быть линии с периодами ~ 9 и 17 лет в спектре мощности на рис. 4.

¹ Аналогичный результат получен несколько раньше в кн.: Обрядко В. Н. Проблемы физики солнечных вспышек. М.: ИЗМИРАН, 1982.

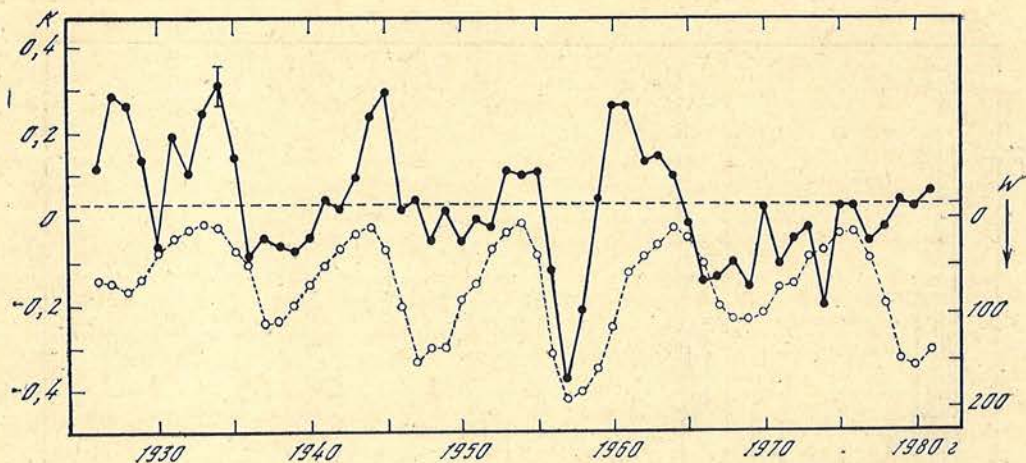


Рис. 6. Ход среднегодовых значений преобладающей полярности (K) ММП (темные кружки) и чисел Вольфа W (светлые) за период 1926—1981 гг.

Пунктирная линия — среднее значение полярности ММП за 56 лет; вертикальной чертой отмечена удвоенная среднеквадратичная ошибка (2σ) средних значений K

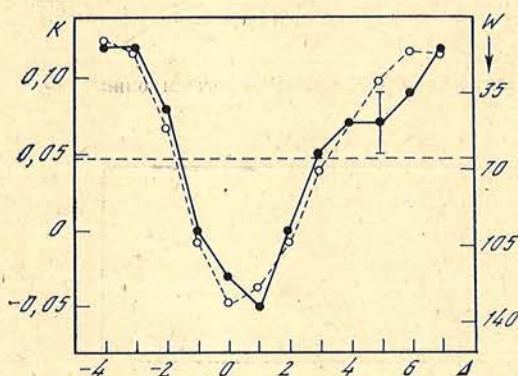


Рис. 7. Свертка методом наложения эпох среднегодовых значений (K) индекса преобладающей полярности ММП (точки) и чисел Вольфа (кружки) за период 1926—1981 гг.

По горизонтали — интервал времени (Δ в годах), отсчитываемый от момента максимума солнечной активности. Остальные обозначения те же что на рис. 6

В [15], однако, высказано мнение, что преобладание знака $+$ ($-$) в годы минимума (максимума) солнечной активности может быть артефактом геомагнитных данных, связанным с тем, что AC -индекс (индекс знака ММП), особенно в ранних данных, до 1963 г., в значительной мере определяется геомагнитной активностью, наряду с модуляцией истинной секторной структурой ММП.

Доминирование и устойчивость в спектрах СМП и ММП отдельных линий (см. рис. 1, 3), отвечающих определенным периодам вращения Солнца, говорит о заметной стратификации по широте зон дифференциального вращения магнитных полей. По-видимому, в определенных широтных зонах, вращающихся с указанными выше доминирующими периодами, мы наблюдаем на Солнце, по существу, основную структуру магнитного поля, которая существует на протяжении всего 56-летнего интервала (аналогичный вывод о наличии долгоживущей магнитной структуры у Солнца, делающей его подобным магнитному ротатору, был сделан ранее А. Б. Северным [1] и впоследствии Свалгаардом и Вилкоксом [4] — на основе анализа другим методом данных по ММП за период 1926—1973 гг.).

Неравномерность дифференциального вращения на Солнце была недавно обнаружена Степаиян [16] для фоновых магнитных полей, определяемых по H_{α} -синоптическим картам; авторами [17] уже по прямым измерениям лучевой скорости было также установлено, что дифференциальное вращение фотосферы носит явно выраженный зональный характер (неравномерное распределение скорости по широте). При этом в обеих работах отмечается, что неравномерность (или зональность) дифференциального вращения существенно меняется с фазой 11-летнего цикла. Наши результаты, однако, показывают, что имеется не только зональная (неравномерная) структура в распределении по широте магнитного поля, приводящая к появлению определенных доминирующих периодов вращения, но что долгоживущие магнит

ные структуры проявляют очень устойчивую (на протяжении ~ 56 лет) стратификацию и высокую фазовую когерентность для этих периодов и соответственно гелиоширот. Причем, что наиболее важно отметить, такая стратификация общего магнитного поля Солнца сохраняется длительное время независимо от фазы 11-летнего цикла активности. (Об устойчивости стратификации говорит также общий вид синоптических карт полярности ММП, приведенных в [4], где секторная структура с двумя преобладающими периодами, ~ 27 и $\sim 28^{\text{д}}$, хорошо прослеживается на протяжении почти пяти циклов солнечной активности.)

Здесь уместно провести некоторую аналогию с дискретной структурой вращения атмосферы Юпитера, где зональные (по широте) потоки, имеющие различную скорость вращения, а также яркость и цвет, устойчиво существуют в течение многих (> 300) оборотов планеты вокруг своей оси [18] (в нашем случае интервал 56 лет соответствует ~ 750 оборотам Солнца).

Можно сделать вывод, что в солнечной атмосфере существует механизм, поддерживающий длительную фазовую когерентность (устойчивость структуры) общего магнитного поля в определенных широтных зонах, причем скорость вращения (период) существенно меняется при переходе от одной широтной зоны к другой. Это представляет несомненный интерес для теории, объясняющей генерацию и эволюцию магнитного поля в атмосфере Солнца.

В заключение авторы считают своим долгом поблагодарить А. Б. Северного за внимание к работе и ценные замечания, Е. В. Иванова за полезное обсуждение работы, Р. Говарда и Ф. Шеррера за предоставление дополнительных данных об измерении общего магнитного поля Солнца, а также Г. Я. Смирнову и С. А. Бондаренко за помощь в обработке материала.

2 апреля 1982 г.

Л и т е р а т у р а

1. *Severny A.* Is the Sun a magnetic rotator?— *Nature*, 1969, vol. 224, p. 53—54.
2. *Severny A., Wilcox J. M., Scherrer P. H., Colburn D. S.* Comparison of the mean photospheric magnetic field and the interplanetary magnetic field.— *Solar Phys.*, 1970, vol. 15, p. 3—14.
3. *Scherrer P. H., Wilcox J. M., Kotov V. et al.* The mean magnetic field of the Sun: method of observation and relation to the interplanetary magnetic field.— *Solar Phys.*, 1977, vol. 52, p. 3—12.
4. *Svalgaard L., Wilcox J. M.* Long term evolution of solar sector structure.— *Solar Phys.*, 1975, vol. 41, p. 461—475.
5. *Котов В. А., Левицкий Л. С.* Дискретность периодов вращения солнечного и межпланетного магнитных полей.— *Изв. Крым. астрофиз. obs.*, 1983, т. 68, с. 56—68.
6. *Svalgaard L.* Interplanetary sector structure 1947—1975.— *Stanford Univ. IPR Rep.*, 1976, N 648, p. 1—77.
7. *Мансуров С. М., Мансурова Л. Г., Окулова Л. С.* Каталог определений полярности секторов межпланетного магнитного поля за период 1975—1976 гг.— *Антарктика: Доклады комиссии*. М.: Наука, 1978, вып. 17, с. 268—270.
8. *Svalgaard L.* Interplanetary magnetic sector structure 1926—1971.— *Dan. Meteorol. Inst. Geophys. Pap. R-29*. Charlottenlund, 1972, p. 1—36.
9. *Котов В. А., Северный А. Б., Цан Т. Т.* Исследование глобальных колебаний Солнца: II. Результаты наблюдений в 1974—1980 гг., их анализ и некоторые выводы.— *Изв. Крым. астрофиз. obs.*, 1983, т. 66, с. 3—71.
10. *Scherrer P. H., Wilcox J. M., Svalgaard L.* The rotation of the Sun: observations at Stanford.— *Astrophys. J.*, 1980, vol. 241, p. 811—819.
11. *Legrand J. P., Simon P. A.* Ten cycles of solar and geomagnetic activity.— *Solar Phys.*, 1981, vol. 70, p. 173—195.
12. *Rosenberg R. L., Coleman P. J., Jr.* Heliographic latitude dependence of the dominant polarity of the interplanetary magnetic field.— *J. Geophys. Res.*, 1969, vol. 74, p. 5611—5622.
13. *Wilcox J. M., Scherrer P. H.* Annual and solar-magnetic-cycle variations in the interplanetary magnetic field, 1926—1971.— *J. Geophys. Res.*, 1972, vol. 77, p. 5385—5388.
14. *Котов В. А., Левицкий Л. С., Степанян Н. Н.* Годичная вариация общего магнитного Солнца.— *Изв. Крым. астрофиз. obs.*, 1981, т. 63, с. 3—14.
15. *Fougere P. F.* Dependence of inferred magnetic sector structure upon geomagnetic and solar activity.— *Planet. Space Sci.*, 1974, vol. 22, p. 1173—1184.
16. *Степанян Н. Н.* Изменение дифференциального вращения фоновых магнитных полей на Солнце.— *Изв. Крым. астрофиз. obs.*, 1983, т. 67, с. 59—65.
17. *Howard R., LaBonte B. J.* The Sun is observed to be a torsional oscillator with a period of 11 years.— *Astrophys. J.*, 1980, vol. 239, p. L33—L36.
18. *Smith B. A., Soderblom L. A., Beebe R. et al.* The Galilean satellites and Jupiter: Voyager 2 imaging science results.— *Science*, 1979, vol. 206, p. 927—950.

МОДЕЛЬ ВЕРХНЕЙ ХРОМОСФЕРЫ И ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЙ БАЛАНС В ОБЛАСТИ СОЛНЕЧНОЙ ВСПЫШКИ

Э. А. Барановский

Получена модель верхней хромосферы в области вспышки, объясняющая в общих чертах наблюдаемые профили и интенсивности линий лаймановской ($L_\alpha - L_e$) и бальмеровской ($H_\alpha - H_\delta$) серий и лаймановского континуума ($\lambda 902 \text{ \AA}$) для вспышек балла 2—3. Для построения модели решаются численно уравнения переноса и стационарности для атома водорода с 10 уровнями и континуумом. Рассчитаны радиационные потери в рассматриваемой области и показано, что энергетический баланс осуществляется при взаимодействии трех источников нагрева — теплопроводности, потока ускоренных электронов и потока мягкого рентгена. Делается вывод, что в области образования линий $H_\alpha - H_\gamma$ концентрация атомов водорода не меньше 10^{15} см^{-3} , а температура не превышает 10000 K.

FLARE MODEL AND THE ENERGY BALANCE IN THE UPPER CHROMOSPHERE, by E. A. Baranovsky. — Plane-parallel model atmosphere has been constructed for approximate simulation of observations of Lyman and Balmer lines and Lyman continuum ($\lambda 902 \text{ \AA}$) for the flares of importance 2—3. To obtain the model, we solve the transfer and statistical equilibrium equations for a ten-level plus continuum hydrogen atom. Radiative losses are calculated for the region in question and the energy balance is shown to be realized by the interaction of three sources of heating — the heat conduction, the accelerated electrons beam and the soft X-ray radiation. It has been concluded that in the region of $H_\alpha - H_\gamma$ lines formation the hydrogen atoms density is no less than 10^{15} cm^{-3} and the temperature does not exceed 10000 K.

В [1] была предложена модель глубоких, фотосферных слоев солнечной вспышки от уровня $\tau_{0,5} \approx 2$ (оптическая глубина для $\lambda 5000 \text{ \AA}$) до температурного минимума. Модель получена на основе данных наблюдений в непрерывном спектре вспышек, в частности — в области бальмеровского континуума.

В [2] рассчитана модель хромосферы, объясняющая свечение вспышек в бальмеровских линиях от H_β до H_{15} . Модель представляет собой несколько тонких горячих слоев, расположенных на разных глубинах — от температурного минимума до верхней хромосферы. Модель, предложенная в [1], имеет один тонкий горячий слой ($T \sim 8000 \text{ K}$) в верхней фотосфере. В этом случае возникает свечение в бальмеровском континууме. Таким образом, расчеты, сделанные в [1, 2], показали, что свечение вспышки в бальмеровских линиях и в бальмеровском континууме довольно хорошо объясняется наличием в хромосфере и верхней фотосфере нескольких горячих слоев ($T \sim 8000 - 10000 \text{ K}$) толщиной порядка 50—150 км. Температура между слоями может быть повышенной на 200—500 K или оставаться невозмущенной.

Здесь мы продолжаем изучение тех областей солнечной вспышки, в которых возникает оптическое излучение.

Для уточнения параметров модели в области верхней хромосферы здесь, кроме линий бальмеровской серии, мы используем также наблюдения линий лаймановской серии и лаймановского континуума [3—5]. В [3] опубликованы данные наблюдений в линии L_α для вспышки балла 2 15.06.73 г. Профиль линии L_α для нескольких моментов времени получен с разрешением $0,07 \text{ \AA}$. Щель спектрографа вырезала на поверхности Солнца площадь $2'' \times 60''$. При обработке учитывалось неполное заполнение щели излучением от вспышки. Интенсивности приведены в абсолютных единицах ($\text{эрг} \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1} \cdot \text{ср}^{-1} \cdot \text{\AA}^{-1}$).

В [4] представлены результаты наблюдений нескольких вспышек в августе—сентябре 1973 г. в линиях $L_\alpha - L_e$ и в лаймановском континууме. Для линий $L_\alpha - L_e$ здесь измерен интегральный поток ($\text{эрг} \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$). Для лаймановского континуума приведены интенсивности у границы ($\lambda = 902 \text{ \AA}$) в $\text{эрг} \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1} \cdot \text{ср}^{-1} \cdot \text{\AA}^{-1}$. Кроме этих данных, мы учитываем

в расчетах то обстоятельство, что согласно имеющимся измерениям [6, 7] $E_{L\alpha}/E_{H\alpha} \sim 1$, где $E_{L\alpha}$, $E_{H\alpha}$ — количество энергии, излучаемое вспышкой в линиях $L\alpha$ и $H\alpha$ ($\text{эрг} \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1} \cdot \text{ср}^{-1}$).

Для построения модели применяется та же методика и программа вычислений, что и в [2]. Функции источников и выходящие интенсивности в линиях и в непрерывном спектре вычисляются посредством решения системы уравнений переноса и стационарности для атома водорода с 10 уровнями и континуумом. Искомая модель должна удовлетворять наблюдениям линий $L\alpha - L\epsilon$, лаймановского континуума и линий бальмеровской серии $H\alpha - H\delta$. Бальмеровские линии высоких номеров здесь не рассматриваются, так как они образуются в более глубоких слоях, модель которых получена в [2]. Параметры верхней хромосферы определены в [2] лишь приблизительно, и нашей задачей является их дальнейшее уточнение.

Здесь мы рассмотрим также проблему энергетического баланса в той области хромосферы, где образуются линии лаймановской и бальмеровской серий. По существующим представлениям вспышка возникает в короне или переходном слое. Здесь в начальный момент происходит быстрое выделение большого количества энергии, температура возрастает до десятков миллионов градусов, генерируются быстрые частицы, возникает поток рентгеновского излучения. Проявление вспышки в хромосферных слоях (оптическое излучение) является, в сущности, реакцией хромосферы на процессы, происходящие в более высоких областях — короне и переходном слое. Каким способом энергия переносится из корональной части вспышки в хромосферные слои, этот вопрос обсуждался неоднократно разными авторами [8—19]. Количественное решение проблемы предполагает сравнение энергии, поступающей в хромосферу из верхних областей, с величиной радиационных и других потерь в хромосферных слоях. Радиационные потери являются основным фактором, определяющим отток энергии из хромосферы. Если решать задачу в трехмерном приближении, то следует учесть также отток энергии за счет теплопроводности в периферийных частях вспышки. Обычно рассматривается одномерное приближение, так как протяженность хромосферной части вспышки в горизонтальной плоскости значительно превосходит ее размеры по вертикали.

В расчетах такого рода радиационные потери определялись приближенными методами [8, 12—14], и результаты, возможно, имеют значительные ошибки. Ход температуры с глубиной, полученный в этих расчетах, существенно отличается от хода температуры в полуэмпирических моделях вспышек [5, 20] (так принято называть модели, в которых распределение температуры и плотности с глубиной подобрано таким образом, чтобы расчетные интенсивности в линиях и континууме соответствовали наблюдаемым). В связи с этим нам представляется целесообразным сделать точные расчеты радиационных потерь и сравнить полученные величины с количеством энергии, поступающей в хромосферу от различных источников.

Мы рассчитываем приток энергии в хромосферные слои от трех источников: 1) поток тепла из переходного слоя вниз за счет теплопроводности, 2) нагрев мягким рентгеном (1—200 Å), 3) нагрев потоком энергичных электронов (1—100 кэВ). Количество энергии, поступающей в хромосферу, сравнивается затем с величиной радиационных потерь в этой области. Эти величины (поступающая энергия и радиационные потери) должны быть равны, если мы правильно представляем себе механизм нагрева излучающей области.

До сих пор расчет моделей верхней хромосферы над вспышкой проводился или вообще без учета наблюдательных данных по линиям лаймановской серии [21—24], или с учетом наблюдений только крыльев линии $L\alpha$ [4, 25]. Только для очень слабой вспышки была рассчитана модель по линиям $L\alpha$, $L\beta$ и $H\alpha$ [26] (наблюдаемые интенсивности и профили линий $L\alpha$, $L\beta$ были получены во время полета «Салюта-4» [27]).

Полные профили линии $L\alpha$ (в абсолютных единицах) для крупных вспышек впервые опубликованы в [3], однако для расчета моделей вспышек они еще никем не были использованы.

Поиск модели заключается в эмпирическом подборе таких значений температуры T , плотности атомов водорода n_H и турбулентной скорости v_t на разных глубинах в хромосфере, чтобы вычисленные по моделям профили и интенсивности линий и континуума соответствовали наблюдаемым. Такой метод построения модели называется иногда методом проб и ошибок. Он неоднократно применялся разными авторами для различных объектов невозмущенной хромосферы [28], факелов, поярчаний [29], вспышек [25, 26].

В области образования бальмеровской серии важным критерием в выборе параметров модели — температуры и плотности — является соотношение величин эмиссии в линиях H_α , H_β и H_γ . Правильное соотношение получается при температуре около 8000—9000 К и плотности атомов водорода около 10^{15} см $^{-3}$. Если температура в этой области превышает 10000 К, то вычисленные отношения E_{H_β}/E_{H_α} и $E_{H_\gamma}/E_{H_\alpha}$ оказываются завышенными по сравнению с наблюдаемым (E_{H_α} , E_{H_β} , E_{H_γ} — количество энергии, излучаемой вспышкой в линиях H_α , H_β , H_γ).

В области образования линий серии Лаймана температура в окончательной модели быстро возрастает от 10 000 до 50 000 К, а плотность атомов водорода составляет около $2 \cdot 10^{13}$ см $^{-3}$. Теоретический профиль линии L_α , рассчитанный по нашей модели, показан на рис. 1 вместе с наблюдаемыми профилями для двух моментов вспышки от 15.06.73 г. [3]. Теоретические и наблюдаемые профили линий H_α — H_δ приведены на рис. 2. Наблюдаемые профили линий H_α — H_δ для вспышек балла 2 и 3 мы взяли из [30—32]. Интенсивности выражены в единицах непрерывного спектра. Полная энергия в линиях L_α — L_ε и интенсивность в лаймановском континууме даны ниже. В первой строке даны наблюдаемые, во второй — теоретические потоки в лаймановских линиях (эрг·см $^{-2}$ ·ср $^{-1}$ ·с $^{-1}$) и интенсивности в континууме (эрг·см $^{-2}$ ·ср $^{-1}$ ·с $^{-1}$ ·А $^{-1}$) для вспышки балла ~ 2.

L_α	L_β	L_γ	L_δ	L_ε	$L_{\text{cont}} (902 \text{ \AA})$
$4,0 \cdot 10^6$	$3,2 \cdot 10^5$	$[8,4 \cdot 10^4]$	$6,2 \cdot 10^4$	$3,6 \cdot 10^4$	$1,84 \cdot 10^4$
$3,5 \cdot 10^6$	$2,6 \cdot 10^5$	$1,2 \cdot 10^5$	$1,0 \cdot 10^5$	$8,5 \cdot 10^4$	$8,5 \cdot 10^3$

Наблюдаемые значения относятся к самой большой вспышке из [4] (2.09.73 г.).

Одновременно с вычислением функций источников в линиях рассчитываются потери на излучение. Последние пропорциональны разности $S - I$. Величины S (функция источников) и I (средняя интенсивность в данной линии) вычисляются в процессе решения уравнений переноса и стационарности.

Приток энергии в хромосферу за счет теплопроводности (эрг·см $^{-3}$ ·с $^{-1}$) вычисляется по формуле

$$Q_{cd} = \frac{d}{dh} \left(k_c T^{3/2} \frac{dT}{dh} \right), \quad (1)$$

где h — высота, см, k_c — коэффициент теплопроводности:

$$k_c = k_H + k_e, \quad (2)$$

$$k_H = \frac{2,83 \cdot 10^{-12}}{T^2} \frac{1}{(\sigma_{HH} + \sigma_{Hp} n_p / n_H^0)},$$

$$k_e = \frac{1,89 \cdot 10^{-5}}{\ln \Lambda}, \quad \Lambda = \frac{3}{\sqrt{2\pi}} \frac{k}{e^3} \frac{T^2}{p^{1/2}} \text{ для } T > 2 \cdot 10^4 \text{ К,}$$

$$k_e = 1,6 \cdot 10^{-6} \text{ для } T < 2 \cdot 10^4 \text{ К.}$$

$$\sigma_{HH} = 9,12 \cdot 10^{-14} T^{-1/2}, \quad \sigma_{Hp} = 7,95 \cdot 10^{-11} / T,$$

p — давление, k_e , k_H — коэффициенты теплопроводности соответственно для электронов и атомов водорода [33, 34], n_p , n_H^0 — плотность (см $^{-3}$) протонов и нейтральных атомов водорода.

Сравнение величины Q_{cd} , вычисленной по (1), с величиной радиационных потерь показало, что теплопроводность может обеспечить приток энергии

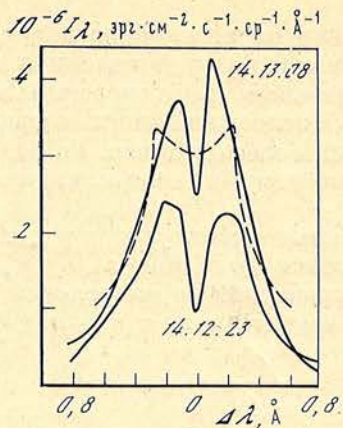
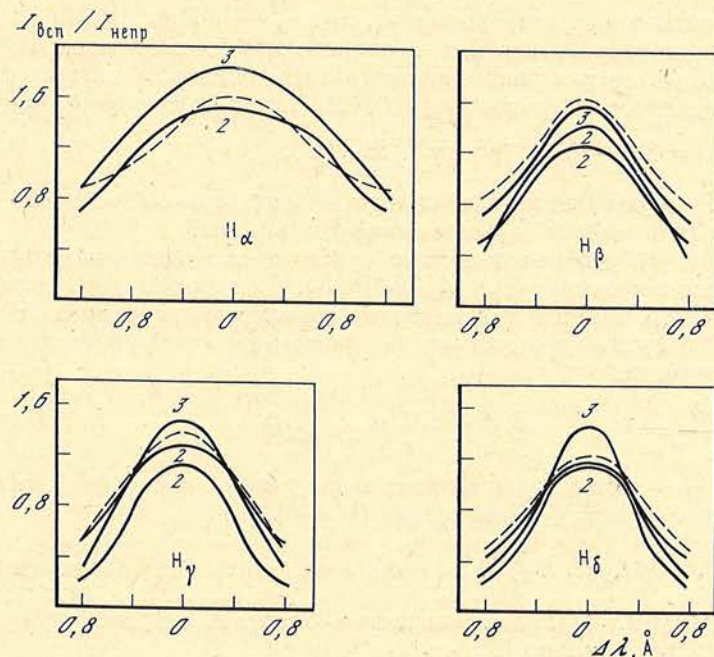


Рис. 1. Наблюдаемые [3] (сплошная линия, цифрами обозначено время наблюдения) и теоретический (штриховая) контуры линии L_{α} во вспышке

Рис. 2. Наблюдаемые [30—32] (сплошная линия) и теоретические (штриховая) контуры линий $H_{\alpha} - H_{\delta}$

Цифрами обозначен балл вспышки



только в области свечения лаймановской серии, т. е. в области крутого возрастания температуры от 12 000 до 60 000 К. Глубже, там, где образуются линии бальмеровской серии, теплопроводность дает очень малый приток энергии, так как здесь и температура, и градиент температуры малы. Для обеспечения энергетического баланса в этой области ($T < 12\,000$ К) нужно обратиться к другим источникам энергии.

В качестве таких источников неоднократно предлагались и рассматривались разными авторами мягкое рентгеновское излучение ($1-200 \text{ \AA}$) и поток нетепловых электронов с энергией от нескольких кэВ до сотни кэВ. Предполагается, что поток электронов и рентгеновского излучения возникает в высокотемпературной области вспышки ($T \approx 2 \cdot 10^6 - 50 \cdot 10^6$ К) в корональной части магнитной трубки. Нижний конец такой трубки находится в хромосфере. В активной области имеется множество таких элементарных магнитных трубок. В начальной стадии вспышки в корональной части трубки генерируются электроны с высокой энергией, а температура повышается до нескольких миллионов или десятков миллионов градусов. Возникает также рентгеновское излучение (тепловое и нетепловое). В соответствии с измерениями рентгеновской эмиссии на орбите Земли [35, 36] величина эмиссии у поверхности Солнца составляет от $1,6 \cdot 10^7$ до $7 \cdot 10^8$ эрг.см $^{-2}$.с $^{-1}$ [10—12]. Такая величина вполне достаточна для компенсации радиационных потерь в линиях лаймановской и бальмеровской серий, однако нужно

рассчитать, как распределяется эта энергия по глубине в хромосфере и сравнить результат с распределением величины радиационных потерь.

Возможность нагрева хромосферы мягким рентгеновским излучением впервые рассматривалась Сомовым [10]. Но здесь не вычислялись радиационные потери. В [12] этот вопрос изучается более детально, но радиационные потери вычисляются приближенным методом, без вычисления эмиссии в отдельных линиях.

Мы рассчитываем поглощение рентгеновского излучения в хромосферных слоях, используя коэффициенты поглощения σ_i , данные в [37, 38]. Коэффициент поглощения σ , полученный суммированием по всем элементам, приведен на рис. 2 в [10]. В окончательное выражение для σ входит также коэффициент томпсоновского рассеяния σ_T :

$$\sigma = n_H^{-1} \sum_i n_i \sigma_i + (1 - \alpha) \sigma_T. \quad (3)$$

Здесь σ рассчитано на 1 атом водорода, n_H , n_i — концентрация атомов водорода и соответствующего иона, α — альбеда для томпсоновского рассеяния.

Спектральный состав рентгеновского излучения для плазмы с температурой T определяется выражением [10, 39] (гаунт-фактор усреднен по E_X)

$$L(E_X, T) = 2,59 \cdot 10^{-20} T^{-0,5} \exp(-E_X/kT), \quad (4)$$

где $L(E_X, T)$ — излучение единичного объема ($\text{эрг} \cdot \text{см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1} \cdot \text{кэВ}^{-1}$), E_X — энергия фотона в кэВ, k — постоянная Больцмана.

Выражение (4) учитывает только свободно-свободные переходы и пригодно для высоких температур ($\geq 6 \cdot 10^6$ К). Для $T < 6 \cdot 10^6$ К следует учитывать излучение в линиях и свободно-связанные переходы. Количество поглощенной энергии на глубине h в хромосфере определяется далее с помощью соотношения

$$\frac{dF_X(\xi, E_X)}{dh} = F_X(0, E_X) e^{-\sigma(E_X)\xi} \sigma(E_X) n_H(h), \quad (5)$$

где $F_X(0, E_X)$ — поток рентгеновского излучения с энергией квантов E_X через верхнюю границу хромосферы ($h = 0$),

$\xi = \int_0^h n_H(h) dh$, $dF_X(\xi, E_X)/dh$ — количество поглощенной энергии в интервале $\Delta E_X = 1$ кэВ. Полное количество энергии, поглощенное в хромосфере на глубине ξ , равно ($\text{эрг} \cdot \text{см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$)

$$Q_X(\xi) = n_H(\xi) \int_0^\infty F_X(0, \xi) e^{-\sigma(E_X)\xi} \sigma(E_X) dE_X. \quad (6)$$

Вычисление величины Q_X для различных значений температуры рентгеновского источника и сравнение с величиной радиационных потерь показало, что для источников с высокой температурой ($T \geq 6 \cdot 10^6$ К) рентгеновское излучение проникает до значительных глубин в хромосфере. В результате в области образования линий $H_\alpha - H_\gamma$ поглощается лишь незначительная часть энергии, недостаточная для компенсации радиационных потерь в этих линиях. Если температура рентгеновского источника составляет около $(1 \div 2) \cdot 10^6$ К, то по спектральному составу рентгеновское излучение получается более мягким. В этом случае большая часть энергии поглощается в более высоких слоях (коэффициент поглощения сильно возрастает с длиной волны) и ход величины Q_X с глубиной оказывается более близким к соответствующему ходу радиационных потерь.

Но прежде чем делать окончательные выводы, рассмотрим еще один возможный источник нагрева хромосферных слоев — поток нетепловых энергичных электронов. Электроны ускоряются практически во всех вспышках [40]. При взаимодействии пучка ускоренных электронов с плазмой возникает жесткое рентгеновское излучение (с энергией фотонов > 20 кэВ), наблюдаемое во вспышках. Энергия и спектр рентгеновского излучения

определенным образом связаны при этом с характеристиками электронного пучка. Эта теоретическая связь используется для определения энергии и спектра пучка ускоренных электронов по наблюдениям жесткого рентгеновского излучения вспышек [11, 41—45]. Такие расчеты дают для потока электронов энергию от 10^8 до 10^{12} эрг·см⁻²·с⁻¹ на границе хромосферы [8]. Спектр электронов имеет степенной характер $F(E) dE \sim E^{-\delta} dE$ с величиной δ от 3 до 6; $F(E) dE$ — количество электронов с энергией от E до $E + dE$, пересекающих верхнюю границу хромосферы через 1 см² за 1 с. Верхняя граница энергии электронов в пучке составляет около 100 кэВ. Определение нижней границы E_1 сильно затрудняется тем обстоятельством, что длинноволновая часть жесткого рентгеновского излучения вспышки измеряется очень неуверенно [8, 46]. Обычно принимается, что $E_1 \sim 5 \div 10$ кэВ, но есть оценки, согласно которым $E_1 < 5$ кэВ.

При прохождении хромосферных слоев электроны теряют часть своей энергии в результате столкновений. Количество энергии (эрг·см⁻³·с⁻¹), выделяемой пучком электронов на глубине ξ в хромосфере, оценивается по следующей формуле (см. [8] и [16]):

$$Q_E(\xi) = \frac{1}{2} K_1 n_H(\xi) (x(\xi) + 0,55) C(\delta) \frac{F_E}{E_1^2} \left(\frac{3K\xi}{E_1^2} \right)^{-\delta/2}, \quad (7)$$

где F_E — поток энергии (эрг·см⁻²·с⁻¹), переносимой пучком электронов через верхнюю границу хромосферы, $x(\xi)$ — степень ионизации водорода,

$$K_1 = 2\pi e^4 (\Lambda_{ee} - \Lambda_{eH}), \quad K = 2\pi e^4 \Lambda_{ee}, \quad (8)$$

Λ_{ee} , Λ_{eH} — эффективные сечения столкновений электрона с электроном и электрона с атомом водорода, e — заряд электрона,

$$C(\delta) = (\delta - 2) B(\delta/2, 1/3) \text{ при } T \geq 1,$$

$$C(\delta) = (\delta - 2) \int_0^T t^{\delta/2 - 1} (1 - t)^{-2/3} dt \text{ при } T < 1, \quad (9)$$

$B(\delta/2, 1/3)$ — бета-функция, $T = 3K\xi/E_1^2$.

Вычисления величины $Q_E(\xi)$ по (7) показали, что при жестком спектре потока электронов ($E_1 > 10$ кэВ, $\delta \sim 3 \div 4$) значительная часть энергии электронного пучка проходит до глубоких слоев хромосферы, а в области образования линий H_α — H_β выделение энергии недостаточно для декомпенсации радиационных потерь. Для получения удовлетворительного согласия величины $Q_E(\xi)$ с величиной радиационных потерь $Q_{\text{rad}}(\xi)$ необходимо допустить более мягкий спектральный состав электронного пучка $E_1 \approx 2$ кэВ, $\delta \approx 5$. Согласие все же не очень хорошее, если поток электронов характеризуется одним определенным значением E_1 и одним значением δ . Лучшее согласие получается при наложении двух или более пучков с разными E_1 и δ . В окончательной модели мы взяли комбинацию пучка электронов ($F_E \approx 10^8$ эрг·см⁻²·с⁻¹, $E_1 = 2$ кэВ, $\delta = 5$) с потоком мягкого рентгеновского излучения ($F_X(0) \approx 1,6 \cdot 10^8$ эрг·см⁻²·с⁻¹) от источника с температурой около $8 \cdot 10^6$ К. При этом в области образования H_α — H_γ нагрев хромосферы осуществляется в основном электронами, а глубже — в области образования высоких бальмеровских линий — рентгеновским излучением. В области образования линий лаймановской серии нагрев в нашей модели обеспечивается теплопроводностью. Радиационные потери здесь, рассчитанные на единицу массы, больше, чем в области образования бальмеровских линий (следствие более высоких температур), и нагрев электронами и рентгеновским излучением оказывается недостаточным. Следует заметить, что принятая в модели комбинация электронов с рентгеновским излучением не является единственно возможной. Таким образом, здесь мы делаем вывод только о принципиальной возможности обеспечения баланса энергии с учетом трех источников нагрева — теплопроводности, быстрых электронов и мягкого рентгеновского излучения.

На рис. 3 показан ход температуры и плотности с глубиной в окончательной модели. На этом же рисунке приведены величины $Q_{\text{rad}}(\xi)$ и $Q(\xi) = Q_{\text{cd}}(\xi) + Q_X(\xi) + Q_E(\xi)$. Турбулентная скорость в модели растет с высотой от 10 до 30 км/с. Эти значения меньше тех, которые были получены в [26] (10–50 км/с). Различие обусловлено, по-видимому, тем обстоятельством, что наблюдаемый контур центральной части линии L_α в [26] в $\sim 1,6$ раза шире, чем наблюдаемые контуры в [3]. Вычисленное по модели отношение величин эмиссии в линиях L_α и H_α ($E_{L_\alpha}/E_{H_\alpha}$) равно $\sim 0,5$.

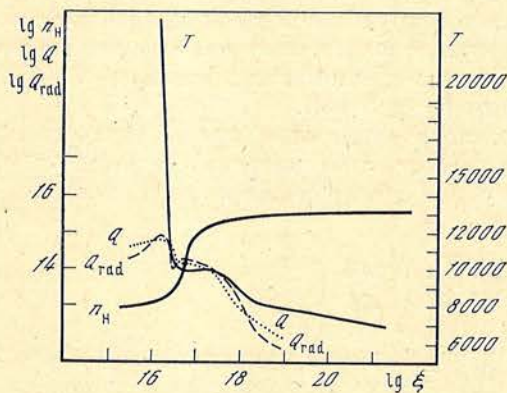


Рис. 3. Температура T и концентрация атомов водорода n_H в области вспышки

Q_{rad} — радиационные потери, Q — приток энергии в хромосферу от трех источников — теплопроводности, потока электронов и потока мягкого рентгеновского излучения ($\text{эрг}\cdot\text{с}^{-1}\cdot\text{г}^{-1}$)

Заметим здесь, что распределение температуры и плотности с глубиной в нашей модели сходно с тем, что получено в [19] для прохождения ударной волны.

В заключение перечислим основные характеристики полученной модели. В области образования линий H_α — H_δ плотность атомов водорода составляет около 10^{15} – $2\cdot 10^{15}$ см^{-3} , а электронная плотность 10^{13} – $3\cdot 10^{13}$ см^{-3} . Температура здесь 7500–9500 К. Линии лаймановской серии (центральные части) образуются в области быстрого подъема температуры от 9500 до 40 000 К. Этот крутой подъем температуры происходит в интервале глубин около 2–3 км. Плотность здесь $\sim 2\cdot 10^{13}$ см^{-3} . Толщина всего слоя, в котором образуются линии лаймановской серии и линии H_α — H_δ , составляет около 100–150 км.

В области образования лаймановских линий ($T = 10\ 500 \div 40\ 000$ К) градиент температуры dT/dh велик, и энергетический баланс обеспечивается здесь в основном за счет теплопроводности — энергия поступает из вышележащего переходного слоя. Ниже, в области образования бальмеровских линий ($T < 10000$ К), градиент температуры мал и теплопроводность практически не играет роли в энергетическом балансе. В эту область энергия поступает за счет поглощения мягкого рентгеновского излучения и торможения ускоренных электронов.

Май 1982 г.

Литература

1. Барановский Э. А., Коваль А. Н. К вопросу о непрерывной эмиссии вспышек. — Изв. Крым. астрофиз. общ., 1982, т. 65, с. 35.
2. Барановский Э. А. Бальмеровские линии в солнечных вспышках. — Изв. Крым. астрофиз. общ., 1983, т. 67, с. 84.
3. Canfield R. C., Van Hoosier M. E. The observation of L_α profiles for two solar flares. — Solar Phys., 1980, vol. 67, p. 339.
4. Machado M. E., Avrett E. H., Vernazza J. E., Noyes R. W. Semiempirical models of chromospheric flare regions. — Astrophys. J., 1980, vol. 242, p. 336.
5. Machado M. E., Noyes R. W. Lyman continuum observations of solar flares. — Solar Phys., 1978, vol. 59, p. 129.
6. Canfield R. C., Puetter R. C., Ricchiazzi P. J. The L_α/H_α ratio in solar flares and quasars. — Astrophys. J., 1981, vol. 249, p. 383.
7. Zirin H. The L_α/H_α ratio in solar flares, quasars, and chromosphere. — Astrophys. J. Lett., 1978, vol. 222, p. L105.

8. *Brown L. C.* The temperature structure of chromospheric flares heated by non-thermal electrons.— *Solar Phys.*, 1973, vol. 31, p. 143.
9. *Shmeleva O. P.*, *Syrovatskii S. I.* Distribution of temperature and emission measure in a steadily heated solar atmosphere.— *Solar Phys.*, 1973, vol. 33, p. 341.
10. *Somov B. V.* X-ray heating of a low-temperature region in chromospheric flares.— *Solar Phys.*, 1975, vol. 42, p. 235.
11. *Сомов Б. В.*, *Сыроватский С. И.* Физические процессы в атмосфере Солнца, вызываемые вспышками.— *УФН*, 1976, т. 120, с. 217.
12. *Henoux J. C.*, *Nakagawa Y.* Chromospheric response to soft X-ray radiation in flares.— *Astron. and Astrophys.*, 1977, vol. 57, p. 105.
13. *Henoux J. C.*, *Nakagawa Y.* Dynamics of an atmosphere irradiated by soft X-rays in flares.— *Astron. and Astrophys.*, 1978, vol. 66, p. 385.
14. *Machado M. E.*, *Emslie A. G.*, *Brown J. C.* The structure of the temperature minimum region in solar flares and its significance for flare heating mechanisms.— *Solar Phys.*, 1978, vol. 58, p. 363.
15. *Brown J. C.*, *Canfield R. C.*, *Robertson M. N.* H_{α} profiles from electron-heated solar flares.— *Solar Phys.* 1978, vol. 57, p. 399.
16. *Emslie A. G.* The collisional interaction of a beam of charged particles with a hydrogen target of arbitrary ionization level.— *Astrophys. J.*, 1978, vol. 224, p. 241.
17. *Emslie A. G.*, *Machado M. E.* The heating of the temperature minimum region in solar flares.— *Solar Phys.*, 1979, vol. 64, p. 129.
18. *Machado M. E.*, *Emslie A. G.* A comparison of high-temperature flare model with observations and implications for the low-temperature flare.— *Astrophys. J.*, 1979, vol. 232, p. 903.
19. *Лишиц М. А.*, *Бадалян О. Г.*, *Косовичев А. Г.*, *Кацова М. М.* Непрерывное оптическое излучение солнечных и звездных вспышек: Препринт № 7 (273). М.: ИЗМИРАН, 1980.
20. *Emslie A. G.*, *Brown J. C.*, *Machado M. E.* Discrepancies between theoretical and empirical models of the flaring solar chromosphere and their possible resolution.— *Astrophys. J.*, 1981, vol. 246, p. 337.
21. *Canfield R. C.*, *Athay R. G.* Theoretical chromospheric flare spectra.— *Solar Phys.*, 1974, vol. 34, p. 193.
22. *Canfield R. C.* Theoretical chromospheric flare spectra.— *Solar Phys.*, 1974, vol. 34, p. 339.
23. *Machado M. E.*, *Linsky J. L.* Flare model chromospheres and photospheres.— *Solar Phys.*, 1975, vol. 42, p. 395.
24. *Dinh Q. V.* Spectral analysis of solar flares.— *Publ. Astron. Soc. Japan*, 1980, vol. 32, p. 515.
25. *Lites B. W.*, *Cook J. W.* A semiempirical model of the upper flare chromosphere.— *Astrophys. J.*, 1979, vol. 228, p. 598.
26. *Бараноский Э. А.*, *Северный А. Б.* Модель хромосферы над активной областью по наблюдениям линий водорода L_{α} , L_{β} и ультрафиолетовых линий нейтральных и ионизованных элементов.— *Изв. Крым. астрофиз. obs.*, 1979, т. 60, с. 99.
27. *Брунс А. В.*, *Гречко Г. М.*, *Губарев А. А.* и др. Результаты спектральных исследований солнечных активных областей на «Салюте-4».— *Изв. Крым. астрофиз. obs.*, 1979, т. 59, с. 3.
28. *Vernazza J. E.*, *Avrett E. H.*, *Loeser R.* Structure of the solar chromosphere. II. The underlying photosphere and temperature-minimum region.— *Astrophys. J. Suppl.*, 1976, vol. 30, N 1.
29. *Vernazza J. E.*, *Avrett E. H.* Structure of the solar chromosphere. III. Models of the EUV brightness components of the quiet Sun.— *Astrophys. J. Suppl.*, 1981, vol. 45, N 4.
30. *Полупан П. Н.* О физических условиях свечения водорода в большой хромосферной вспышке 12 июля 1961 года.— *Вестн. Киев. ун-та*, 1974, вып. 16, с. 33.
31. *Полупан П. Н.* О физических характеристиках вспышки малой и средней мощности.— *Вестн. Киев. ун-та*, 1977, вып. 19, с. 36.
32. *Казанцев А. М.*, *Полупан П. Н.* Спектрофотометрическая обработка вспышки 18 августа 1959 г.— *Вестн. Киев. ун-та*, 1979, вып. 21, с. 36.
33. *Chiudery C.*, *Riani I.* A dynamical model for the chromosphere — corona transition region.— *Solar Phys.*, 1974, vol. 34, p. 113.
34. *Moore R. L.*, *Fung P. C. W.* Structure of the chromosphere — corona transition region.— *Solar Phys.*, 1972, vol. 23, p. 78.
35. *Thomas R. J.*, *Teske R. G.* Solar soft X-rays and solar activity. II. Soft X-ray emission during solar flares.— *Solar Phys.*, 1971, vol. 16, p. 431.
36. *Dere K. P.*, *Horan D. M.*, *Kreplin R. W.* Solar X-ray emission measured SOLRADS 9 and 10 during the period July 26 — August 14, 1972.— *World Data Center A 1973, Rep. UAG-28, pt II*, p. 298.
37. *Brown R. L.*, *Gould J.* Interstellar absorption of cosmic X-rays.— *Phys. Rev. D*, 1970, vol. 1, p. 2252.
38. *Fireman E. L.* Interstellar absorption of X-rays.— *Astrophys. J.*, 1974, vol. 187, p. 57.
39. *Culhane J. L.*, *Acton L. W.* A simplified thermal continuum function for the X-ray emission from coronal plasmas.— *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 1970, vol. 151, p. 141.

40. *Datlowe D. W., Elcan M. J., Hudson H. S.* OSO-7 observations of solar X-rays in the energy range 10–100 keV.— *Solar Phys.*, 1974, vol. 39, p. 155.
41. *Сыроватский С. И., Шмелева О. П.* Нагрев плазмы быстрыми электронами и тепловое рентгеновское излучение при солнечных вспышках.— *Астрон. журн.*, 1972, т. 49, с. 334.
42. *Brown J. C.* Thick target X-ray bremsstrahlung from partially ionized targets in solar flares.— *Solar Phys.*, 1973, vol. 28, p. 151.
43. *Brown J. C.* The deduction of energy spectra of non-thermal electrons in flares from the observed dynamic spectra of hard X-ray bursts.— *Solar Phys.*, 1971, vol. 18, p. 489.
44. *Корчак А. А.* О модельных представлениях источника рентгеновского излучения вспышек.— *Астрон. журн.*, 1976, т. 53, с. 370.
45. *Ликельер С. Б., Лившиц М. А.* Рентгеновское и ультрафиолетовое излучение и физика солнечных вспышек.— *Астрон. журн.*, 1977, т. 54, с. 1062.
46. *Kahler S. W., Kreplin R. W.* The observation of non-thermal solar X-radiation in the energy range $3 < E < 10$ keV.— *Astrophys. J.*, 1974, vol. 168, p. 531.

УДК 517.949.8.523

О МЕТОДЕ ЧИСЛЕННОГО РАСЧЕТА НЕЛИНЕЙНЫХ РАДИАЛЬНЫХ ПУЛЬСАЦИЙ ЗВЕЗД

А. Г. Косовичев

Рассматриваются особенности применения метода конечных разностей для численного расчета нелинейных радиальных пульсаций звезд. Математическая модель таких пульсаций описывается уравнениями нестационарной гравитационной газодинамики в одномерном (сферически-симметричном) приближении.

Получено двухпараметрическое семейство полностью консервативных разностных схем, в которых выполнены как разностные аналоги основных законов сохранения, так и дополнительные соотношения, выражающие баланс по отдельным видам энергии. Такие разностные схемы обеспечивают более точный расчет нелинейных течений с ударными волнами по сравнению с другими разностными схемами того же порядка аппроксимации. Рассмотрены методы численного решения неявных (абсолютно устойчивых) разностных схем из данного семейства. Вычислительные алгоритмы построены на основе итерационного метода Ньютона с применением матричной прогонки и метода раздельных прогонок. Численный метод предлагается использовать для расчета радиальных пульсаций звезд большой амплитуды.

ON THE METHOD OF NUMERICAL CALCULATION OF NONRADIAL PULSATIONS OF STARS, by *A. G. Kosovichev*.— Some features of using the finite difference method for numerical investigation of nonradial pulsations of stars were considered. The mathematical model of these pulsations is described by time-dependent gasdynamical equations with gravity. A one-dimensional (spherically-symmetric) case is considered.

It was obtained a two-parametric family of ultimate conservative difference schemes where the difference analogy of the main conservative laws as well as the additional relations for the balance to individual kinds of energy are performed. Such difference schemes provide more exact calculation of nonlinear flows with shocks as compared with the other difference schemes with the same order of approximation. The methods of numerical solution of implicit (absolute stable) difference schemes for a given family were considered. The coupled equations are solved through iterative Newton method using matrix and separate successive eliminations. Numerical method can be used for calculation of large amplitude radial pulsations of stars.

Математическая постановка задачи о нелинейных радиальных пульсациях звезд приводит к уравнениям газовой динамики, в которых учитывается действие гравитационных сил [1]. Эти уравнения также являются основным элементом многих других задач астрофизики. Гравитационная газодинамика применима для изучения некоторых особенностей структуры звезд и их эволюции во времени, для описания динамики межзвездной среды, движений газа в атмосферах звезд. Как правило, единственным эффективным и универсальным способом решения подобных задач являются численные методы.

Важным этапом численного моделирования, во многом определяющим успех исследования, является конструирование вычислительного алгоритма. Это означает, во-первых, построение разностной схемы для математической модели, т. е. аппроксимацию дифференциальных уравнений алгебраическими (разностными), и, во-вторых, создание эффективного метода решения разностных уравнений.

Построение разностной схемы в газодинамике можно рассматривать как замену непрерывной среды, подчиняющейся дифференциальным уравнениям, некоторым ее дискретным аналогом, который эволюционирует по законам, описываемым разностными уравнениями. Эта модель должна отражать основные свойства среды и правильно передавать физические особенности изучаемых процессов. Разумно требовать в первую очередь выполнения в дискретной модели разностных аналогов законов сохранения массы, импульса и энергии, которые лежат в основе уравнений газодинамики. Разностные схемы, в которых выполнены разностные аналоги законов сохранения, называются консервативными. Свойство консервативности разностных схем является необходимым условием правильного расчета газодинамических течений с ударными волнами.

Разностные схемы, которые обычно используются для расчета нелинейных радиальных пульсаций звезд [1—3], не являются консервативными — в них нарушен закон сохранения полной энергии. Этот дефект очень опасен, так как в ряде случаев может привести к неверным результатам.

Ниже описан вычислительный алгоритм для решения одномерных нестационарных задач гравитационной газодинамики, удовлетворяющей требованиям консервативности и полной консервативности.

1. Уравнения нелинейных радиальных пульсаций звезд

Система уравнений газодинамики, описывающая одномерное сферически-симметричное движение газа с учетом переноса тепла путем лучистой теплопроводности, в массовых лагранжевых координатах имеет следующий вид [1]:

$$\partial r / \partial t = u, \quad (1.1)$$

$$\partial r^3 / \partial s = 3 / \rho, \quad (1.2)$$

$$\frac{\partial u}{\partial t} = -r^2 \frac{\partial p}{\partial s} - \frac{4\pi G s}{r^2}, \quad (1.3)$$

$$\frac{\partial E}{\partial t} = -p \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{1}{\rho} \right) - \frac{\partial}{\partial s} (r^2 W) + \varepsilon, \quad (1.4)$$

$$W = -kr^2 \frac{\partial T}{\partial s}, \quad (1.5)$$

$$p = \mathcal{P}(\rho, T); E = \mathcal{E}(\rho, T); \varepsilon = \mathcal{H}(\rho, T). \quad (1.6)$$

Здесь t — время, r — радиус, ρ — плотность среды, s ($ds = \rho r^2 dr$) — лагранжева массовая координата, u — скорость, p — давление, E — внутренняя энергия, W — тепловой поток, T — температура, ε — мощность объемных источников энергии, $k = k_r \rho = 4acT^3/3\kappa$, k_r — коэффициент лучистой теплопроводности, G — гравитационная постоянная.

Напомним, что уравнения газодинамики имеют определенный физический смысл. Уравнение (1.2) выражает закон изменения объема фиксированной массы газа. Закон сохранения массы при записи уравнений в лагранжевых массовых координатах выполнен автоматически. Уравнение (1.2) можно записать в форме уравнения неразрывности

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{1}{\rho} \right) = \frac{\partial}{\partial s} (r^2 u). \quad (1.7)$$

Для этого нужно продифференцировать (1.2) по времени и учесть (1.1). Уравнение (1.3) представляет закон сохранения импульса. Уравнение для внутренней энергии (1.4) также имеет непосредственный физический смысл: оно показывает, что изменение внутренней энергии газа происходит за счет работы сил давления и потоков тепла. Преобразуем (1.4). Умножив уравнение движения (1.3) на u , получим соотношение

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{u^2}{2} - \frac{4\pi G s}{r} \right) = -ur^2 \frac{\partial p}{\partial s}, \quad (1.8)$$

которое означает, что изменение суммы кинетической и потенциальной энергии единицы массы газа происходит за счет работы газодинамической силы $-r^2 \frac{\partial p}{\partial s} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial r}$. Складывая (1.5) и (1.8), с учетом (1.7) получим

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(E + \frac{u^2}{2} - \frac{4\pi G s}{r} \right) = -\frac{\partial}{\partial s} (r^2 u p) - \frac{\partial (r^2 W)}{\partial s} + \varepsilon. \quad (1.9)$$

Последнее уравнение, представленное в так называемом дивергентном виде, выражает закон сохранения полной энергии. Таким образом, уравнение энергии может быть записано в равноправных формах (1.4) и (1.9).

Для сквозного расчета ударных волн будем применять метод искусственной вязкости. В этом методе в систему уравнений газодинамики вводятся некоторые дополнительные диссипативные члены, моделирующие действие реальной вязкости в ударных волнах. Введение искусственной вязкости позволяет приближенно описать скачок на фронте ударной волны гладким переходом на протяжении нескольких пространственных шагов разностной сетки. При этом фронт ударной волны проявляется как область относительно быстрого изменения параметров газа. Скорость перемещения этой области совпадает со скоростью ударной волны, а изменение термодинамических величин в ней — со скачками на фронте ударной волны. Но протяженность самой области перехода существенно превышает реальную ширину фронта ударной волны, измеряемую несколькими длинами свободного пробега в газе. Формально искусственная вязкость вводится как добавка к давлению, так что в уравнения (1.3), (1.4), (1.9) вместо p входит сумма

$$g = p + \omega, \quad (1.10)$$

где ω — «вязкое» давление. Наиболее часто рассматриваются два типа вязкости [4]:

а) линейная вязкость

$$\omega = -\frac{\nu \rho}{2} \left(\frac{\partial u}{\partial s} - \left| \frac{\partial u}{\partial s} \right| \right); \quad (1.11)$$

б) квадратичная вязкость

$$\omega = -\frac{\mu \rho}{2} \left| \frac{\partial u}{\partial s} \right| \left(\frac{\partial u}{\partial s} - \left| \frac{\partial u}{\partial s} \right| \right). \quad (1.12)$$

Введенная таким образом искусственная вязкость «работает» лишь на фронте ударной волны, где $\partial u / \partial s < 0$. В волнах разрежения $\partial u / \partial s > 0$ и $\omega = 0$.

2. Построение разностной схемы

При численном решении задач газовой динамики широко используется принцип консервативности [5], позволяющий строить разностные схемы, в которых выполнены разностные аналоги основных законов сохранения. Свойство консервативности обеспечивает также выполнение в схеме соотношений Гюгонио, поэтому применение консервативных разностных схем позволяет правильно передавать решения с ударными волнами [5, 6].

В [7] преимущество консервативных разностных схем выявлено при расчете ударных волн в неоднородной среде. В качестве теста там выбрано автомобильное решение о распространении сильной ударной волны в среде

с экспоненциально изменяющейся плотностью [8]. Результаты расчетов показали, что только аппроксимация уравнения энергии в дивергентной форме дает правильный результат, в котором положение ударной волны не зависит сильно от изменения коэффициента искусственной вязкости или изменения размера разностной сетки. При аппроксимации недивергентных форм уравнения энергии, хотя и удается подобрать подходящее значение коэффициента искусственной вязкости, но это значение сильно зависит от величины шага сетки и параметров задачи. Таким образом, в этом случае консервативная разностная схема оказывается единственно приемлемой.

При построении консервативных разностных схем для задач обычной газовой динамики, аппроксимируя уравнение энергии, исходят из дивергентной формы его записи. В задачах гравитационной газодинамики применять для этой цели разностную аппроксимацию дивергентного уравнения энергии (1.9) не всегда удобно, так как в звездах значения гравитационной и тепловой энергии могут сильно различаться в разных областях. В частности, у поверхности звезды в областях низкой плотности вклад тепловой энергии в полную исчезающе мал. В такой ситуации вычисление температуры с помощью разностного аналога уравнения (1.9) приводит к большой ошибке [9]. С этой точки зрения для построения разностных схем предпочтительным является недивергентное уравнение энергии (1.4). Однако в этом случае, как известно [6], при разностной аппроксимации системы уравнений (1.1)–(1.6) могут появиться фиктивные источники энергии, что приведет к неудовлетворительному расчету ударных волн.

Оказалось возможным, исходя из недивергентной формы уравнения энергии (1.6), построить разностную схему, в которой выполнялись бы не только разностные аналоги основных законов сохранения (массы, импульса и энергии), но и дополнительные соотношения, выражающие баланс по отдельным видам энергии. Схемы, обладающие этим свойством, называются полностью консервативными [10]. Полностью консервативные разностные схемы прошли многолетнюю проверку на практике и показали высокую надежность [6].

Построим полностью консервативную разностную схему для уравнений нелинейных радиальных пульсаций звезд (1.1)–(1.6).

В расчетной области $0 \leq s \leq S_0 = M_0/4\pi$ (M_0 — масса звезды), $t \geq 0$ введем неравномерную разностную сетку с целыми и полуцелыми узлами s_i и $s_{i+1/2}$, $i = 1, 2, \dots, N-1$. Определим шаги сетки: $h_i = s_i - s_{i-1}$ для целых узлов и $\tilde{h}_i = s_{i+1/2} - s_{i-1/2}$ для полуцелых узлов. Сетка по времени: $t_{j+1} = t_j + \tau_j$, $j = 0, 1, 2, \dots$. Будем относить к целым узлам сетки (s_i, t_j) сеточные функции скорости $u_i^j = u(s_i, t_j)$, эйлеровой переменной $r_i^j = r(s_i, t_j)$ и теплового потока $W_i^j = W(s_i, t_j)$, а к полуцелым точкам $(s_{i-1/2}, t_j)$ — сеточные функции давления $p_i^j = p(s_{i-1/2}, t_j)$, плотности $\rho_i^j = \rho(s_{i-1/2}, t_j)$, внутренней энергии $E_i^j = E(s_{i-1/2}, t_j)$ и температуры $T_i^j = T(s_{i-1/2}, t_j)$.

Построим для уравнений (1.1)–(1.6) разностную схему с весами:

$$\frac{r_i^{j+1} - r_i^j}{\tau} = \sigma_1 u_i^{j+1} + (1 - \sigma_1) u_i^j, \quad (2.1)$$

$$\frac{(r_i^{j+1})^3 - (r_{i-1}^{j+1})^3}{h_i} = \frac{3}{\rho_i^{j+1}}, \quad (2.2)$$

$$\frac{u_i^{j+1} - u_i^j}{\tau} = -R_1 \left[\sigma_2 \frac{g_{i+1}^{j+1} - g_i^{j+1}}{\tilde{h}_i} + (1 - \sigma_2) \frac{g_{i+1}^j - g_i^j}{\tilde{h}_i} \right] - \frac{4\pi G s_i}{R_2}, \quad (2.3)$$

$$\begin{aligned} \frac{E_i^{j+1} - E_i^j}{\tau} = & - [\sigma_3 g_i^{j+1} + (1 - \sigma_3) g_i^j] \frac{1}{\tau} \left(\frac{1}{\rho_i^{j+1}} - \frac{1}{\rho_i^j} \right) - \\ & - \left[\sigma_4 \frac{(r_i^{j+1})^2 W_i^{j+1} - (r_{i-1}^{j+1})^2 W_{i-1}^{j+1}}{h_i} + (1 - \sigma_4) \frac{(r_i^j)^2 W_i^j - (r_{i-1}^j)^2 W_{i-1}^j}{h_i} \right] + \\ & + \sigma_4 \varepsilon_i^{j+1} + (1 - \sigma_4) \varepsilon_i^j, \end{aligned} \quad (2.4)$$

$$W_i^{j+1} = -k_*^{j+1} (r_i^{j+1})^2 \frac{T_i^{j+1} - T_i^{j+1}}{h_i}, \quad (2.5)$$

$$\begin{aligned} p_i^{j+1} &= \mathcal{P}(\rho_i^{j+1}, T_i^{j+1}), & E_i^{j+1} &= \mathcal{E}(\rho_i^{j+1}, T_i^{j+1}), \\ \varepsilon_i^{j+1} &= \mathcal{H}(\rho_i^{j+1}, T_i^{j+1}). \end{aligned} \quad (2.6)$$

Здесь $0 \leq \sigma_k \leq 1$, $k = 1, \dots, 4$ — весовые множители, R_1 и R_2 — некоторые функции величин r_i^{j+1} и r_i^j , аппроксимирующие выражение r^2 . Конкретный вид этих функций будет определен ниже. $k_*^{j+1} = (h_{i+1}k_i^{j+1} + h_i k_{i+1}^{j+1}) / (h_i + h_{i+1})$ — интерполяция сеточной функции $k_i^{j+1} = \mathcal{K}(\rho_i^{j+1}, T_i^{j+1})$ в целые узлы. Функцию g аппроксимируем в соответствии с (1.10)—(1.12):

$$g_i^{j+1} = p_i^{j+1} + \omega_i^{j+1},$$

где

$$\omega_i^{j+1} = -\frac{\nu \rho_i^{j+1}}{2} \left(\frac{u_i^{j+1} - u_{i-1}^{j+1}}{h_i} - \left| \frac{u_i^{j+1} - u_{i-1}^{j+1}}{h_i} \right| \right)$$

— в случае линейной вязкости, или

$$\omega_i^{j+1} = -\frac{\mu \rho_i^{j+1}}{2} \left| \frac{u_i^{j+1} - u_{i-1}^{j+1}}{h_i} \right| \left(\frac{u_i^{j+1} - u_{i-1}^{j+1}}{h_i} - \left| \frac{u_i^{j+1} - u_{i-1}^{j+1}}{h_i} \right| \right)$$

— в случае квадратичной вязкости.

Запишем разностную схему в безындексных обозначениях:

$$r_t = u^{(\sigma)}, \quad (2.7)$$

$$(r^3)_s = 3/\rho, \quad (2.8)$$

$$u_t = -R_1 g_s^{(\sigma)} - \frac{4\pi G_s}{R_2}, \quad (2.9)$$

$$E_t = -g^{(\sigma)} \left(\frac{1}{\rho} \right)_t - (r^2 W)_s^{(\sigma)} + \varepsilon^{(\sigma)}, \quad (2.10)$$

$$W = -k_* r^2 T_s, \quad (2.11)$$

$$\begin{aligned} p &= \mathcal{P}(\rho, T), & E &= \mathcal{E}(\rho, T), & \varepsilon &= \mathcal{H}(\rho, T), & k_* &= K(\rho, \rho(+1), T, \\ & & & & & & & T(+1)), & g &= p + \omega, & \omega &= \Omega(\rho, u_s), \end{aligned}$$

где

$$\Omega = \begin{cases} -\frac{\nu \rho}{2} (u_s - |u_s|) & \text{— линейная вязкость,} \\ -\frac{\mu \rho}{2} |u_s| (u_s - |u_s|) & \text{— квадратичная вязкость.} \end{cases}$$

При записи использованы безындексные обозначения сеточных функций [11] $y = y_i^j$, $\hat{y} = y_i^{j+1}$, $y^{(\sigma)} = \sigma \hat{y} + (1 - \sigma)y$, $y(-1) = y_{i-1}^j$ и разностных производных: $y_s^- = (y_i - y_{i-1})/h_i$ для сеточных функций, определенных в целых узлах, $y_s^- = (y_{i+1} - y_i)/h_i$ для сеточных функций, определенных в полужелых узлах; $y_t = (\hat{y} - y)/\tau$. В дальнейшем звездочку при обозначении сеточной функции k в целом узле будем опускать.

Преобразуем разностную схему (2.7)—(2.11) таким образом, чтобы уравнение энергии приняло дивергентный вид. Будем поступать аналогично преобразованиям в дифференциальном случае, которые были проведены в предыдущем пункте.

Нам потребуются формулы разностного дифференцирования сеточных функций [11]

$$(yv)_s^- = yv_s^- + y_s^- v(-1) = y(-1)v_s^- + y_s^- v, \quad (2.12)$$

$$(yv)_t = \hat{y}v_t + yv_t, \quad (2.13)$$

$$(vy)_s^- = v_s^- y + \frac{1}{2} [vy_s^- + v(-1)(y(-1))_s^-] \quad (2.14)$$

(в формуле (2.14) сеточная функция v определена в целых узлах, а сеточная функция y — в полуцелых, $y_* = (h_{i+1}y_i + h_i y_{i+1}) / (h_i + h_{i+1})$ интерполяция в целый узел i);

формула перехода от одного веса к другому

$$y^{(\alpha)} = y^{(\beta)} + (\alpha - \beta) \tau y_t \quad (2.15)$$

и формула

$$(y_s^-)_t = (y_i)_s^- \quad (2.16)$$

Вначале получим разностное уравнение неразрывности, аппроксимирующее (1.7). Для этого возьмем разностную производную от (2.8)

$$[(r^3)_s^-]_t = 3 \left(\frac{1}{\rho} \right)_t.$$

С помощью (2.16) и (2.7) получим

$$\left(\frac{1}{\rho} \right)_t = (Ru^{(\sigma)})_s^-, \quad (2.17)$$

где $R = (\hat{r}^2 + r\hat{r} + \hat{r}^2)/3$. Далее получим разностный аналог уравнения (1.8). Умножим (2.9) на $u^{(0,5)} = 0,5 (\hat{u} + u)$ и преобразуем отдельные слагаемые следующим образом:

$$u^{(0,5)} u_t = \frac{(\hat{u} + u)}{2} \frac{(\hat{u} - u)}{\tau} = \frac{\hat{u}^2 - u^2}{2\tau} = \left(\frac{u^2}{2} \right)_t, \quad (2.18)$$

$$\begin{aligned} u^{(0,5)} \frac{4\pi G_s}{R_2} &= \frac{4\pi G_s}{R_2} [u^{(\sigma_1)} + (\sigma_1 - 0,5) \tau u_t] = \\ &= \frac{4\pi G_s}{R_2} r_t + \frac{4\pi G_s}{R_2} (\sigma_1 - 0,5) \tau u_t = - \left(\frac{4\pi G_s}{r} \right)_t - \delta \varepsilon_1, \end{aligned} \quad (2.19)$$

где

$$\delta \varepsilon_1 = -4\pi G_s \left[\frac{r_t}{R_2} + \left(\frac{1}{r} \right)_t \right] - \frac{4\pi G_s}{R_2} (\sigma_1 - 0,5) \tau u_t. \quad (2.20)$$

Таким образом, имеем

$$\left(\frac{u^2}{2} - \frac{4\pi G_s}{r} \right)_t = -R_1 u^{(0,5)} g_s^{(\sigma_1)} + \delta \varepsilon_1. \quad (2.21)$$

Обозначим $U = -4\pi G_s/r$ потенциальную энергию элемента газа единичной массы на расстоянии r от центра звезды. Определим значения кинетической и потенциальной энергий в полуцелом узле $i - 1/2$ как полусумму соответствующих величин в целых узлах i и $i - 1$. Складывая получившееся выражение с (2.10), имеем

$$\begin{aligned} \left[E + \frac{u^2 + u(-1)^2}{4} + \frac{U + U(-1)}{2} \right]_t &= -g^{(\sigma_1)} (Ru^{(\sigma_1)})_s^- - \\ &- \frac{1}{2} \{ R_1 u^{(0,5)} g_s^{(\sigma_2)} + R_1 (-1) [u(-1)]^{(0,5)} [g(-1)]_s^{(\sigma_2)} \} + \frac{\delta \varepsilon_1 + \delta \varepsilon_1 (-1)}{2}. \end{aligned} \quad (2.22)$$

Слагаемые в правой части преобразуем следующим образом:

$$\begin{aligned} g^{(\sigma_1)} (Ru^{(\sigma_1)})_s^- &= [g^{(\sigma_2)} + (\sigma_3 - \sigma_2) \tau g_t] [R(u^{(0,5)} + (\sigma_1 - 0,5) \tau u_t)]_s^- = \\ &= g^{(\sigma_2)} (Ru^{(0,5)})_s^- - \delta \varepsilon_2, \end{aligned} \quad (2.23)$$

где

$$\delta \varepsilon_2 = -\tau [(\sigma_1 - 0,5) g^{(\sigma_2)} (Ru_t)_s^- + (\sigma_3 - \sigma_2) g_t (Ru^{(0,5)})_s^-]. \quad (2.24)$$

$$\begin{aligned} \frac{1}{2} \{ R_1 u^{(0,5)} g_s^{(\sigma_2)} + R_1 (-1) [u(-1)]^{(0,5)} [g(-1)]_s^{(\sigma_2)} \} &= \\ &= \frac{1}{2} \{ Ru^{(0,5)} g_s^{(\sigma_2)} + R(-1) [u(-1)]^{(0,5)} [g(-1)]_s^{(\sigma_2)} \} - \delta \varepsilon_3, \end{aligned} \quad (2.25)$$

где

$$\delta \varepsilon_3 = \frac{1}{2} \{ (R - R_1) u^{(0,5)} g_s^{(\sigma_2)} + [R(-1) - R_1(-1)] [u(-1)]^{(0,5)} [g(-1)]_s^{(\sigma_2)} \}. \quad (2.26)$$

Подставляя (2.23) и (2.25) в (2.22), получим

$$\begin{aligned} \left[E + \frac{u^2 + u(-1)^2}{4} + \frac{U + U(-1)}{2} \right]_t = & -g^{(\sigma_2)} (Ru^{(\sigma_2)})_s - \\ & - \frac{1}{2} \{ Ru^{(0,5)} g_s^{(\sigma_2)} + R(-1) [u(-1)]^{(0,5)} [g(-1)]_s^{(\sigma_2)} \} + (r^2 W)_s^{(\sigma_2)} + \varepsilon^{(\sigma_2)} + \\ & + \frac{\delta \varepsilon_1 + \delta \varepsilon_1(-1)}{2} + \delta \varepsilon_2 + \delta \varepsilon_3. \end{aligned}$$

Первые два слагаемые сворачиваются по формуле разностного дифференцирования (2.14). Окончательно, имеем

$$\left[E + \frac{u^2 + u(-1)^2}{4} + \frac{U + U(-1)}{2} \right]_t = - (Ru^{(0,5)} g_s^{(\sigma_2)})_s + (r^2 W)_s^{(\sigma_2)} + \varepsilon^{(\sigma_2)} + \delta \varepsilon, \quad (2.27)$$

где

$$\delta \varepsilon = \frac{\delta \varepsilon_1 + \delta \varepsilon_1(-1)}{2} + \delta \varepsilon_2 + \delta \varepsilon_3.$$

Полученное соотношение представляет собой разностный аналог дивергентного уравнения энергии (1.9). Его можно рассматривать как закон сохранения энергии для одного массового интервала (s_{i-1}, s_i) на промежутке времени (t_j, t_{j+1}) . Суммирование уравнений (2.27) по всем узлам разностной сетки дает разностный аналог интегрального закона сохранения полной энергии.

Мы видим, что в исходной разностной схеме (2.1)–(2.6) закон сохранения энергии нарушен за счет появления фиктивных источников энергии $\delta \varepsilon$ разностного происхождения. Дисбаланс энергии накапливается со временем. На гладких решениях мощность фиктивных источников порядка $O(\tau)$ и практически не зависит от шага пространственной сетки.

Выберем теперь параметры схемы таким образом, чтобы дисбаланс энергии тождественно равнялся нулю: $\delta \varepsilon_1 = \delta \varepsilon_2 = \delta \varepsilon_3 = 0$. Из выражений для дисбаланса (2.20), (2.24), (2.26) получаем

$$\begin{aligned} R_2 = -r_t / (1/r)_t = \hat{r}r; \quad R_1 = R = (\hat{r}^2 + \hat{r}r + r^2)/3; \quad (2.28) \\ \sigma_1 = 0,5; \quad \sigma_3 = \sigma_2. \end{aligned}$$

Таким образом, при выполнении условий (2.28) разностная схема становится полностью консервативной, т. е. в этом случае в схеме выполнены как закон сохранения полной энергии (2.27), так и балансы по отдельным видам энергии: внутренней (2.10) и сумме кинетической и потенциальной (2.21). Условия полной консервативности позволили конкретизировать разностную аппроксимацию величин R_1 и R_2 и значения весов σ_1 и σ_3 . Два весовых множителя σ_2 и σ_4 (обозначим их соответственно α и β) остались свободными параметрами.

Выпишем двухпараметрическое семейство полностью консервативных разностных схем:

$$\begin{aligned} r_t = u^{(0,5)}; \quad (r^3)_s = 3/\rho; \quad u_t = -Rg_s^{(\alpha)} - \frac{4\pi Gs}{\hat{r}}; \\ E_t = -g^{(\alpha)} \left(\frac{1}{\rho} \right)_t - (r^2 W)_s^{(\beta)} + \varepsilon^{(\beta)}; \quad W = -kr^2 T_s; \\ E = \mathcal{E}(\rho, T); \quad p = \mathcal{P}(\rho, T); \quad \varepsilon = \mathcal{H}(\rho, T); \\ R = (\hat{r}^2 + \hat{r}r + r^2)/3; \quad g = p + \omega; \quad \omega = \Omega(\rho, u_s); \\ k = K(\rho, \rho(+1), T, T(+1)). \end{aligned} \quad (2.29)$$

Распоряжаясь весовыми множителями α и β , получаем различные разностные схемы: от явной $\alpha = 0, \beta = 0$ до полностью неявной $\alpha = 1, \beta = 1$. При $\alpha = \beta = 0,5$ получаем единственную полностью консервативную разностную схему со вторым порядком аппроксимации $O(\tau^2, h^2)$. В остальных случаях разностные уравнения имеют порядок аппроксимации $O(\tau, h^2)$.

Сделаем несколько замечаний по поводу разностной аппроксимации уравнений в граничных узлах сетки. Для того чтобы избежать изменений в записи разностных уравнений в граничных узлах сетки, воспользуемся следующим приемом. Формально расширим разностную сетку, добавив к ней фиктивные разностные узлы: слева s_0 и справа s_N . Величины соответствующих шагов сетки положим равными нулю: $h_1 = s_1 - s_0 = 0$ и $h_N = s_N - s_{N-1} = 0$. Так же формально введем полуцелые узлы $i = 1/2$ и $i = N - 1/2$, отнесенные к середине фиктивного разностного интервала, и в этих полуцелых узлах будем определять функции давления и температуры. По существу, эти величины совпадут со значениями давления и температуры в граничных узлах $i = 1$ и $i = N - 1$, например $p(s_{1/2}, t_j) = p(s_1, t_j)$ и $p(s_{N-1/2}, t_j) = p(s_{N-1}, t_j)$. Таким образом, система разностных уравнений (2.29) будет справедлива во всех узлах разностной сетки $i = 1, 2, \dots, N - 1$.

Рассмотрим граничные условия. Пусть расчетная область занимает по радиусу интервал от $r = 0$ до $r = R_0$, где R_0 — радиус звезды. Соответственно массовая лагранжева координата $0 \leq s \leq S_0 = M_0/4\pi$, M_0 — масса звезды. Тогда граничные условия в теории звездных пульсаций имеют следующий вид:

$$u(0, t) = 0; \quad \frac{\partial T}{\partial s}(0, t) = 0 \quad (2.30)$$

— условие симметрии при $r = 0$;

$$p(S_0, t) = 0; \quad W(S_0, t) = \sigma_0 T^4(S_0, t) \quad (2.31)$$

— условие на свободной поверхности звезды, σ_0 — постоянная Стефана — Больцмана. При формулировке разностной задачи эти условия аппроксимируются на расширенной сетке естественным образом:

$$u_1^{j+1} = 0; \quad T_1^{j+1} - T_2^{j+1} = 0, \quad (2.32)$$

$$p_N^{j+1} = 0; \quad W_{N-1}^{j+1} - \sigma_0 (T_N^{j+1})^4 = 0. \quad (2.33)$$

3. Методы решения разностных уравнений

Рассмотрим систему уравнений, представляющую полностью консервативную разностную схему (2.29). В частном случае $\alpha = \beta = 0$ система уравнений разрешается относительно неизвестных сеточных функций на $(j + 1)$ -м временном слое по явным выражениям через значения сеточных функций на j -м слое. Расчетные формулы в этом случае легко выписать. Простота программной реализации является привлекательной чертой явной схемы. Однако исследование устойчивости явной разностной схемы показывает, что условие устойчивости накладывает жесткое ограничение на временной шаг [12]:

$$\tau < \min \begin{cases} \Delta r_i / c_{s,i} \\ (\Delta r_i)^2 / 2a_i \end{cases} \quad (3.1)$$

$$(3.2)$$

где $\Delta r_i = r_{i+1} - r_i$, $c_{s,i}$ — локальное значение скорости звука, $a_i = k_{r,i} \rho_i / c_{v,i}$ — коэффициент температуропроводности, $c_{v,i}$ — удельная теплоемкость. Условие (3.1), так называемое условие Куранта, возникает из-за явной аппроксимации уравнения движения ($\alpha = 0$), а (3.2) из-за явной аппроксимации уравнения энергии ($\beta = 0$).

В большинстве задач критерий устойчивости сильно ограничивает величину шага. Следовательно, для решения задачи требуется большое число временных шагов, что означает большие затраты машинного времени. Наиболее жестким является условие (3.2), так как в этом случае максимально

допустимое значение τ пропорционально квадрату шага сетки по пространству. Поэтому часто для уравнения энергии выбирают неявную разностную схему, оставляя явную схему для уравнения движения ($\alpha = 0, \beta = 1$) [1-3]. Тогда временной шаг ограничивает только неравенство (3.1). В такой разностной схеме явным образом разрешаются только первые три уравнения системы (2.29), а для решения уравнения энергии нужно применять итерационные методы.

В расчетах звездных пульсаций условие Куранта (3.1) создает определенные трудности [1], связанные с сильным различием локальных значений скорости звука в разных областях звезды. В этом случае критерий устойчивости явных схем (3.1) может привести к неоправданно малому шагу по времени, что ведет к уменьшению точности расчета и сглаживанию профилей решения. Кроме того, имеется ряд других соображений [5], приводящих к выводу о целесообразности использования неявных разностных схем, которые являются абсолютно устойчивыми при $\alpha \geq 0,5, \beta \geq 0,5$.

Рассмотрим подробнее алгоритм численного счета по неявной разностной схеме. Для численного решения системы нелинейных алгебраических уравнений, представляющих разностную схему, воспользуемся итерационным методом Ньютона [6]. Напомним, что в случае системы n уравнений с n неизвестными

$$\begin{aligned} f_1(x_1, x_2, \dots, x_n) &= 0, \\ &\dots \\ f_n(x_1, x_2, \dots, x_n) &= 0 \end{aligned}$$

применение метода Ньютона приводит к итерационному процессу, в котором на каждой $(k+1)$ -й итерации нужно решить систему линейных уравнений

$$\begin{aligned} \frac{\partial f_1}{\partial x_1} x_1^{k+1} - x_1^k + \frac{\partial f_1}{\partial x_2} x_2^{k+1} - x_2^k + \dots + \frac{\partial f_1}{\partial x_n} x_n^{k+1} - x_n^k &= -f_1^k, \\ &\dots \\ \frac{\partial f_n}{\partial x_1} x_1^{k+1} - x_1^k + \frac{\partial f_n}{\partial x_2} x_2^{k+1} - x_2^k + \dots + \frac{\partial f_n}{\partial x_n} x_n^{k+1} - x_n^k &= -f_n^k \end{aligned}$$

относительно x_1, x_2, \dots, x_n . Все производные вычисляются по значениям аргументов на предыдущей итерации. Решить систему линейных уравнений можно известными методами линейной алгебры. Для сокращения записи введем обозначения

$$\delta x_i^{k+1} = x_i^{k+1} - x_i^k. \quad (3.3)$$

Запишем систему разностных уравнений газодинамики (2.29) следующим образом:

$$\begin{aligned} f_{1,i}^{j+1} &= r_i^{j+1} - r_i^j - 0,5\tau(u_i^{j+1} + u_i^j) = 0, \\ f_{2,i}^{j+1} &= \frac{(r_i^{j+1})^3 - (r_i^{j+1})^3}{3h_i} - \frac{1}{\rho_i^{j+1}} = 0, \\ f_{3,i}^{j+1} &= u_i^{j+1} - u_i^j + \tau R_i^{j+1} \left[\alpha \left(\frac{g_{i+1}^{j+1} - g_i^{j+1}}{h_i} \right) + (1-\alpha) \left(\frac{g_{i+1}^j - g_i^j}{h_i} \right) \right] + \\ &+ \tau \frac{4\pi G s_i}{r_i^{j+1} r_i^j} = 0, \\ f_{4,i}^{j+1} &= E_i^{j+1} - E_i^j + (\alpha g_i^{j+1} + (1-\alpha) g_i^j) \left(\frac{1}{\rho_i^{j+1}} - \frac{1}{\rho_i^j} \right) + \\ &+ \tau \beta \frac{(r_i^{j+1})^2 W_i^{j+1} - (r_{i-1}^{j+1})^2 W_{i-1}^{j+1}}{h_i} + \tau (1-\beta) \frac{(r_i^j)^2 W_i^j - (r_{i-1}^j)^2 W_{i-1}^j}{h_i} - \\ &- \tau \beta e_i^{j+1} - \tau (1-\beta) e_i^j = 0, \end{aligned} \quad (3.4)$$

$$\begin{aligned}
f_{5,i}^{j+1} &= W_i^{j+1} + k_i^{j+1} (r_i^{j+1})^2 \frac{T_{i+1}^{j+1} - T_i^{j+1}}{h_i} = 0, \\
f_{6,i}^{j+1} &= R_i^{j+1} - \frac{1}{3} [(r_i^{j+1})^2 + r_i^{j+1} r_i^j + (r_i^j)^2] = 0, \\
f_{7,i}^{j+1} &= g_i^{j+1} - \mathcal{P}(\rho_i^{j+1}, T_i^{j+1}) - \Omega(\rho_i^{j+1}, u_{s,i}^{j+1}) = 0, \\
f_{8,i}^{j+1} &= k_i^{j+1} - K(\rho_i^{j+1}, \rho_{i+1}^{j+1}, T_i^{j+1}, T_{i+1}^{j+1}) = 0, \\
f_{9,i}^{j+1} &= \varepsilon_i^{j+1} - \mathcal{H}(\rho_i^{j+1}, T_i^{j+1}) = 0, \\
f_{10,i}^{j+1} &= E_i^{j+1} - \mathcal{E}(\rho_i^{j+1}, T_i^{j+1}) = 0.
\end{aligned}$$

Применение метода Ньютона к системе нелинейных уравнений (3.4) приводит к следующей системе линейных разностных уравнений для приращений (3.3) искомых функций на $(k+1)$ -й итерации:

$$\begin{aligned}
\delta r_i^{k+1} - 0,5\tau \delta u_i^{k+1} &= -f_{1,i}^k, \\
\frac{(r_i^k)^2 \delta r_i^{k+1} - (r_{i-1}^k)^2 \delta r_{i-1}^{k+1}}{h_i} + \frac{1}{(\rho_i^k)^2} \delta \rho_i^{k+1} &= -f_{2,i}^k, \\
\delta u_i^{k+1} + \tau g_s^{(\alpha)} \delta R_i^{k+1} + \alpha \tau R_i^k (\delta g)_s^{k+1} - \tau \frac{4\pi G s_i}{(r_i^k)^2 r_i^j} \delta r_i^{k+1} &= -f_{3,i}^k, \\
\delta E_i^{k+1} + \alpha \left(\frac{1}{\rho_i^k} - \frac{1}{\rho_i^j} \right) - \frac{g_i^{(\alpha)}}{(\rho_i^k)^2} \delta \rho_i^{k+1} + 2\beta \tau (\bar{r} W \delta r)_s^{k+1} + \beta \tau (r^2 \delta W)_s^{k+1} - \beta \tau \delta \varepsilon_i^{k+1} &= \\
&= -f_{4,i}^k, \tag{3.5} \\
\delta W_i^{k+1} + (r_i^k)^2 T_s^k \delta k_i^{k+1} + 2r_i^k k_i T_s^k \delta r_i^{k+1} + (r_i^k)^2 k_i (\delta T)_s^{k+1} &= -f_{5,i}^k, \\
\delta R_i^{k+1} - \frac{1}{3} (2r_i^k + r_i^j) \delta r_i^{k+1} &= -f_{6,i}^k, \\
\delta g_i^{k+1} - \left(\frac{\partial \mathcal{P}}{\partial \rho_i} \right)^{k+1} \delta \rho_i^{k+1} - \left(\frac{\partial \mathcal{P}}{\partial T_i} \right)^{k+1} \delta T_i^{k+1} - \left(\frac{\partial \Omega}{\partial \rho_i} \right)^{k+1} \delta \rho_i^{k+1} - \left(\frac{\partial \Omega}{\partial u_{s,i}} \right)^{k+1} (\delta u)_s^{k+1} &= -f_{7,i}^k, \\
\delta k_i^{k+1} - \left(\frac{\partial K}{\partial \rho_i} \right)^{k+1} \delta \rho_i^{k+1} - \left(\frac{\partial K}{\partial \rho_{i+1}} \right)^{k+1} \delta \rho_{i+1}^{k+1} - \left(\frac{\partial K}{\partial T_i} \right)^{k+1} \delta T_i^{k+1} - \left(\frac{\partial K}{\partial T_{i+1}} \right)^{k+1} \delta T_{i+1}^{k+1} &= -f_{8,i}^k, \\
\delta \varepsilon_i^{k+1} - \left(\frac{\partial \mathcal{H}}{\partial \rho_i} \right)^{k+1} \delta \rho_i^{k+1} - \left(\frac{\partial \mathcal{H}}{\partial T_i} \right)^{k+1} \delta T_i^{k+1} &= -f_{9,i}^k, \\
\delta E_i^{k+1} - \left(\frac{\partial \mathcal{E}}{\partial \rho_i} \right)^{k+1} \delta \rho_i^{k+1} - \left(\frac{\partial \mathcal{E}}{\partial T_i} \right)^{k+1} \delta T_i^{k+1} &= -f_{10,i}^k.
\end{aligned}$$

В дальнейшем для сокращения записи будем опускать номер итерации и применять безындексные обозначения для всех сеточных функций. Введем также обозначения

$$\begin{aligned}
F &= \frac{4\pi G s_i}{(r_i)^2 r_i^j}; \quad \bar{r} = \frac{1}{3} (2r_i + r_i^j); \quad \left(\frac{1}{\rho} \right)_t = \frac{1}{\tau} \left(\frac{1}{\rho_i} - \frac{1}{\rho_i^j} \right); \tag{3.6} \\
\mathcal{P}_T &= \left(\frac{\partial \mathcal{P}}{\partial T_i} \right); \quad \mathcal{P}_\rho = \left(\frac{\partial \mathcal{P}}{\partial \rho_i} \right); \quad g_\rho = \mathcal{P}_\rho + \Omega_\rho; \quad \Omega_u = \left(\frac{\partial \Omega}{\partial u_s} \right); \\
K_T &= \left(\frac{\partial K}{\partial T_i} \right); \quad K'_T = \left(\frac{\partial K}{\partial T_{i+1}} \right) \text{ и т. п.}
\end{aligned}$$

Кроме того, с целью упрощения итерационного процесса пренебрежем в выражении для δk приращением плотности $\delta\rho$. Основанием для этого служит тот физический факт, что коэффициент лучистой теплопроводности в гораздо большей степени определяется температурой, чем плотностью. С учетом вышеуказанного запишем (3.5) в виде

$$\begin{aligned}
 \delta r - 0,5\tau\delta u &= -f_1, \\
 (r^2\delta r)_s + \delta\rho/\rho^2 &= -f_2, \\
 \delta u + \tau g_s^{(\alpha)}\delta R + \alpha\tau R(\delta g)_s - \tau F\delta r &= -f_3, \\
 \delta E + \alpha\tau\left(\frac{1}{\rho}\right)_t\delta g - \frac{g^{(\alpha)}}{\rho^2}\delta\rho + 2\beta\tau(rW\delta r)_s + \beta\tau(r^2\delta W)_s - \beta\tau\delta\varepsilon &= -f_4, \\
 \delta W + r^2T_s\delta k + 2rkT_s\delta r + r^2k(\delta T)_s &= -f_5, \\
 \delta R - \bar{r}\delta r &= -f_6, \\
 \delta g - g_\rho\delta\rho - \mathcal{P}_T\delta T - \Omega_u(\delta u)_s &= -f_7, \\
 \delta k - K_T\delta T - K'_T\delta T(+1) &= -f_8, \\
 \delta\varepsilon - \mathcal{H}_\rho\delta\rho - \mathcal{H}_T\delta T &= -f_9, \\
 \delta E - \mathcal{E}_\rho\delta\rho - \mathcal{E}_T\delta T &= -f_{10}.
 \end{aligned} \tag{3.7}$$

Исключим из системы (3.7) приращения всех функций, кроме скорости и температуры. В результате получим систему двух линейных уравнений. Выразим δr , $\delta\rho$, δR , δg через δu и δT :

$$\delta r = 0,5\tau\delta u - f_1, \tag{3.8}$$

$$\delta\rho = -0,5\tau\rho^2(r^2\delta u)_s - Y, \tag{3.9}$$

где

$$Y = \rho^2[f_2 - (r^2f_1)_s], \tag{3.10}$$

$$\delta R = 0,5\tau\bar{r}\delta u - (\bar{r}f_1 + f_6), \tag{3.11}$$

$$\delta g = -0,5\tau g_\rho\rho^2(r^2\delta u)_s + \Omega_u(\delta u)_s + \mathcal{P}_T\delta T - g_\rho Y - f_7. \tag{3.12}$$

Подставляя (3.8) — (3.12) в третье уравнение системы (3.7), получим первое уравнение, связывающее δu и δT :

$$a_{11,i}\delta u_{i-1} - c_{11,i}\delta u_i + b_{11,i}\delta u_{i+1} - c_{12,i}\delta T_i + b_{12,i}\delta T_{i+1} = -F_{1,i}, \tag{3.13}$$

где коэффициенты a_{11} , c_{11} , b_{11} , c_{12} , b_{12} и правая часть F_1 зависят только от значений сеточных функций на k -й итерации и определяются выражениями

$$\begin{aligned}
 a_{11,i} &= \alpha_{1,i}(a_i r_{i-1}^2 - b_i), \\
 c_{11,i} &= 1 + a_{1,i} + \alpha_{1,i}[r_i^2(a_{i+1} + a_i) - (b_{i+1} + b_i)], \\
 b_{11,i} &= \alpha_{1,i}(a_{i+1} r_{i+1}^2 - b_{i+1}),
 \end{aligned} \tag{3.14}$$

$$c_{12,i} = -\alpha_{1,i}\mathcal{P}_{T,i}$$

$$b_{12,i} = -\alpha_{1,i}\mathcal{P}_{T,i}$$

$$F_{1,i} = -f_{3,i} - \tau F_i f_{1,i} + \tau g_s^{(\alpha)}(f_{6,i} + \bar{r}f_{1,i}) + \alpha\tau R_i(g_\rho Y + f_7)_s,$$

где

$$\alpha_{1,i} = \alpha\tau R_i/h_i; \quad a_{1,i} = 0,5\tau^2(\bar{r}g_s^{(\alpha)} - F_i);$$

$$a_i = \tau\rho_i^2 g_{\rho,i}/2h_i; \quad b_i = \Omega_{u,i}/h_i.$$

Далее выразим δE , δg , δk , δW , $\delta\varepsilon$ через δu , δT , $\delta\rho$:

$$\delta E = \mathcal{E}_\rho\delta\rho + \mathcal{E}_T\delta T - f_{10}. \tag{3.15}$$

$$\delta g = g_\rho \delta \rho + \Omega_u (\delta u)_s + \mathcal{P}_T \delta T - f_7, \quad (3.16)$$

$$\delta k = K_T \delta T + K'_T \delta T (+1) - f_8, \quad (3.17)$$

$$\delta W = -(b_1 K'_T + b_2) \delta T (+1) + (b_2 - K_T b_1) \delta T - \tau (kr T_s) \delta u - b_3, \quad (3.18)$$

$$\delta \varepsilon = \mathcal{H}_\rho \delta \rho + \mathcal{H}_T \delta T - f_9, \quad (3.19)$$

где

$$b_1 = r_i^2 T_s; \quad b_2 = k_i r_i^2 / h_i; \quad b_3 = f_5 - 2(kr T_s) f_1 - (r^2 T_s) f_8. \quad (3.20)$$

Подставим (3.15) – (3.20) в четвертое уравнение из (3.7):

$$c_1 \delta \rho + c_2 \delta T + \alpha \tau \left(\frac{1}{\rho} \right)_i \Omega_u (\delta u)_s + \beta \tau^2 [rW \delta u]_s + \beta \tau (r^2 \delta W)_s = c_3, \quad (3.21)$$

где

$$\begin{aligned} c_1 &= \mathcal{E}_\rho + \alpha \tau \left(\frac{1}{\rho} \right)_i g_\rho - g^{(\alpha)} / \rho^2 - \beta \tau \mathcal{H}_\rho, \\ c_2 &= \mathcal{E}_T + \alpha \tau \left(\frac{1}{\rho} \right)_i \mathcal{P}_T - \beta \tau \mathcal{H}_T, \end{aligned} \quad (3.22)$$

$$c_3 = -f_4 + f_{10} - \beta \tau f_9 + \alpha \tau \left(\frac{1}{\rho} \right)_i f_7 + 2\beta \tau [rW f_1]_s.$$

Наконец, подставляя (3.9) и (3.18) в (3.21), получим второе уравнение, связывающее δu и δT :

$$a_{21, i} \delta u_{i-1} - c_{21, i} \delta u_i + a_{22, i} \delta T_{i-1} - c_{22, i} \delta T_i + b_{22, i} \delta T_{i+1} = -F_{2, i}, \quad (3.23)$$

где

$$\begin{aligned} a_{21, i} &= \beta_1 d_{i-1} + d_{1, i} - d_{2, i} r_{i-1}^2, \\ c_{21, i} &= \beta_1 d_i + d_{1, i} - d_{2, i} r_i^2, \\ a_{22, i} &= \beta_1 f_{i-1}, \quad c_{22, i} = c_{2, i} + \beta_1 (e_{i-1} + f_i), \quad b_{22, i} = \beta_1 e_i, \\ \beta_1 &= \beta \tau / h_i, \quad \alpha_{1, i} = \frac{d\tau}{h_i} \left(\frac{1}{\rho} \right)_i \Omega_{u, i}, \quad d_{2, i} = 0,5 \tau \rho_i^2 c_{1, i} / h_i, \\ d_i &= \tau r_i (W_i - r_i^2 k_i T_s), \quad e_i = r_i^2 (b_2 + K'_T b_1)_i, \quad f_i = r_i^2 (b_2 - K_T b_1)_i, \\ F_{2, i} &= c_{3, i} + c_{1, i} Y_i + \beta \tau (r^2 b_3)_s. \end{aligned} \quad (3.24)$$

Введем вектор-функции

$$Y_i = \begin{pmatrix} \delta u_i \\ \delta T_i \end{pmatrix}, \quad F_i = \begin{pmatrix} F_{1, i} \\ F_{2, i} \end{pmatrix},$$

перепишем систему (3.13), (3.23) в матричной форме:

$$A_i Y_{i-1} - C_i Y_i + B_i Y_{i+1} = -F_i, \quad i = 2, 3, \dots, N-2, \quad (3.25)$$

где

$$A_i = \begin{pmatrix} a_{11} & 0 \\ a_{21} & a_{22} \end{pmatrix}; \quad B_i = \begin{pmatrix} b_{11} & b_{12} \\ 0 & b_{22} \end{pmatrix}; \quad C_i = \begin{pmatrix} c_{11} & c_{12} \\ c_{21} & c_{22} \end{pmatrix}.$$

Граничные условия для системы (3.25) в общем случае можно записать в виде

$$-C_1 Y_1 + B_1 Y_2 = -F_1; \quad A_{N-1} Y_{N-2} - C_{N-1} Y_{N-1} = -F_{N-1}. \quad (3.26)$$

Конкретный вид матриц $C_1, B_1, A_{N-1}, C_{N-1}$ и векторов F_1, F_{N-1} получим для граничных условий (2.32) – (2.33).

Применение метода Ньютона к уравнениям (2.32) дает граничные условия для приращений на $(k+1)$ -й итерации:

$$\delta u_1^{k+1} = 0; \quad \delta T_1^{k+1} - \delta T_2^{k+1} = 0. \quad (3.27)$$

Далее, принимая во внимание уравнения системы (3.4) и полагая псевдовязкость на границе равной нулю, выразим условия на внешней границе (2.33) через приращения скорости и температуры. Для этого применим

метод Ньютона к уравнению

$$f_{3, N-1}^{j+1} = u_{N-1}^{j+1} - u_{N-1}^j + \tau R_{N-1}^{j+1} \left[\alpha \frac{p_N^{j+1} - p_{N-1}^{j+1}}{h_{N-1}} + (1 - \alpha) \frac{p_N^j - p_{N-1}^j}{h_{N-1}} \right] + \frac{4\pi G s_0}{r_{N-1}^{j+1} r_{N-1}^j} = 0$$

и, используя (3.11) и (3.12), с учетом граничного условия $p_N = 0$ получаем

$$a_{11, N-1} \delta u_{N-2} - c_{11, N-1} \delta u_{N-1} - c_{12, N-1} \delta T_{N-1} = -F_{1, N-1}, \quad (3.28)$$

где a_{11} , c_{11} , c_{12} , F_1 вычисляются из выражений (3.11), в которых полагаются: $p_N = 0$, $\Omega_N = \Omega_{N-1} = 0$, $a_N = 0$.

Рассмотрим теперь второе уравнение из (2.33):

$$\begin{aligned} f_{11, N-1}^{j+1} &= W_{N-1}^{j+1} - \sigma_0 (T_N^{j+1})^4 = 0, \\ \delta W_{N-1}^{k+1} - 4\sigma_0 (T_N^k)^3 \delta T_N^k &= -f_{11, N-1}^k. \end{aligned} \quad (3.29)$$

Подставим в (3.29) выражение для δW_{N-1}^{k+1} из (3.18):

$$-d_{1, N-1} \delta T_{N-1} + d_{2, N-1} \delta T_N - d_{3, N-1} \delta u_{N-1} = -\tilde{c}_{4, N-1}^k, \quad (3.30)$$

где

$$\begin{aligned} d_{1, N-1} &= (K_T b_1 - b_2)_{N-1}, \quad d_{2, N-1} = -(b_2 + K_T b_1)_{N-1} - 4\sigma_0 T_N^3, \\ d_{3, N-1} &= \tau (kr T_N^k)_{N-1}, \quad \tilde{c}_{4, N-1}^k = -b_{3, N-1} + f_{11, N-1}^k. \end{aligned}$$

Здесь b_1 , b_2 , b_3 вычисляются в узле $N - 1$ по формулам (3.20). Далее запишем разностное уравнение (3.23) на расширенной сетке при $i = N - 1$:

$$\begin{aligned} a_{21, N-1} \delta u_{N-2} - c_{21, N-1} \delta u_{N-1} + a_{22, N-1} \delta T_{N-2} - c_{22, N-1} \delta T_{N-1} + \\ + b_{22, N-1} \delta T_N = -F_{2, N-1}. \end{aligned} \quad (3.31)$$

Исключая из (3.29) и (3.31) δT_N^k , получим второе условие на правой границе для приращений δu и δT на $(k + 1)$ -й итерации:

$$\tilde{a}_{21, N-1} \delta u_{N-2} - \tilde{c}_{21, N-1} \delta u_{N-1} + \tilde{a}_{22, N-1} \delta T_{N-2} - \tilde{c}_{22} \delta T_{N-1} = -\tilde{F}_{2, N-1}, \quad (3.32)$$

где

$$\begin{aligned} \tilde{a}_{21, N-1} &= (a_{21} d_2)_{N-1}; \quad \tilde{c}_{21, N-1} = (c_{21} d_2 + b_{22} d_3)_{N-1}; \\ \tilde{a}_{22, N-1} &= (a_{22} d_2)_{N-1}; \quad \tilde{c}_{22, N-1} = (c_{22} d_2 + b_{22} d_1)_{N-1}; \\ \tilde{F}_{2, N-1} &= (F_2 d_2 - b_{22} d_4)_{N-1}. \end{aligned}$$

Таким образом, уравнения (3.27), (3.31) и (3.32) задают граничные условия для системы разностных уравнений (3.13) и (3.23). Эти граничные условия можно записать в матричном виде (3.26), где:

$$\begin{aligned} C_1 &= \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}; \quad B_1 = \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}; \quad F_1 = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \end{pmatrix}; \\ A_{N-1} &= \begin{pmatrix} a_{11} & a_{12} \\ \tilde{a}_{21} & 0 \end{pmatrix}_{N-1}; \quad C_{N-1} = \begin{pmatrix} c_{11} & c_{12} \\ \tilde{c}_{21} & \tilde{c}_{22} \end{pmatrix}_{N-1}; \quad F_2 = \begin{pmatrix} F_1 \\ \tilde{F}_2 \end{pmatrix}_{N-1}. \end{aligned}$$

Для решения векторного разностного уравнения (3.25) с граничными условиями (3.26) применяют метод матричной прогонки [11]. Суть этого метода заключается в следующем. Сначала по рекуррентным формулам определяются так называемые прогоночные коэффициенты: матрица α_i и вектор β_i :

$$\alpha_1 = c_1^{-1} B_1; \quad \beta_1 = C_1^{-1} F_1, \quad (3.33)$$

$$\begin{aligned} \alpha_{i+1} &= (C_i - A_i \alpha_i)^{-1} B_i, \quad i = 1, 2, \dots, N - 2, \\ \beta_{i+1} &= (C_i - A_i \alpha_i)^{-1} (F_{i+1} + A_i \beta_i), \quad i = 1, 2, \dots, N - 1. \end{aligned}$$

Затем также по рекуррентной формуле определяется неизвестная вектор-функция Y_i :

$$Y_{N-1} = \beta_N, \quad (3.34)$$

$$Y_i = \alpha_{i+1} Y_{i+1} + \beta_{i+1}, \quad i = N-2, N-3, \dots, 1.$$

По ходу вычислений приходится обращаться матрицы второго порядка.

Опишем вкратце вычислительный алгоритм. На каждом новом шаге во времени в качестве нулевого приближения ($k=0$) берутся значения сеточных функций, полученные на предыдущем временном слое. Для того чтобы получить функции на $(k+1)$ -й итерации, сначала по формулам (3.14), (3.24) определяются элементы матриц A_i^k, B_i^k, C_i^k и вектора F_i^k . Затем, решив уравнение (3.25) с помощью алгоритма матричной прогонки (3.33)—(3.34) и получив приращения δu и δT , из (3.8)—(3.12) и (3.15)—(3.20) можно найти приращения остальных функций $\delta r, \delta \rho, \delta R, \delta g, \delta E, \delta k, \delta W$. Далее по общей формуле $y = y + \delta y$ определяются значения неизвестных функций на $(k+1)$ -й итерации. Итерации продолжаются до тех пор, пока не будет выполнено заданное число итераций или не будет достигнуто условие сходимости итераций:

$$|y_i^{k+1} - y_i^k| < \varepsilon_1 |y_i^k| + \varepsilon_2 \quad (3.35)$$

для всех i . Здесь y_i — либо u_i , либо T_i , ε_1 — относительная точность. Малое число ε_2 добавлено, чтобы условие (3.35) правильно работало в случае $y_i^k = 0$. Обычно полагают $\varepsilon_1 = 10^{-4}$, $\varepsilon_2 = 10^{-6}$. Сеточные функции, определенные на последней итерации, дают искомые значения на $(j+1)$ -м временном слое. Для алгоритма матричной прогонки требуется значительный объем оперативной памяти ЭВМ и довольно сложная программная реализация.

Более простой алгоритм можно построить на основе метода отдельных прогонок [13, 6]. Суть его заключается в следующем. Разностные уравнения (2.29) разделяются на две группы: «Динамическая группа»:

$$r_t = u^{(0,s)}; \quad (r^3)_s = \frac{3}{\rho}; \quad u_t = -Rg_s^{(\alpha)} - \frac{4\pi Gs}{\hat{r}r},$$

$$g = p + \omega; \quad \omega = \Omega(\rho, u_s); \quad R = (\hat{r}^2 + \hat{r}r + r^2)/3.$$

«тепловая группа»:

$$E_t = -g^{(\alpha)} \left(\frac{1}{\rho} \right)_t - (r^2 W)_s^{(\beta)} + \varepsilon^{(\beta)};$$

$$W = -kr^2 T_s; \quad E = \mathcal{E}(\rho, T);$$

$$k = K(\rho, \rho(+1), T, T(+1)), \quad \varepsilon = \mathcal{H}(\rho, T).$$

Уравнения каждой группы решаются независимо итерационным методом Ньютона (внутренние итерации) с последующими дополнительными (внешними) итерациями между группами. В первой группе определяются сеточные функции r, u, ρ, g , значения температуры T считаются неизменными — «замораживаются». Во второй группе находятся T и W при заданных значениях r, ρ . Система линейных алгебраических уравнений в каждой группе сводится к одному уравнению: в первой группе — для δu , во второй для δT . Эти уравнения получаются из (3.13) и (3.23), если положить $b_{12} = c_{12} = a_{21} = c_{21} = 0$,

$$F_2 = -f_4 + f_{10} + \alpha \tau \left(\frac{1}{\rho} \right)_t f_7 + \beta \tau (r^2 f_5)_s.$$

Остальные коэффициенты и F_1 определяются по формулам (3.14) и (3.24)

$$a_{11,i} \delta u_{i-1} - c_{11,i} \delta u_i + b_{11,i} \delta u_{i+1} = -F_{1,i}, \quad (3.36)$$

$$a_{22,i} \delta T_{i-1} - c_{22,i} \delta T_i + b_{22,i} \delta T_{i+1} = -F_{2,i}.$$

Соответствующим образом видоизменяются граничные условия.

Трехточечные разностные уравнения (3.36) решаются методом скалярной прогонки. Процедура итераций внутри каждой группы полностью аналогична случаю матричной прогонки. Внешний итерационный цикл сходится достаточно быстро. На практике ограничиваются двумя-четырьмя итерациями. Преимущества метода отдельных прогонок — использование небольшого объема оперативной памяти и простота программной реализации. Основным его недостатком является заметное ограничение на временной шаг, возникающее из условия сходимости внешнего итерационного процесса. Это приводит к большим затратам машинного времени по сравнению с методом матричной прогонки. Метод последовательных прогонок становится неэффективным в случае сильной нелинейной зависимости коэффициента теплопроводности от температуры ($k \propto T^\alpha$, $\alpha > 3$) [14].

Заключение

Таким образом, для расчета одномерных (сферически-симметричных) задач гравитационной газодинамики получен вычислительный алгоритм, обладающий свойствами полной консервативности и абсолютной устойчивости. Этот алгоритм применялся при численном моделировании колебаний Солнца малой амплитуды [15]. Полностью консервативные разностные схемы гравитационной газодинамики, построенные аналогичным образом для плоских одномерных течений, применялись в задачах динамики солнечной атмосферы с ударными волнами и показали высокую эффективность [16—18]. Можно надеяться, что данный алгоритм окажется полезным в расчетах радиальных звездных пульсаций с большой амплитудой.

Апрель 1982 г.

Литература

1. *Cristy R. F.* Computational methods in stellar pulsation.— In: *Methods in computational Physics*. Vol. 7. Astrophys. N. Y.; L.: Acad. Press, 1967, p. 191—213.
2. *Cox A. N., Brownlee R. R., Eilers D. D.* Time-dependent method for computation of radiation diffusion and hydrodynamics.— *Astrophys. J.*, 1966, vol. 144, p. 1024—1037.
3. *Тутуков А. В., Фадеев Ю. К.* Образование протяженной оболочки вокруг пульсирующей звезды.— *Науч. инфор. Астросовета*, 1981, вып. 49, с. 48—63.
4. *Рождественский Б. Л., Яценко Н. Н.* Системы квазилинейных уравнений. М.: Наука, 1978. 668 с.
5. *Тихонов А. Н., Самарский А. А.* Об однородных разностных схемах.— *Журн. вычисл. математики и мат. физики*, 1961, т. 1, с. 5—64.
6. *Самарский А. А., Попов Ю. П.* Разностные методы решения задач газовой динамики. М.: Наука, 1980. 352 с.
7. *Colombant D. G., Gardner J. H.* Shock waves propagation in an inhomogeneous medium using finite differences.— *J. Comput. Phys.*, 1976, vol. 22, p. 389—395.
8. *Зельдович Я. Б., Райзер Ю. П.* Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических течений. М.: Наука, 1966. 688 с.
9. *Поттер Д.* Вычислительные методы в физике. М.: Мир, 1975. 392 с.
10. *Попов Ю. П., Самарский А. А.* Полностью консервативные разностные схемы.— *Журн. вычисл. математики и мат. физики*, 1969, т. 9, с. 953—958.
11. *Самарский А. А.* Теория разностных схем. М.: Наука, 1977. 656 с.
12. *Самарский А. А., Гулин А. В.* Устойчивость разностных схем. М.: Наука, 1973. 416 с.
13. *Самарский А. А., Волосевич П. П., Волчинская М. И., Курдюмов С. П.* Метод конечных разностей для решения одномерных нестационарных задач магнитной гидродинамики.— *Журн. вычисл. математики и мат. физики*, 1968, т. 8, с. 1025—1038.
14. *Повещенко Ю. А., Попов Ю. П., Самарская Е. А.* Об алгоритмах решения уравнений газодинамики с теплопроводностью: Препринт № 121. М.: ИПМ АН СССР, 1981.
15. *Косовичев А. Г., Северный А. Б.* О возбуждении колебаний Солнца.— *Письма в Астрон. журн.*, 1981, т. 7, с. 304—308.
16. *Косовичев А. Г., Попов Ю. П.* К расчету одномерных нестационарных задач гравитационной газовой динамики.— *Журн. вычисл. математики и мат. физики*, 1979, т. 19, с. 1253—1261.
17. *Косовичев А. Г., Попов Ю. П.* К вопросу о квазипериодических колебаниях в атмосфере Солнца.— *Изв. Крым. астрофиз. obs.*, 1981, т. 63, с. 15—24.
18. *Косовичев А. Г.* Численное исследование тепловых и газодинамических процессов в задаче нагрева солнечной атмосферы потоком ускоренных электронов: Препринт № 167. М.: ИПМ АН СССР, 1979.

КОЛЕБАНИЯ СТЕПЕНИ КРУГОВОЙ ПОЛЯРИЗАЦИИ РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ ПРОТОННОЙ ОБЛАСТИ НА СОЛНЦЕ

В. И. Абраменко, Л. И. Цветков

Изучаются колебания степени поляризации радиоизлучения локального источника, связанного с группой пятен McMath Region 13043. Наблюдения проводились на РТ-22 КАО АН СССР в период 1—7.07 74 г. на волнах 3,5; 2,5 и 1,9 см. Вариации степени поляризации исследовались методом фурье-анализа и методом максимума энтропии временного ряда (Maximum Entropy Spectral Analysis — MESA). Приводятся основные выражения, на базе которых составлены программы расчета спектров мощности.

Основные результаты. 1. Показано, что MESA-метод позволяет повысить точность определения периода гармонических составляющих в спектрах мощности в 3 раза по сравнению с фурье-методом. 2. На основании анализа спектров мощности вариаций степени поляризации радиоизлучения локального источника делается вывод, что в исследуемых процессах есть достоверные периоды, заключенные в интервалах (351—345^m); (330—220^m) и (160—60^m). 3. В предположении магнитно-тормозного механизма излучения локального источника сделана оценка величины возможных изменений магнитного поля в нижней короне над активной областью на Солнце.

THE OSCILLATIONS OF DEGREE OF CIRCULAR POLARIZATION OF THE PROTON REGION ON THE SUN, by V. I. Abramenko, L. I. Tsvetkov. — The oscillations of circular polarization of the local radio source related to the spot group Mc Math regions 13043 have been studied. The observations were carried out with the 22-meter radio telescope of the Crimean astrophysical observatory at the wavelengths 3.5; 2.5 and 1.9 cm in July 1—7, 1974. The oscillations were studied by means of Fourier method and by Maximum Entropy Spectral Analysis (MESA). The fundamental formulas to calculate the power spectrum are presented. The main results are as follows: 1. The MESA method is shown to allow the determination of the periods of harmonic components in a power spectrum 3—5 times as exact as by Fourier method. 2. The analysis of the power spectra allowed to state that there exist some reliable periods within the intervals (351—345^m), (330—220^m) and (160—60^m). 3. Assuming the gyroradiation mechanism of the radio source emission, possible changes of magnetic field in a lower corona above the active region on the Sun were estimated.

Поляризованное по кругу радиоизлучение локального источника (л. и.) на Солнце на волнах 3,5; 2,5 и 1,9 см за период с 1 по 7.07 74 г. изучалось в [1, 2]. Наблюдения проводились на 22-м радиотелескопе Крымской астрофизической обсерватории АН СССР одновременно на указанных волнах.

Рассматриваемый локальный радиоисточник был связан с мощной группой пятен № 96 [3] (McMath Region 13043 [4]). Центральный меридиан она проходила 3.07 в 19^h10^m UT. Группа имела высокую вспышечную активность: 3, 4 и 5.07 в ней возникали протонные вспышки. В радиоизлучении л. и. преобладало излучение, поляризованное по левому кругу.

В [1, 2] обнаружены следующие особенности поляризованного радиоизлучения этого л. и.: 1) спектр степени поляризации радиоизлучения л. и. в диапазоне 1,9—3,5 см заметно изменяется со временем. С ростом активности группы пятен степень поляризации возрастает с уменьшением длины волны; 2) степень поляризации л. и. на волнах 1,9 и 2,5 см изменяется ото дня ко дню; на волне 3,5 см эти изменения выражены слабее; 3) абсолютные значения степени поляризации л. и. на волнах 3,5; 2,5 и 1,9 см не превышают 30%, несмотря на большие магнитные поля в отдельных пятнах группы [2]. Это, по-видимому, связано со сложной полярной структурой магнитного поля группы пятен.

Нашей целью было исследовать наличие гармонических составляющих порядка 1—5^h в колебаниях степени поляризации л. и. Опубликованные в [2] данные за 1, 3—7.07 1974 г. были дополнены данными за 2.07.

1. Описание наблюдательного материала

Исследуемый наблюдательный материал представляет собой дискретные значения степени поляризации l и., взятые через $\Delta t = 10^m$. Естественно, что при этом не учитывались резкие повышения степени поляризации, связанные со всплесками. Полученные таким образом временные ряды для семи дней на трех длинах волн показаны на рис. 1. При этом каждый временной ряд предварительно приведен к своему среднему значению. Вверху каждого графика приведены наши условные обозначения временных рядов (М — массив, первая цифра — номер дня (дата), вторая — номер канала, первый канал А — $\lambda = 3,5$ см; второй канал В — $\lambda = 2,5$ см; третий канал С — $\lambda = 1,9$ см). По оси ординат отложена амплитуда колебаний $\Delta\rho$.

Следует сказать, что среднее значение степени поляризации с 1 по 7.07 на $\lambda = 3,5$ см составляло 8%, на $\lambda = 2,5$ см 13%, на $\lambda = 1,9$ см 17%. Погрешности в определении ρ описаны в [2].

Исследование наблюдательного материала шло таким образом: во-первых мы вычисляли спектры мощности каждого временного ряда. Во-вторых, вычисляли спектры мощности расширенных трех временных рядов по каналам 3,5, 2,5 и 1,9 см с учетом пробелов между наблюдениями (см. ряды А, В и С на рис. 1). При исследовании спектров отдельных массивов М (день), (канал) оказалось целесообразным предварительно убрать параболический тренд, иначе составляющие спектра на низких частотах существенно влияют на вид спектра и рассмотрение спектра на более высоких частотах становится затруднительным. Но при исследовании общих рядов наблюдений А, В, С (см. рис. 1) параболический тренд для каждого дня не исключался. Это сделано для того, чтобы не исказить спектр в районе периодов, близких к длительности наблюдений в течение одного дня ($\sim 8^h$).

2. Методика получения спектров мощности исследуемых процессов

Существует общепринятый способ вычисления спектра мощности временного ряда. Это фурье-анализ.

Пусть x_0, x_1, \dots, x_{n-1} — исследуемый ряд. Его спектром Фурье называется функция

$$F(f) = \sqrt{a^2(f) + b^2(f)},$$

где

$$a(f) = \sum_{j=0}^{n-1} x_j \cos 2\pi jf, \quad b(f) = \sum_{j=0}^{n-1} x_j \sin 2\pi jf.$$

Таким образом, функция $F(f)$ аппроксимирует истинный спектр мощности процесса. Недостатки такой аппроксимации возникают по двум причинам. Во-первых, процесс $x(t)$ представлен только в дискретных точках через интервал времени Δt . Следовательно, нельзя получить частоты меньше, чем частота Найквиста $f_N = 1/2\Delta t$. Во-вторых, ограничение временного интервала продолжительностью наблюдений приводит к искажению спектра на низких частотах (больших периодах). Эффекты среза записи обычно рассматривают с помощью окна данных. Применение окна данных необходимо влечет за собой предположения о поведении процесса вне интервала наблюдений. Так, прямоугольное окно предполагает периодическое продолжение данных с периодом, равным длине записи, а непрямоугольные окна искажают данные на концах записи. Предложенный в [5] метод оценки спектра мощности по максимуму энтропии временного ряда (Maximum Entropy Spectral Analysis — MESA) свободен от предположений о поведении процесса вне интервала наблюдений.

Суть этого метода заключается в следующем. Энтропия — это мера беспорядка, мера случайности в системе. Она выражается в терминах вероятности. В рассматриваемых нами стохастических процессах энтропия пропорциональна сумме логарифмов вероятностей [5]. При анализе временного ряда

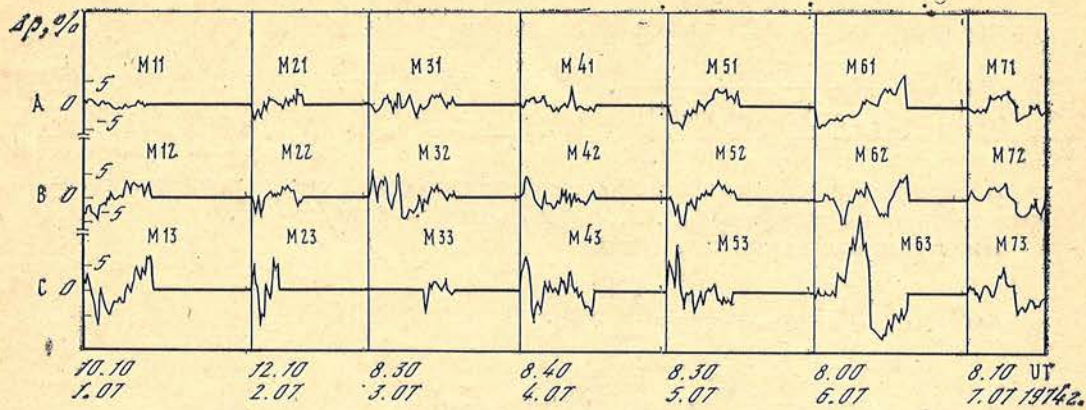


Рис. 1. Изменения степени круговой поляризации л. и. как отклонения от среднего значения

действительные вероятности неизвестны, но спектр распределения по частотам мощности исследуемого процесса $P(f)$ характеризует вероятности событий в процессе. Поэтому определение энтропии можно записать так:

$$I = \int_{-\infty}^{\infty} \ln P(f) df.$$

Предположим, что временной ряд максимально случаен, минимально предсказуем, т. е. соседние значения минимально зависят друг от друга и, таким образом, свобода выбора в предсказании следующего члена ряда по предыдущим максимальна. Это физическое предположение математически означает, что энтропия I в такой системе будет стремиться к своему максимуму. Это основное предположение MESA-метода.

Математически задача ставится так: при помощи корреляционной функции

$$\rho_k = \int_{-f_N}^{f_N} P(f) e^{i2\pi f/k\Delta t} df \quad (1)$$

найдем действительную положительную функцию $P(f)$, которая максимизирует функцию энтропии

$$I = \int_{-f_N}^{f_N} \ln P(f) df. \quad (2)$$

Спектр мощности $P(f)$ можно записать как дискретное фурье-преобразование от корреляционной функции [6]:

$$P(f) = \frac{1}{2f_N} \sum_{k=-\infty}^{\infty} \rho_k e^{i2\pi f/k\Delta t}. \quad (3)$$

Подставим (3) в (2):

$$I = \int_{-f_N}^{f_N} \ln \left(\frac{1}{2f_N} \sum_{k=-\infty}^{\infty} \rho_k e^{i2\pi f/k\Delta t} \right) df. \quad (4)$$

Так как ρ_k известны до максимального запаздывания M ($M \leq n$), то максимум выражения (4) следует искать относительно ρ_k , $|k| > M$. Проведя соответствующие математические выкладки (см. [5]), приходим к выводу, что

спектр мощности определяется выражением

$$P(f) = \frac{P_M \Delta t}{\left| 1 + \sum_{m=1}^M a_m e^{-i2\pi f m \Delta t} \right|^2}. \quad (5)$$

Алгоритм вычисления a_m и P_M представляет собой серию последовательных построений системы (a_0, \dots, a_k) и P_k от $k = 1$ до $k = M$.

Приведем расчетные формулы

$$a_{00} = 1, \quad P_0 = \rho_0 = \frac{1}{n-1} \sum_{j=0}^{n-1} x_j x_j.$$

$$k = 1. \quad a_{11} = -2 \sum_{j=0}^{n-2} x_j x_{j+1} / \sum_{j=0}^{n-2} (x_j^2 + x_{j+1}^2);$$

$$P_1 = P_0 (1 - a_{11}^2).$$

Обозначим $p_{j1} = x_j$; $q_{j1} = x_{j+1}$.

$$k = 2. \quad p_{j2} = p_{j1} + a_{11} q_{j1}; \quad q_{j2} = q_{j+1,1} + a_{11} p_{j+1,1};$$

$$a_{22} = -2 \sum_{j=0}^{n-3} p_{j2} q_{j2} / \sum_{j=0}^{n-3} (p_{j2}^2 + q_{j2}^2);$$

$$P_2 = P_1 (1 - a_{22}^2); \quad a_{21} = a_{11} + a_{22} a_{11}.$$

$$k = M. \quad p_{jM} = p_{j, M-1} + a_{M-1, M-1} q_{j, M-1};$$

$$q_{jM} = q_{j+1, M-1} + a_{M-1, M-1} p_{j+1, M-1};$$

$$a_{MM} = -2 \sum_{j=0}^{n-M-1} p_{jM} q_{jM} / \sum_{j=0}^{n-M-1} (p_{jM}^2 + q_{jM}^2);$$

$$P_M = P_{M-1} (1 - a_{MM}^2);$$

$$a_{iM} = a_{i, M-1} + a_{MM} a_{M-i, M-1}, \quad i = 1, 2, \dots, M-1.$$

После того как вычислены $a_{1M}, a_{2M}, \dots, a_{MM}$ и P_M , по формуле (5) можно вычислить спектр $P(f)$ для любых частот в диапазоне $(-f_N, f_N)$.

Это чисто математический подход к проблеме. Существует другой, более физический подход. Основная его идея заключается в следующем: с помощью неизвестных значений $\rho_k, |k| > M$ как свободных параметров нужно получить оценку спектра с минимальной спектральной плотностью. Можно доказать, что и при такой постановке задачи получаются те же выражения для спектра.

Перейдем теперь к сравнению спектральных оценок, полученных MESA-методом и фурье-методом для наших временных рядов. На рис. 2 приведены фурье-спектры и MESA-спектры массивов M71, M11, M42 и M12. По оси абсцисс отложена частота в микрогерцах, по оси ординат слева — мощность колебаний в MESA-спектрах, справа — мощность колебаний в фурье-спектрах. Следует отметить, что в фурье-спектрах интенсивность линии пропорциональна высоте пика, а в MESA-спектрах — площади под кривой, обрисовывающей пик. Поэтому только для фурье-спектров можно построить доверительные интервалы. На рис. 2 черточкой, отмеченной звездочкой, обозначены нижние границы 90%-ных доверительных интервалов, рассчитанных по Дженкинсу [6].

Из рис. 2 следует, что MESA-метод даст лучшую локализацию пиков по частоте. Если обозначить полуширину линии в фурье- и MESA-спектрах $\Delta\nu_F$ и $\Delta\nu_M$ соответственно, тогда в среднем

$$\Delta\nu_F / \Delta\nu_M = 3.$$

MESA-спектры обладают более низким уровнем шумов, и в них нет боковых лепестков у линий, MESA-методом более уверенно, чем фурье-методом, определяются периоды, близкие к общей длительности наблюдений. MESA-

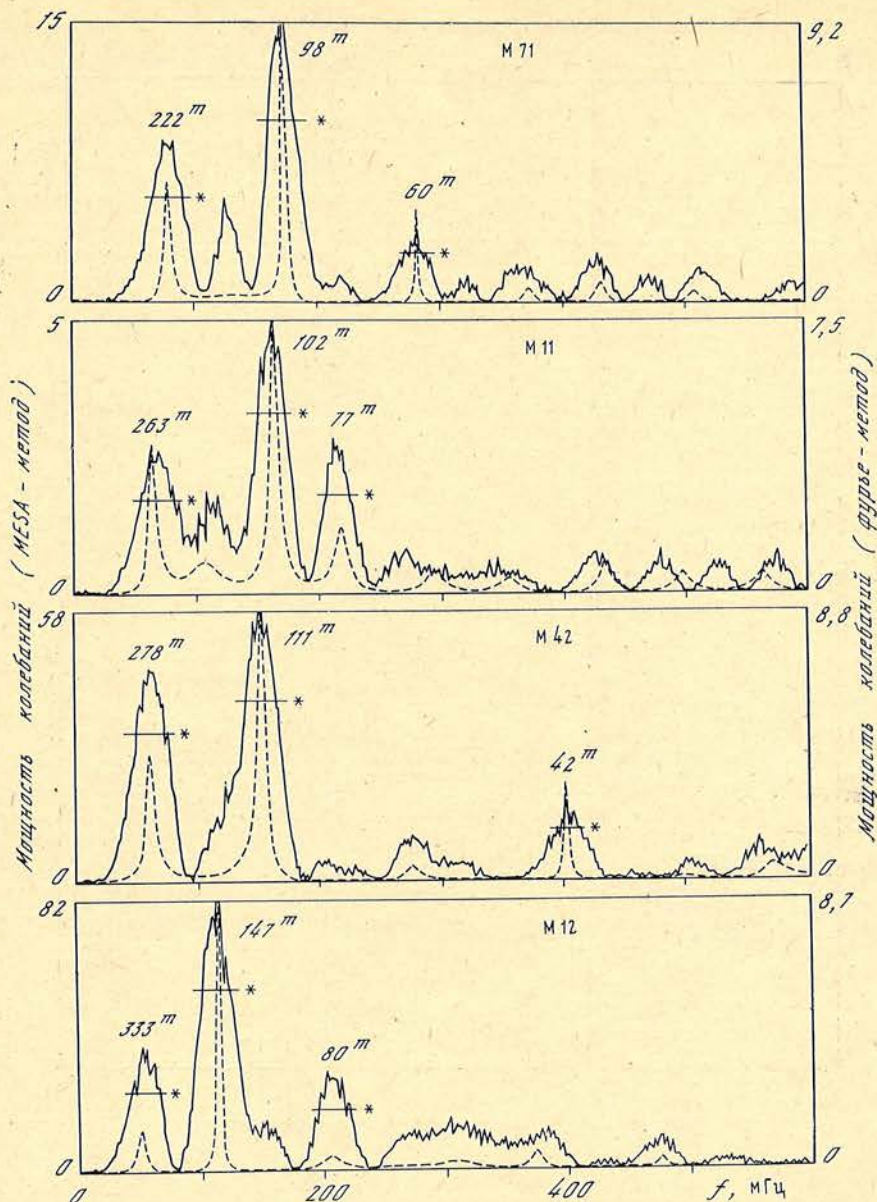


Рис. 2. Спектры мощности массивов М71, М11, М42 и М12, полученные фурье-методом (сплошная линия) и MESA-методом (штриховая)

метод оказался наиболее удобным при исследовании коротких временных рядов ($n < 1000$). По мере увеличения длины ряда оценки спектров, вычисленных обоими методами, сходятся, и фурье-метод оказывается более эффективным в силу своего быстродействия.

3. Обсуждение спектров

По спектрам мощности колебаний степени поляризации отдельных массивов данных М (день), (канал) определились достоверные гармонические составляющие. Точное значение периода определялось по MESA-спектрам, а величина мощности — по фурье-спектрам. Гармонические составляющие считались достоверными, если нижний предел 90%-ного доверительного интервала лежал выше уровня шумов (см. рис. 2). Минимальное значение периодов, принятых к рассмотрению, $\sim 60^m$. Таким образом была выявлена

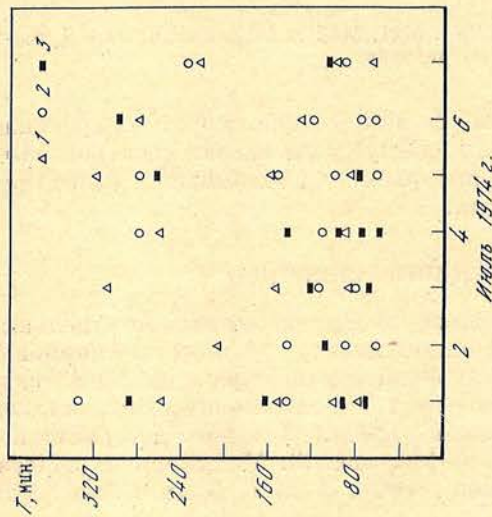


Рис. 3. Диаграмма распределения достоверных периодов, полученных по спектрам масивов М (день), (канал)
 1 — 3,5; 2 — 2,5; 3 — 1,9 см

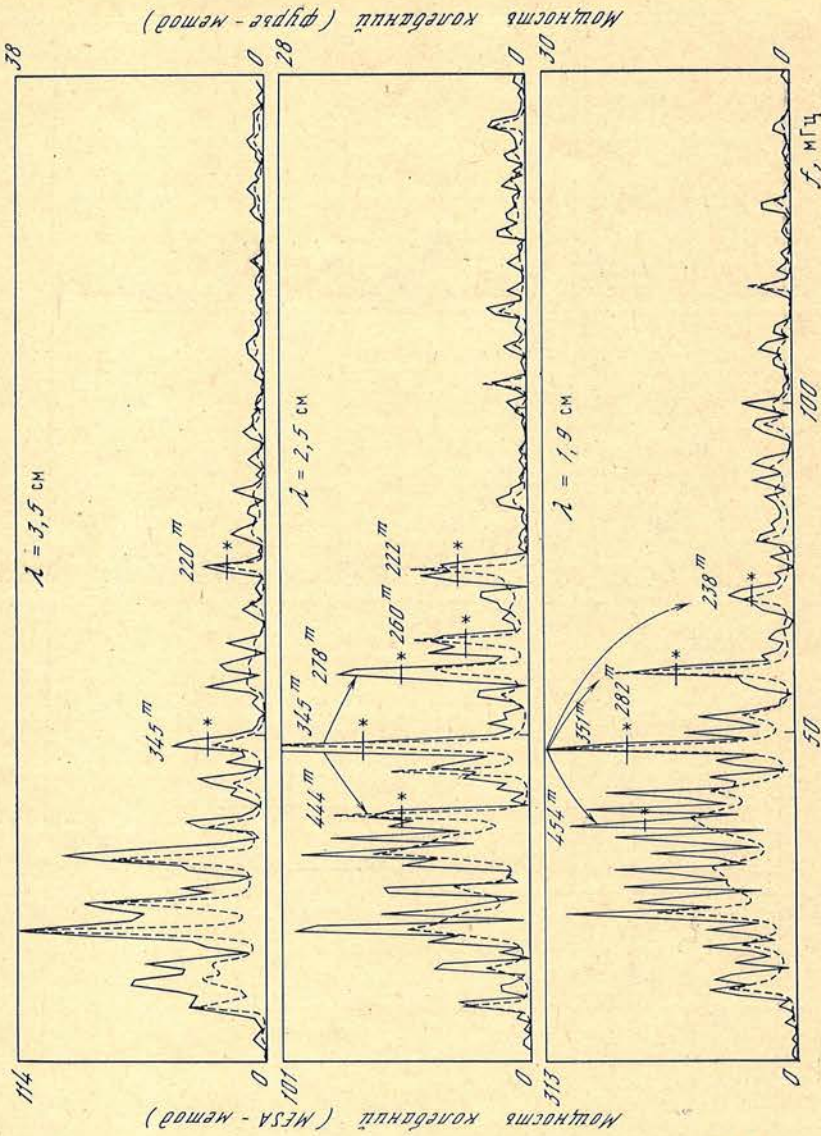


Рис. 4. Спектры мощности расширенных временных рядов А, В и С, полученные по фурье-методу (сплошная линия) и по МЕСА-методу (штриховая)

51 гармоническая составляющая. На рис. 3 представлена диаграмма распределения периодов колебаний степени поляризации в зависимости от дня наблюдений на волнах 3,5; 2,5 и 1,9 см. Здесь по оси ординат отложены периоды колебаний T . Величина разрешения в MESA-спектрах не превосходит размеров значка на диаграмме.

Из рис. 3 следует, что все значения периодов можно, по-видимому, разделить на две группы: долгопериодическую (200—320^m) и короткопериодическую (60—160^m). В долгопериодической группе линии появляются во все дни наблюдений на волне 3,5 см и отсутствуют 2, 3 и 6.07 на волне 2,5 см и 2, 3, 4, 7.07 на волне 1,9 см.

В короткопериодической группе линии присутствуют во все дни на волне 2,5 см и исчезают 2.07 на волне 3,5 см и 6.07 на волне 1,9 см.

Анализируя спектры расширенных временных рядов (А, В, С), следует учитывать суточную скважность данных. В сутках 144 наших временных интервала $\Delta t = 10^m$. Если f_0 — частота, на которой в исследуемом процессе есть пик, то надо ожидать появления ложных пиков на частотах

$$f_0 \pm \frac{1}{144}, \quad f_0 \pm \frac{2}{144} \text{ и т. д.}$$

(Здесь частота в $1/T$, где T в десятиминутках.)

С этой точки зрения были исследованы спектры рядов А, В и С, показанные на рис. 4 (обозначения те же, что на рис. 2). Суточные гармоники указаны стрелками, отходящими от основной линии. После такого анализа оказалось возможным выявить линии

345^m на $\lambda = 3,5$ см,

345^m на $\lambda = 2,5$ см,

351^m на $\lambda = 1,9$ см.

Итак, колебания степени круговой поляризации л. и. имеют гармоническую составляющую с периодом около 350^m.

4. Оценка напряженности магнитного поля

Основные характеристики радиоизлучения л.и. в сантиметровом диапазоне можно объяснить совместным действием тормозного и магнитнотормозного механизмов излучения [7]. Поэтому нам представляется возможным оценить напряженность магнитного поля в нижней короне над активной областью и возможные ее изменения, соответствующие интенсивности гармонических составляющих в спектрах мощности колебаний степени круговой поляризации.

Используем выражение для степени поляризации [8]

$$\rho = 2 \frac{f_H}{f} |\cos \alpha|, \quad (6)$$

где $f_H = eH_{\parallel}/2\pi mc$ — гирочастота, f — частота наблюдений, α — угол между направлением поля и распространением волны.

Если положить $\alpha = 0$, то из (6) можно получить рабочую формулу

$$H_{\parallel}(\Theta) = 53,6 \rho (\%) / \lambda \text{ (см).} \quad \dagger$$

Диаграмма направленности телескопа на $\lambda = 1,9$ см составляет по половинной мощности 4',6, что по порядку величины совпадает с угловыми размерами локального источника в целом.

Из найденного периода колебаний степени круговой поляризации 350^m с амплитудой $\sim 3\%$ на $\lambda = 1,9$ см можно сделать вывод, что продольная составляющая напряженности магнитного поля в тех областях л. и., которые генерируют излучение на $\lambda = 1,9$ см, меняется от 400 до 600 Э с периодом 350^m. Однако это лишь приближенная оценка магнитного поля, так как выражение (6) применимо только для оптически тонкого слоя, т. е. при $\tau \ll 1$ на $\lambda = 1,9$ см. Этот вопрос требует дополнительных исследований.

Заключение

На основе анализа спектров мощности колебаний степени круговой поляризации радиоизлучения л. и. можно сделать следующие выводы: 1) гармонические составляющие колебаний степени поляризации разбиваются на две группы — долгопериодическую ($T = 200 \div 320^m$) и короткопериодическую ($T = 60 \div 160^m$); 2) по спектрам длинных рядов наиболее уверенно определяется гармоническая составляющая с периодом $\sim 350^m$. Напряженность магнитного поля локального источника в целом меняется от 400 до 600 Э с периодом 350^m .

Авторы считают своим приятным долгом выразить благодарность А. Б. Северному за ценные замечания, Д. Н. Рачковскому за поддержку работы, И. Г. Моисееву за полезные обсуждения.

Апрель 1982 г.

Литература

1. Бачурин А. Ф., Дворяшин А. С., Ерюшев Н. Н., Цветков Л. И. — Поляризованное радиоизлучение протонной области на Солнце 4.VII.1974 г. на волнах 1,9; 2,5 и 3,5 см. — Изв. Крым. астрофиз. obs., 1979, т. 59, с. 111—119.
2. Бачурин А. Ф., Дворяшин А. С., Ерюшев Н. Н., Цветков Л. И. — Поляризованное радиоизлучение мощной активной области на Солнце в июле 1974 г. на волнах 1,9; 2,5 и 3,5 см. — Изв. Крым. астрофиз. obs., 1980, т. 61, с. 37—51.
3. Солнечные данные, 1974, № 7, с. 37.
4. Solar-Geophysical Data, 1974, N 360, pt. 1.
5. Kirk B. L., Rust B. W., Van Winkle W. Time series Analysis by the Maximum Entropy Method. — Environmental Sci. Division, 1980, Publ. N 1220.
6. Дженкинс Г., Ваттс Д. Спектральный анализ и его приложения. М.: Мир, 1971.
7. Железняков В. В. Радиоизлучение Солнца и планет. М.: Наука, 1964.
8. Гельфрейх Г. Б. О возможности измерения слабых магнитных полей Солнца по радиоастрономическим наблюдениям. — Астрон. цирк., 1972, № 699, с. 3—5.

УДК 523.9—1/8

РАДИОРАДИУС СОЛНЦА НА ВОЛНЕ 2,25 СМ В НАПРАВЛЕНИИ ПОЛЯРНЫХ ОБЛАСТЕЙ В МАКСИМУМЕ СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ

А. Ф. Бачурин

Измерен радиорadius Солнца в направлении полярных областей в мае 1981 г. Величина радиорadiusа на волне 2,25 см составляет $(1,035 \pm 0,001) R_{\odot}$. Подтверждается увеличение радиорadiusа в приполярных областях в максимуме солнечной активности по сравнению с его величиной в минимуме. Показано, что величины радиорadiusов в направлениях центрального меридиана и линии, наклоненной к нему под углом 20° , совпадают в пределах ошибок измерений.

RADIO RADIUS OF THE SUN TOWARD THE POLAR DIRECTIONS MEASURED DURING THE SOLAR MAXIMUM AT WAVELENGTH 2,25 cm, by A. F. Bachurin. — In May, 1981 the solar radio radius was measured toward the polar directions. The of radio radius value at wavelength] 2,25 cm is equal] to $(1.035 \pm 0.001) R_{\odot}$. The value increase of the radio radius in polar regions at solar activity maximum in comparison with that at minimum is confirmed. It is shown that the value of radio radius in the directions over the central meridian and that in the direction of the line inclined to it under the angle of 20° coincide within measurement errors.

В [1, 2] описан способ измерения солнечного радиорadiusа, в коротковолновой части сантиметрового диапазона радиоволн, основанный на сравнении записей радиоизлучения слабо возмущенного Солнца, полученных из наблюдений при сканировании антенной солнечного диска, и расчетных кри-

вых, описывающих изменение антенной температуры при сканировании Солнца. Расчетные кривые строились в предположении равномерного распределения радиояркости по солнечному диску. Описанные в [1, 2] наблюдения проводились в период, близкий к минимуму 11-летнего цикла солнечной активности, когда пятен и пор на Солнце не было.

В [3] было показано, что этот способ измерения радиорadiusа можно применять и в случае неравномерного распределения радиояркости по солнечному диску, если лежащие на линии сканирования локальные радиоисточники, связанные с флоккулами и пятнами, удалены от края диска на 5—7'. Поэтому оказалось возможным измерить радиорadiusа в направлении полярных областей в период, близкий к максимуму цикла солнечной активности. Описанные в [3] наблюдения проводились в августе 1980 г. на волне 2,25 см и в январе 1981 г. на волне 3,5 см. В [3] был сделан вывод, что радиорadiusа в направлении полярных областей Солнца на этих волнах в максимуме солнечной активности больше, чем в минимуме.

Поскольку литературные данные по этому вопросу противоречивы, то представляет интерес продолжение измерений радиорadiusа. С этой целью в период с 6 до 26.05.81 г. на 22-м радиотелескопе КАО АН СССР по той же методике, что и в [1—3], были проведены измерения радиорadiusа Солнца на волне 2,25 см.

Наблюдения проводились с использованием радиометра, описанного в [4], и заключались в сканировании солнечного диска антенной радиотелескопа вдоль центрального меридиана и вдоль круга склонения δ . Линии сканов проходили через центр диска Солнца.

Для того чтобы исключить влияние на результаты измерений собственного движения Солнца относительно экваториальной системы координат и относительно электрической оси антенны в процессе сканирования, учитывались только сканы с реверсом. Из всего материала наблюдений для обработки было отобрано 184 таких двойных скана.

На рис. 1 представлена копия записи радиоизлучения Солнца, полученной при сканировании солнечного диска в направлении центрального меридиана. Сплошные вертикальные линии в нижней части рисунка — это координатные метки по δ (более длинные отрезки) и по прямому восхождению α (более короткие). Штриховая горизонтальная линия в нижней части рисунка дает нулевой уровень, от которого отсчитывались антенные температуры (T_a). Горизонтальные штриховые линии в верхней части рисунка соответствуют уровню антенной температуры спокойного Солнца. Антенная температура «спокойного» Солнца $T_{a\odot}$ определялась по участкам записи сканов, отстоящим по линии сканирования на 10—11' к северу и к югу от центра солнечного диска.

Из рис. 1 видно, что антенные температуры $T_{a\odot 1}$ и $T_{a\odot 2}$, соответствующие этим участкам, несколько отличаются друг от друга. Такая ситуация в описываемый период наблюдений была не исключением, а обычным явлением. Таким образом, имеется некоторая неопределенность в оценке антенной температуры спокойного Солнца. Поэтому для обработки был отобран материал тех дней наблюдений, для которых

$$\frac{|\Delta T_{a\odot}|}{T_{a\text{ср}}} = \frac{|T_{a\odot 1} - T_{a\odot 2}|}{(T_{a\odot 1} + T_{a\odot 2})/2} < 0,02,$$

т. е. относительная разность антенных температур $T_{a\odot 1}$ и $T_{a\odot 2}$ невелика. Здесь горизонтальная черта сверху означает усреднение соответствующих величин за данный день наблюдений. Угловой радиодиаметр Солнца определяется путем измерения расстояния между точками на кривой записи радиоизлучения, полученной при скане, уровень антенной температуры в которых составляет (см. [3])

$$0,480 T_{a\text{ср}} = 0,480 \frac{T_{a 1} + T_{a 2}}{2}.$$

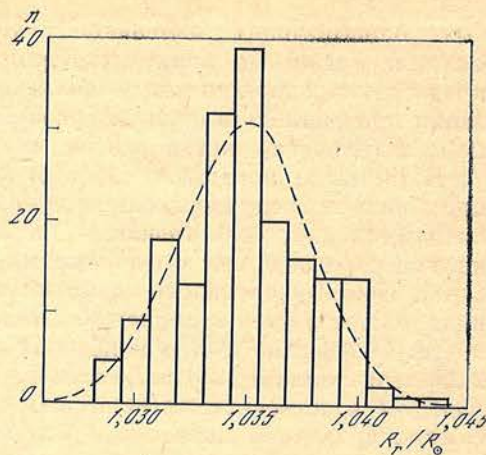
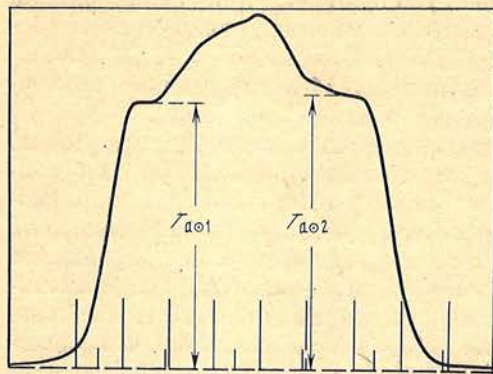


Рис. 1. Копия записи радиоизлучения Солнца при сканировании 26.05 81 г. на волне 2,25 см

Рис. 2. Распределение 184 измеренных значений R_r/R_{\odot}

Штриховая линия — нормальное распределение

Расстояние между указанными точками на записях сканов, измеренное на ленте самописца, переводилось в угловые величины с использованием координатных меток.

Результаты обработки наблюдательных данных приведены в таблице.

Дата 1981 г.	R_r/R_{\odot}	σ	P	n	Вид скана	Дата 1981 г.	R_r/R_{\odot}	σ	P	n	Вид скана
11.05	1,0340	$\pm 6 \cdot 10^{-4}$	—	27	N—S	23.05	1,0357	$\pm 4,5 \cdot 10^{-4}$	—	45	N—S
19.05	1,0334	$\pm 5 \cdot 10^{-4}$	—19,8	25	δ	26.05	1,0362	$\pm 6 \cdot 10^{-4}$	—	34	N—S
20.05	1,0347	$\pm 4 \cdot 10^{-4}$	—19,4	53	δ	Среднее	1,0349	$\pm 2,1 \cdot 10^{-4}$			

Во втором столбце этой таблицы приведено отношение радиорadiusа к оптическому radiusу (R_{\odot}) Солнца, величина которого на каждый день наблюдений бралась из Астрономического ежегодника; в третьем столбце со знаком \pm даны среднеквадратичные ошибки σ среднего. В четвертом столбце таблицы приведены взятые из Астрономического ежегодника значения P — угла положения оси вращения Солнца, считаемые к востоку от северной части диска; в пятом столбце указано число двойных сканов, по которым определялись на каждый день наблюдений средние значения R_r/R_{\odot} и σ ; в шестом столбце указан вид скана: N — S — сканы вдоль центрального меридиана, δ — сканы вдоль круга склонения. В последней строке таблицы приведены среднее взвешенное значение отношений R_r/R_{\odot} и стандартная ошибка среднего σ за все дни наблюдений.

Усреднение с учетом веса по всем приведенным в таблице сканам вдоль центрального меридиана Солнца дает $R_r/R_{\odot} = 1,0354 \pm 3 \cdot 10^{-4}$, а для сканов по $\delta R_r/R_{\odot} = 1,0343 \pm 3 \cdot 10^{-4}$. Здесь со знаком \pm указаны среднеквадратичные ошибки среднего.

В [2] показано, что в минимуме солнечной активности радиоизображение Солнца в коротковолновой части сантиметрового диапазона волн в первом приближении имеет форму эллипса, малая ось которого направлена вдоль центрального меридиана. Из приведенных же здесь данных видно, что измеренный радиорadius в направлении центрального меридиана Солнца оказался даже несколько бльшим, чем в направлении круга склонений, наклоненного к центральному меридиану под углом около 20° .

На рис. 2 представлена гистограмма 184 измеренных отношений R_r/R_{\odot} для всех сканов, представленных в таблице. Сравнение этих распределений

по критерию χ^2 показывает, что отличие полученного распределения от нормального является значительным. Такая же ситуация получается и для сканов N — S и сканов по δ , взятых в отдельности, хотя сравнительно небольшое число их не дает возможности получить надежную оценку по критерию χ^2 .

По-видимому, большое отличие измеренных распределений от нормального обуславливается систематическими ошибками, которые могут возникнуть в связи с неопределенностью отсчета антенной температуры спокойного Солнца, отмечавшейся выше. Поэтому точность определения среднего за все дни наблюдений значения отношения R_r/R_\odot , указанная в последней строке таблицы, представляется завышенной, так как она вычислялась в предположении нормального распределения. Считая усредненное значение радиорadiusа, полученное в каждый из дней наблюдений, как бы результатом отдельного измерения, получим, что среднеквадратичная ошибка среднего за все дни составляет $\pm 5 \cdot 10^{-4} R_\odot$. Учитывая это, примем окончательно

$$R_r/R_\odot = 1,035 \pm 0,001.$$

Для сравнения укажем, что согласно [2] радиорadius Солнца на волне 2,25 см в направлении полярных областей в минимуме активности составлял примерно $(1,021 \pm 0,004) R_\odot$, а в августе 1980 г., как показано в [3], $(1,031 \pm 0,002) R_\odot$.

Из сказанного следуют два вывода: 1) описанные здесь измерения подтверждают увеличение радиорadiusа Солнца в приполярных областях в максимуме солнечной активности по сравнению с его значением в минимуме; 2) эллиптичность радиоизображения Солнца на волне 2,25 см в максимуме активности для направлений центрального меридиана в линии, наклоненной к нему под углом 20° , в пределах ошибок описанных измерений не наблюдается.

В заключение выражаю благодарность А. С. Дворяшину и М. А. Миرونору за помощь при наблюдениях.
Апрель 1982 г.

Л и т е р а т у р а

1. Бачурин А. Ф. Радиодиаметр Солнца на волнах 1,9; 2,5 и 3,5 см.— Изв. Крым. астрофиз. obs., 1982, т. 65, с. 71—79.
2. Бачурин А. Ф. О радиорadiusе Солнца на волнах 1,9; 2,5 и 3,5 см.— Изв. Крым. астрофиз. obs., 1983, т. 67, с. 127—132.
3. Бачурин А. Ф. Изменение радиорadiusа Солнца с фазой цикла солнечной активности на волнах 2,25 и 3,5 см.— Изв. Крым. астрофиз. obs., 1983, т. 68, с. 68.
4. Цветков Л. И. Радиополяриметр для исследования эллиптической поляризации в радиоизлучении Солнца.— Астрон. цирк., 1980, № 1113, с. 1—2.

УДК 520.82/84+520.3/6

ОПТИЧЕСКИЕ СИСТЕМЫ ЛАЗЕРНЫХ НЕРАВНОПЛЕЧИХ ИНТЕРФЕРОМЕТРОВ ДЛЯ КОНТРОЛЯ АСТРОНОМИЧЕСКОЙ ОПТИКИ

Г. М. Попов, Е. Г. Попов

Описаны компактные склеенные лазерные интерферометры со сферической или плоской опорной поверхностью. В этих интерферометрах с целью получения большей устойчивости к разъюстировке, снижения светорассеивания и уменьшения сферической абберрации в качестве опорного зеркала используется одна из поверхностей светоделительной призмы. Светоделительная призма склеена с питающим объективом, образуя нерасстраивающийся лазерный интерферометр, имеющий всего три поверхности стекло—воздух. Изготовлены и опробованы два типа интерферометров, описание которых приведено ниже.

OPTICAL SYSTEMS OF LASER INTERFEROMETERS FOR TESTING ASTRONOMICAL OPTICS, by G. M. Popov, E. G. Popov.— Cemented small laser interferometers with spherical or flat reference surface are described. These interferometers have reference mirror which coincides with one of the surfaces of semireflecting prism. This prism is cemented with collimator lens resulting in non-adjustable laser interferometer, having only three mirror-air surfaces. Two types of interferometers were completed and tested; they are described in this paper.

Как известно [1], исследование астрономических объективов и зеркал небольших размеров проводилось с помощью классических интерферометров: интерферометра Физо, интерферометра Майкельсона и интерферометра Тваймена — Грина. Простейшим интерферометром является также «пробное» стекло — высокоточная поверхность, накладываемая на испытуемую поверхность (зеркала, линзы и др.), — это так называемый метод полос Ньютона. Но эти интерферометры малопригодны для контроля астрономической оптики крупных размеров. С появлением лазеров стало возможным создание неравноплечих интерферометров [2], позволяющих исследовать астрономические зеркала и объективы любых диаметров с использованием образцовой поверхности небольших размеров. Другим типом интерферометра, пригодного для контроля крупногабаритных изделий, является интерферометр сдвига, впервые примененный Саундерсом [3] для исследования по звездам 65-см рефрактора, а затем и 2,1-м рефлектора обсерватории Кит-Пик [4].

К сожалению, упомянутые интерферометры имеют ряд недостатков, ограничивающих и затрудняющих их применение, например неравноплечие интерферометры отличаются сложностью конструкции (большое число поверхностей, рассеивающих свет), громоздки и чувствительны к разъюстировкам. Наиболее известный интерферометр Тваймена — Грина [1] и его неравноплечий аналог [2] (рис. 1) страдают от сферической аберрации, которую вносит светоделительный кубик; кроме того, кубик создает паразитные блики, сравнимые по яркости с интерференционной картиной. На рис. 1 цифрой 1 обозначен лазер, 2 — осветитель, 3 — светоделительный кубик, 4 — опорное сферическое зеркало, 5 — испытуемое зеркало, 6 — глаз наблюдателя. Интерферометры сдвига имеют существенный недостаток — трудность интерпретации интерференционной картины, поскольку она получается при интерференции двух волновых поверхностей, искаженных аберрациями; поэтому интерферометры сдвига не получили распространения.

Недавно появившийся голографический интерферометр [5] также позволяет контролировать оптику любых размеров, но требует высокоточной голограммы, сложной в изготовлении и аттестации. Рассмотрим простые схемы неравноплечих лазерных интерферометров, нерасстраивающихся при транспортировке и имеющих минимальное количество паразитных бликов и низкое светорассеивание благодаря цельносклеенной конструкции.

1. Интерферометры со сферической опорной поверхностью

Основная схема этого интерферометра изображена на рис. 2. Параллельный пучок лучей из лазера 1 фокусируется в точке S объективом 2 внутри стеклянного блока, выполненного из стекла с одинаковым показателем преломления, проходит через светоделительную плоскость 3 и отражается от опорного вогнутого зеркала 4, формируя изображение в точке S' . Другой пучок лучей после отражения от светоделительной плоскости 3 направляется к испытуемому зеркалу 5 (либо испытуемой системе), образуя изображение в той же точке S' , за которой находится глаз наблюдателя 6. Схема рассчитывается таким образом, чтобы сферическая аберрация пучка, идущего к зеркалу 5, была исправлена с заданным допуском (обычно не хуже $\lambda/20$, где λ — длина волны лазера). Зеркало 4 обычно сферическое, причем центр кривизны его совмещается с фокусом S объектива 2, поэтому оно не вносит аберраций. Объектив 2 в простейшем случае представляет также сферическую преломляющую поверхность. Радиус кривизны этой сферы и расстояние

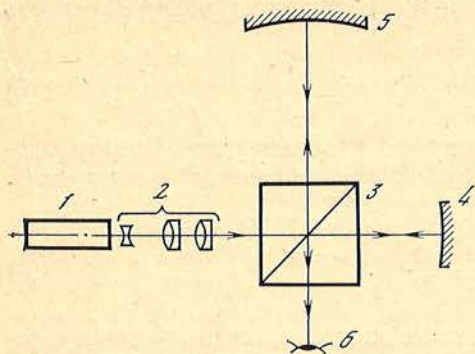


Рис. 1

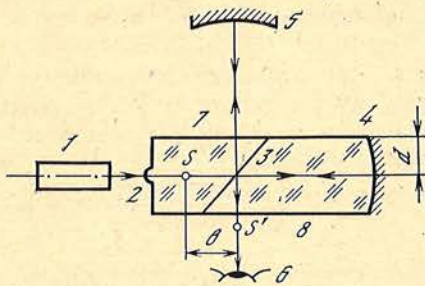


Рис. 2

$b \neq d$ (см. рис. 2) выбираются так, чтобы обеспечить требуемый телесный угол пучка, освещающего испытуемую систему 5, а также получить исправление сферической aberrации этого пучка. Поверхности 7 и 8 обычно оптически плоские, полированные, хотя могут быть использованы и поверхности другой формы. Для получения отчетливой (контрастной) картины полос интерференции энергии интерферирующих пучков, приходящих в точку S' , должны быть одинаковы, поэтому при наблюдении зеркал 5, покрытых отражающим слоем, следует опорную поверхность 4 также покрывать зеркальным слоем либо погружать в сосуд со ртутью; в других случаях, например при контроле плоских зеркал с низким коэффициентом отражения в схеме Коммона [6], следует опорную поверхность 4 погружать в иммерсионную жидкость с таким показателем преломления, чтобы коэффициент отражения поверхности 4 уменьшился до требуемой величины. На практике нет необходимости применять интерферометр с большими габаритами, обычно длина его не превышает нескольких сантиметров при толщине около сантиметра; он помещается в оправу, жестко закрепленную на лазере, лазер устанавливается на штативе, позволяющем точно совмещать фокальные точки S' опорного и исследуемого пучков для получения требуемого вида интерференционной картины.

Описанный интерферометр, очевидно, не подвержен разъюстировкам и имеет минимальное число (3) поверхностей стекло — воздух, служащих источниками бликов и рассеянного света, тем не менее поверхности 2, 7, 8 желательно просветлить.

Кратко опишем методику расчета интерферометра на сферическую aberrацию для случая, когда объективом служит одиночная преломляющая сферическая поверхность, а поверхность 7 (см. рис. 2) плоская. Приближенное выражение для поперечной сферической aberrации δg , вносимой этой поверхностью, согласно [7] имеет вид

$$\delta g \approx kh^3/s_0', \quad (1)$$

где

$$k = \frac{n_1^2}{2n_2(n_1 - n_2)r}, \quad (2)$$

$$s_0' = \frac{n_2 r}{n_2 - n_1}. \quad (3)$$

Здесь h — высота падения луча лазера на поверхность 2 (см. рис. 2), s_0' — расстояние параксиального изображения от вершины, r — радиус кривизны, $n_1 = 1$ и $n_2 = n$ — показатели преломления. Введем параксиальный угол $u = h/s_0'$ луча, преломленного поверхностью, с оптической осью и перепишем (1) в виде

$$\delta g \approx ks_0'^2 u^3 = \frac{-rn}{2(n-1)^3} u^3. \quad (4)$$

Поперечная сферическая aberrация $\delta g'$ при преломлении через плоскость в обратном ходе согласно [8] равна

$$\delta g' \approx ns \left(\frac{\cos i'}{\cos i} - 1 \right) u, \quad (5)$$

где s — расстояние изображения, создаваемого поверхностью 2 интерферометра, от плоскости, i и i' — угол падения и преломления соответственно. Полагая $u = i'$, из (5) находим

$$\delta g' \approx nus \left(\frac{\sqrt{1 - \sin^2 u}}{\sqrt{1 - n^2 \sin^2 u}} - 1 \right) \approx \frac{\text{sn}(n^2 - 1)}{2} u^3. \quad (6)$$

Приравнявая (4) и удвоенное (6) с обратным знаком, находим условие компенсации сферической aberrации пучка, падающего на испытуемое зеркало 5 (рис. 2):

$$\frac{r}{(n-1)^3} = 2s(n^2 - 1),$$

откуда находим положение плоскости 7:

$$s \approx d + b = \frac{r}{2(n-1)^4(n+1)}. \quad (7)$$

Расстояние d' вершины поверхности 2 от плоскости 7 вдоль осевого луча, очевидно, равно

$$d' = s'_0 + s = \frac{nr}{n-1} + \frac{r}{2(n-1)^4(n+1)}. \quad (8)$$

Значение радиуса r поверхности 2 выбирается из условия получения требуемой величины телесного угла ω пучка, освещающего зеркало 5:

$$\omega \approx 2un = \frac{2hn}{s'_0} = \frac{D(n-1)}{r}, \quad (9)$$

где D — диаметр параллельного пучка, падающего на поверхность 2. Например, принимая $\omega = 0,2$ и $D = 1$ мм, получаем из (9) при $n = 1,5$

$$r = 2,5 \text{ мм.}$$

А положение s плоскости 7 (см. рис. 2)

$$s = d + b \approx 8 \text{ мм.}$$

Полученное из (7) значение s следует уточнить из расчета хода лучей через систему, добываясь минимума сферической aberrации. Значение d' равно

$$d' = 15,5 \text{ мм.}$$

Положение сферической опорной поверхности 4 (см. рис. 2) выбирается так, чтобы ее центр кривизны был совмещен с парааксиальным фокусом поверхности 2; значение радиуса кривизны этой поверхности произвольно и может определяться габаритными и другими соображениями. Положение светоделительной плоскости 3 (см. рис. 2) обычно определяется удобством наблюдения интерференционной картины. Рассчитанный таким образом интерферометр практически не имеет сферической aberrации в рабочем пучке, идущем от испытуемой системы в плоскости светоделителя, но имеет небольшую aberrацию в опорном пучке, отраженном от зеркала 4. Эта aberrация и ограничивает допустимый угол ω интерферометра, а тем самым и допустимую светосилу контролируемой оптики; источник этой aberrации — сферическая поверхность 2 (см. рис. 2).

Согласно Максотову [7] волновая aberrация N сферической преломляющей поверхности в параллельном пучке лучей выражается формулой

$$N = -kh^4/16 (s'_0)^2. \quad (10)$$

Например, приняв $h = 0,3$ мм, $r = 1$ мм, из (2), (3) и (10) находим при $n_1 = 1$, $n_2 = 1,5$, $s'_0 = 3$ мм $N \approx 0,038$ мкм $\approx \lambda/17$ ($\lambda = 6328$ Å), а из (9) $\omega = 0,3$ рад $\sim 17^\circ$, т. е. возможно исследовать системы с относительным отверстием A порядка 1 : 3, иными словами, довольно светосильные. При меньших ω ошибка интерферометра N резко уменьшается, например при $\omega = 0,15$ ($A = 1 : 6,7$) находим $N = 0,003$ мкм $\approx \lambda/200$ — пренебрежимо малая величина ($\lambda = 6328$ Å). Интерферометр (см. рис. 2) был успешно изготовлен и испытан в КАО АН СССР.

2. Интерферометры с исправленной сферической аберрацией в обеих ветвях (плечах), использующие сферическую опорную поверхность

Как указывалось, основным недостатком описанного выше интерферометра является сферическая аберрация опорного пучка, которая не позволяет точно исследовать светосильные системы. Можно видоизменить описанный интерферометр (см. рис. 2) так, чтобы устранить этот недостаток. Действительно, источниками сферической аберрации этого интерферометра являются объектив (поверхность 2) и плоскость 7. Усложняя схему объектива (например, составляя его из двух преломляющих поверхностей, как на рис. 3), можно исправить сферическую аберрацию объектива и, таким образом, освободить опорный пучок от сферической аберрации. От сферической аберрации, которую вносит плоскость 7, также легко избавиться, если, поместив светоделительную плоскость между объективом и точкой S (т. е. фокусом объектива), переместить ее на плоскость 7; из (6) следует, что в этом случае сферическая аберрация будет равна нулю при любой светосиле пучка. Приведем конструктивные элементы объектива с исправленной сферической аберрацией, позволяющего получить $\omega = 0,5 \approx 30^\circ$, т. е. испытывать объективы с относительным отверстием до 1 : 2:

$$r_1 = 1,2537, \quad r_2 = 0,33735, \quad D = 1 \text{ мм}, \quad d_1 = 1,1722 \text{ (ТФ5)}, \quad s' = 2 \text{ мм (СТК8)}.$$

Здесь D — диаметр действующего отверстия объектива, s' — расстояние изображения от последней поверхности объектива. Объектив рассчитан для $\lambda = 6328$ Å и диаметра пучка лазера 1 мм. Остаточная сферическая аберрация его $\delta g'$ около 0,5 мкм, кома исправлена. Недостатком интерферометра с подобным объективом (см. рис. 3) является значительное расстояние фокуса F от глаза наблюдателя. Плоская поверхность 7 должна быть обязательно просветлена либо наклонена на некоторый угол по отношению к оси пучка с тем, чтобы блик от этой поверхности не попадал в глаз наблюдателя.

Другим типом интерферометра, свободного от сферической аберрации в обеих ветвях, служит интерферометр, изображенный на рис. 4. Здесь 1 — лазер, 2 — объектив, свободный от сферической аберрации и комы, S — фокус объектива, совмещенный с изображением центра кривизны сферической преломляющей поверхности 4 светоделительной плоскостью 3, 5 — испытываемая система, 6 — глаз наблюдателя, 7 — апланатическая поверхность. Опорный пучок в этом интерферометре получается при отражении от сферической поверхности 4, которая не вносит ни сферической аберрации, ни комы, так как и отраженные, и преломленные лучи распространяются вдоль радиусов сферы. Поверхность 7, будучи апланатической и центрированной по отношению к поверхности 4, также не вносит ни сферической аберрации, ни комы. Если система 5 идеальна, то в точке S' получается стигматическое изображение, которое можно рассматривать в микроскоп; можно пользоваться ножом Фуко и т. п. Этот интерферометр пригоден и для контроля весьма светосильных систем, поскольку угол ω определяется только характеристиками объектива 2, а в качестве такого объектива может быть использован светосильный иммерсионный объектив микроскопа, например с апертурой 0,65. Сборка и юстировка интерферометра не вызывают затруднений,

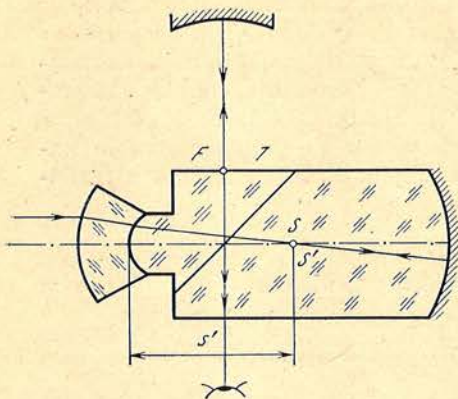


Рис. 3

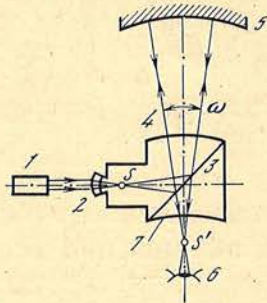


Рис. 4

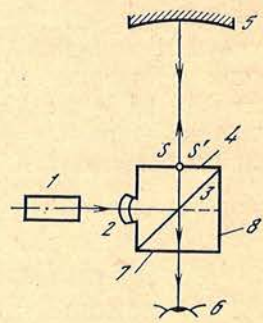


Рис. 5

поскольку юстируемые! компоненты — апланатические, со значительным резким полем зрения, поэтому допуски на юстировку не являются строгими. Для выравнивания интенсивностей рабочего и опорного пучков на поверхность 4 наносят полупрозрачный достаточно прочный слой металла (например, титана).

3. Интерферометры с плоской опорной поверхностью

Рассмотрим интерферометр, изображенный на рис. 5. Пучок света лазера 1 преломляется объективом 2, формируя изображение точки на преломляющей плоскости 4 (расположенной в фокусе объектива 2) после отражения от светоделительной плоскости 3. Плоскость 4 расщепляет пучок на опорный, возвращающийся в глаз наблюдателя 6, и рабочий, идущий к испытуемой системе 5. Рабочий пучок отражается системой 5 и фокусируется в точке S_2 , после чего интерферирует с опорным пучком, позволяя глазу наблюдателя 6 видеть картину интерференции. В качестве объектива 2 в простейшем случае может быть применена одиночная поверхность, как описано в разд. 1, а ее волновая aberrация N определяется выражением (10). Для контроля светосильных систем следует брать более светосильные, хорошо исправленные на сферическую aberrацию объективы, пример такого объектива приведен в разд. 2. Характерной особенностью интерферометра является нечувствительность к поперечным смещениям объектива 2 и его малым наклонам по отношению к плоскостям 3, 4, 7; однако пучок лазера должен быть направлен строго вдоль оси объектива 2. Этот последний недостаток может быть устранен путем использования объектива 2 с большим полем зрения, например концентрического. Приведем данные концентрического объектива, пригодного для этой цели:

$$r_1 = 1,30 \text{ мм}, \quad r_2 = 0,625 \text{ мм}, \quad D = 1 \text{ мм}, \quad d_1 = 0,675 \text{ мм (ТФ1)}, \\ s' = 3,66 \text{ мм (К8)}.$$

Другим достоинством интерферометра является простота изготовления, поскольку основой его является обычный светоделительный кубик с невысокими требованиями к точности изготовления граней, так как они работают небольшими участками. При контроле алюминированных зеркал 5 (т. е. при большой яркости рабочего пучка) целесообразно применить видоизмененную схему, а именно в качестве опорной поверхности надо использовать плоскую грань 8, которая в этом случае полируется и покрывается зеркальным слоем; ход главного луча опорного пучка в этом случае на рис. 5 изображен штриховой линией; поверхность 4 следует просветлить либо наклонить по отношению к опорному пучку, чтобы избежать паразитного блика от поверхности 4.

Интерферометры, описанные в этом разделе, успешно изготовлены и используются в КАО АН СССР.

Заметим, что при работе с интерферометром, изображенным на рис. 5, нет необходимости точно фокусировать пучок света на грань светоделительного кубика, в зависимости от угла ω (т. е. светосилы исследуемой системы) допустима дефокусировка до 0,1 мм при исследовании особо светосильных систем, до нескольких миллиметров при относительном отверстии испытуемой системы порядка 1 : 6 и менее. Оптическое стекло для интерферометров должно быть высших категорий по оптической однородности, бесшвильности, пузырности и двойному лучепреломлению. Желателен также минимальный коэффициент поглощения, в противном случае возможен заметный нагрев стекла в фокальных точках и, как следствие, изменение показателя преломления в окрестности этих точек и появление сферической аберрации, нарушающей работу интерферометра (при использовании мощных лазеров). Наш опыт показал, что с лазером непрерывного действия мощностью порядка 10 мВт ($\lambda = 6328 \text{ \AA}$) и стекле марки К8 этот эффект неощутим. По-видимому, лучше использовать стекла ЛК1, ЛК3, ЛК6, для которых показатели преломления мало зависят от температуры, в интерферометрах, изображенных на рис. 2—4. У интерферометра, показанного на рис. 5, как указывалось выше, в ряде случаев фокус S может быть вынесен за пределы кубика, а поэтому нет оснований опасаться проявления эффектов, связанных с нагревом, при мощностях лазеров, обычно применяемых при контроле оптики.

Апрель 1982 г.

Л и т е р а т у р а

1. Витриченко Э. А. Методы исследования астрономической оптики. М.: Наука, 1980.
2. Савин Б. А., Федина Л. Г. Неравноплечий интерферометр и его применение для исследования оптики крупных астрономических инструментов.— В кн.: Новая техника в астрономии. Л.: Наука, 1970, вып. 3, с. 207—242.
3. Sounders J. B. Interferometer test of the 26-inch refractor at Leander McCormick Observatory.— *Astron. J.*, 1964, vol. 69, p. 449—451.
4. Sounders J. B., Brueming R. J. A new interferometric test and its application to the 84-in. reflecting telescope at Kitt-Peak National Observatory.— *Astron. J.*, 1968, vol. 73, p. 415—430.
5. Лукин А. В., Мустафин К. С., Рафиков Р. А. Контроль профиля асферических поверхностей с помощью одномерных искусственных голограмм.— *Опт.-мех. пром-сть*, 1973, № 6, с. 67—68.
6. Максудов Д. Д. Астрономическая оптика. М.; Л.: ОГИЗ, 1946, 368 с.
7. Максудов Д. Д. Изготовление и исследование астрономической оптики. М.; Л.: ОГИЗ, 1948. 280 с.
8. Кругер М. Я., Панов В. А., Кулагин В. В. и др. Справочник конструктора оптико-механических приборов. М.; Л.: Машгиз, 1963. 803 с.

УДК 535.853.31

ЭФФЕКТИВНОСТЬ ВОГНУТЫХ ДИФРАКЦИОННЫХ РЕШЕТОК С ПРОФИЛИРОВАННЫМИ ШТРИХАМИ

А. В. Брунс

Обычно принятое выражение эффективности дифракционных решеток через длину волны оправдано при рассмотрении плоских решеток. Для вогнутых решеток попытки установить такую зависимость приводят к многозначности решения, которая не позволяет вывести общие закономерности.

Введение определенным образом выбранной системы координат позволило получить обобщенный закон распределения эффективности по поверхности вогнутой дифракционной решетки как функцию угловой координаты. Показано, что это распределение не зависит от длины волны, постоянной решетки, углов падения и дифракции. В закон распределения эффективности, кроме координат точки поверхности, в качестве параметров входят коэффициент, учитывающий форму штриха, и угловое расстояние биссектрисы угла между падающим и дифрагированным лучами от местной нормали к решетке.

Предложена методика расчета относительной эффективности и приведены обобщенные кривые, позволяющие легко определить распределение эффективности по поверхности вогнутой дифракционной решетки для любого конкретного случая.

THE BLAZE OF CONCAVE DIFFRACTION GRATINGS WITH PROFILED STROKES, by A. V. Bruns.— Usually, the blaze of plane diffraction gratings is expressed as a function of wavelengths. But for the concave gratings such expression is rather ambiguous thus being complicated for understanding.

We have introduced a certain coordinate system, permitting to express the blaze as a function of angular coordinates. This distribution of blaze does not depend on the wavelengths, number of strokes, angles of incidence and angular diffraction. Besides the coordinates the blaze in question needs the shape of strokes and the angular distance from bisector between the incidence and diffracted beam to the local normal of grating.

The method to calculate the relative efficiency is presented showing generalized curves, permitting a simple determination of blaze distribution over the concave grating be adapted for any specific case.

Спектроскопия в области вакуумного ультрафиолета почти полностью основывается на использовании вогнутых дифракционных решеток. К настоящему времени достигнуты успехи в получении высококачественного изображения спектров как с помощью специальных форм поверхности решеток — тороидальных, эллиптических и других, так и путем использования соответствующих схем установок [1 — 3].

Одновременно с улучшением качества изображения возрастают требования к точности количественных измерений. Важнейшей основой правильной оценки энергетических соотношений в регистрируемом спектре явится значение закона распределения эффективности по поверхности используемой вогнутой дифракционной решетки.

В лабораторной и экспериментальной практике часто исследуемый источник излучения имеет некоторые произвольные перемещения перед щелью спектрального аппарата. Это происходит, например, в результате нестационарности процессов дугового разряда, приводящей к перераспределению яркости в рабочей аппаратуре. Неоднородность эффективности решетки будет приводить к появлению значительных ошибок в энергетических оценках излучения. В некоторых типах приборов с фотоэлектрическим сканированием спектра, предназначенных для астрофизических исследований, освещение решетки может меняться в результате неточности работы фотогида. В этом случае даже применение нормирования записи спектра по регистрируемому одновременно спектру нулевого порядка не дает полной компенсации, так как неоднородность эффективности решетки носит спектрально-селективный характер. Хотя точный расчет эффективности дифракционной решетки является достаточно сложной задачей из-за множества трудноучитываемых факторов, в первую очередь связанных с особенностями конкретной технологии их изготовления, попытаемся проанализировать и оценить количественно некоторые общие закономерности.

Эффективность плоской дифракционной решетки типа эшелетт определяется законом дифракции на штрихе и описывается выражением

$$\Phi = \left[\frac{e}{b} \frac{\sin \beta}{k\lambda \cdot \sin(\beta - \gamma)} \right]^2 \cdot \sin^2 \left[\frac{b}{e} \frac{k\lambda \cdot \sin(\beta - \gamma)}{\sin \beta} \right]. \quad (1)$$

Здесь β — угловое расстояние от нормали к решетке до биссектрисы угла между падающими и дифрагированными лучами, γ — угол между нормалью к штриху и нормалью к решетке (угол блеска решетки), b — действующая ширина штриха, e — шаг решетки, k — порядок спектра. На рис. 1 изображен участок решетки и обозначены соответствующие углы, C — биссектриса угла между падающими и дифрагированными лучами.

При вычислении эффективности плоской решетки в [1] пользуются понятием длины волны в области максимальной концентрации энергии. На-

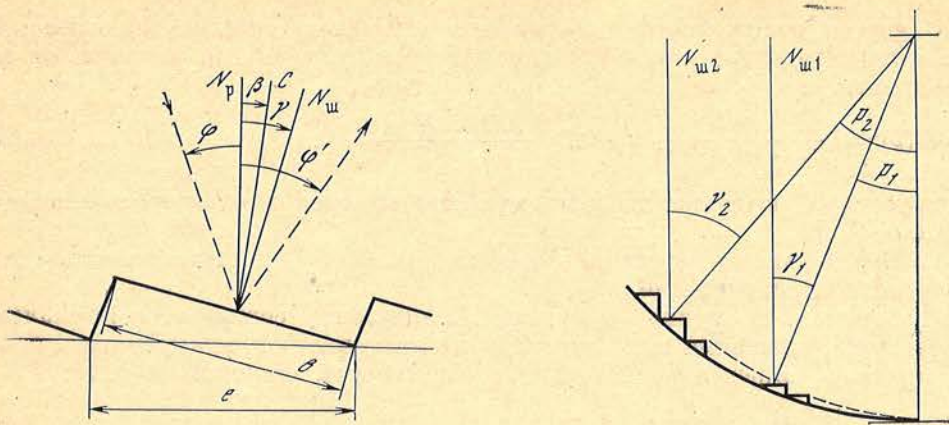


Рис. 1. Основные углы, учитываемые при расчетах схем с дифракционными решетками

Рис. 2. Изменение угла γ по поверхности вогнутой дифракционной решетки

помним, что длина волны связана с параметрами решетки выражением

$$\lambda = \frac{2e}{k} \cdot \sin \beta \cdot \cos \frac{Q}{2},$$

где $Q = \varphi - \varphi'$ — угол между падающим и дифрагированным лучами.

Считая, что в этом выражении все параметры, кроме β , постоянны, в [1] устанавливается зависимость эффективности дифракционной решетки от отношения рабочей длины к длине волны в угле блеска. В [2] аналогично проводится рассмотрение эффективности вогнутой дифракционной решетки. Хотя использование в качестве аргумента длины волны может служить определенным методическим приемом в рассмотрении отдельной установки, оно делает невозможным получение общих закономерностей для вогнутых дифракционных решеток.

В нашем исследовании за основу было принято представление эффективности решетки как функции углов β и γ . Как правило, плоская решетка используется в параллельном пучке. Поэтому все характерные углы одинаковы для каждой точки поверхности решетки, и эффективность всей решетки определяется той же зависимостью (1). Из выражения следует, что распределение интенсивности света является функцией трех переменных: ширины штриха, нормированной по шагу решетки $b/e = \delta$, угла β и угла γ . Следует отметить, что относительная эффективность решетки не зависит от значения постоянной решетки и от собственного направления падающих и дифрагированных лучей, а определяется только положением биссектрисы угла между ними.

В отличие от плоских у вогнутых решеток каждый штрих имеет условия работы, отличные от других. В силу принятой технологии нарезания штрихов вогнутых дифракционных решеток плоскости всех штрихов параллельны. Очевидно, что так же параллельны между собой и нормали N_p к ним. Вместе с тем, нормальными N_p к общей поверхности решетки являются радиусы, проведенные из центра ее кривизны к каждому штриху и расположенные соответственно под углом друг к другу.

Таким образом, при переходе от одного штриха вогнутой дифракционной решетки к другому происходит взаимный разворот нормалей N_p и N_{sh} , а величина этого разворота равна угловому расстоянию p между точками на поверхности решетки, измеренному из центра ее кривизны. Если принять за начало отсчета угловых координат точку на поверхности решетки (или ее продолжении), в которой обе нормали N_p и N_{sh} совпадают, то в некоторой точке n с координатой p_n угол между нормальными будет соответственно также $\gamma_n = p_n$ (рис. 2). Так как угол γ между нормальными по определению есть угол блеска, то, следовательно, можно сделать вывод, что угол блеска в каждой точке поверхности вогнутой решетки численно равен угловой координате этой точки в принятой нами системе отсчета.

С учетом изложенного и выражения (1) можно записать зависимость эффективности $\Phi(p)$ каждой точки поверхности вогнутой решетки от ее координаты p :

$$\Phi(p) = \left[\frac{\sin \beta}{k\lambda\delta \cdot \sin(\beta - p)} \right]^2 \cdot \sin^2 \left[\frac{k\lambda\delta \cdot \sin(\beta - p)}{\sin \beta} \right]. \quad (2)$$

Выражение (2) позволяет сделать ряд общих выводов о характере изменения эффективности.

1. Эффективность решетки при заданном $\beta = \beta_n$ достигает максимума на штрихе с координатой $p = \beta_n$.

2. В начале координат, где нормаль к штриху совпадает с нормалью к решетке, независимо от значений β эффективность принимает одно и то же значение, определяемое только относительной шириной штриха:

$$\Phi_0 = \frac{\sin^2 k\lambda\delta}{(k\lambda\delta)^2}. \quad (3)$$

3. Выражение (2) позволяет рассчитать и построить обобщенные кривые распределения относительной эффективности по поверхности решетки для ряда значений β .

Приведенные на рис. 3 кривые построены для $1^\circ \leq \beta \leq 10^\circ$, $\delta = 0,7$ и $k = 1$. По оси ординат здесь отложена относительная эффективность, а по оси абсцисс — значение угла p . Степень влияния относительной ширины штриха δ на распределение демонстрируется штриховой кривой, построенной для $\beta = 2^\circ$ и $\delta = 0,8$. Она имеет максимум при той же абсциссе, но несколько увеличенную кривизну крыльев. Как видно из рисунка, максимум кривой распределения для каждого значения $\beta = \beta_n$ отстоит от начала координат на расстояние $p = \beta_n$, не зависящее от каких-либо других параметров. Пользуясь рис. 3, можно легко оценить распределение относительной эффективности по поверхности решетки в готовой установке или выбрать параметры при создании новой.

В качестве примера в верхней части рис. 3 показано нахождение распределения эффективности по поверхности решетки с входной апертурой $\Delta\alpha = \pm 3^\circ$, измеренной из центра кривизны, и углом блеска для среднего штриха $\gamma = 5^\circ$. Середина решетки располагается на расстоянии 5° от начала координат. В обе стороны от центра на угловом расстоянии $\pm 3^\circ$ находятся края ее рабочей зоны. В пределах поверхности решетки будут находиться максимумы интенсивности для значения $2^\circ \leq \beta \leq 80^\circ$. В таблице приведены параметры некоторых спектрографов, которые будут иметь такое распределение эффективности.

На рис. 4 приведены расчетные кривые распределения эффективности для некоторой решетки с углом блеска $\gamma = 6^\circ$ и $\delta = 0,9$. При решетке с постоянной $1/450$ мм и угле падения $\varphi = 10^\circ$ выбранные четыре значения $\beta_1 = 4,85^\circ$, $\beta_2 = 5,33^\circ$, $\beta_3 = 6,1^\circ$ и $\beta_4 = 7,76^\circ$ соответствуют длинам волн $\lambda_1 = 375$ нм, $\lambda_2 = 412$, $\lambda_3 = 470$, $\lambda_4 = 600$ нм. Там же нанесены значения

Пример различных спектрографов, имеющих одинаковое распределение эффективности, определяемое значением углов β

β , град	Спектр на нормали решетки при угле падения $\varphi = 10^\circ$				Схема Сея—Намиока				
	угол дифракции φ' , град	длина волны в нм для решетки с N штр/мм			угол падения φ , град	угол дифракции φ' , град	длина волны в нм для решетки с N штр/мм		
		300	600	1200			300	600	1200
2	-6	230	115	58	37	33	191	95	48
3	-4	346	173	78	38	32	286	143	72
4	-2	462	231	116	39	31	381	191	95
5	0	578	289	145	40	30	476	238	119
6	2	695	347	174	41	29	571	285	143
7	4	811	406	203	42	28	666	333	166
8	6	927	464	232	43	27	760	380	190

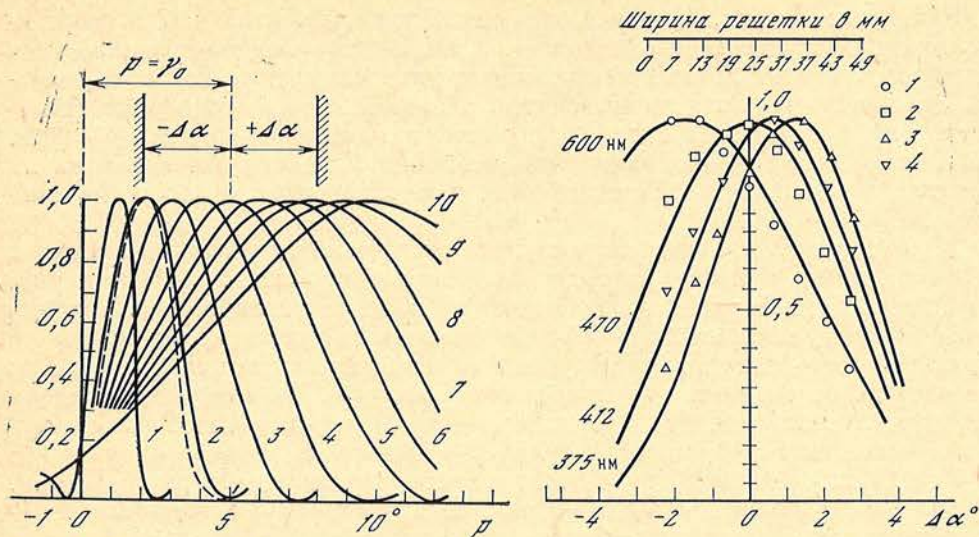


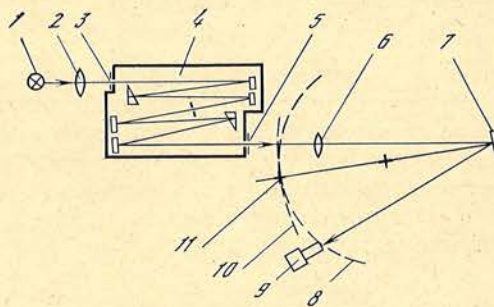
Рис. 3. Изменение эффективности по поверхности вогнутой дифракционной решетки для различных значений угла β

1, 2, ..., 9, 10 — кривые для значений β , соответственно $\beta = 1^\circ, \beta = 2^\circ \dots \beta = 9^\circ, \beta = 10^\circ$. Координата на поверхности задается углом β . Середина решетки, рассматриваемой в качестве примера, имеет координату $\beta = \beta_0 = 5^\circ$ и угловые размеры $\pm \Delta\alpha$

Рис. 4. Распределение эффективности по поверхности вогнутой дифракционной решетки. Расчетные кривые (сплошные линии) построены для решетки с $\gamma = 6^\circ$ и $\delta = 0,9$. Экспериментальные точки 1—4 измерены для длин волн 600; 470; 412 и 375 нм соответственно. Постоянная решетки 450 мм^{-1}

Рис. 5. Схема установки для исследования решеток

1 — осветитель, 2 — кварцевая линза, 3 — входная щель, 4 — монохроматор ДМР-4, 5 — выходная щель, 6 — линза, 7 — исследуемая решетка, 8 — положение круга Роуланда, 9 — ФЭУ, 10 — траектория перемещения центра кривизны, 11 — центр кривизны решетки



эффективности, полученные экспериментально, и отмечены границы реальной решетки шириной 50 мм и радиусом $R = 500 \text{ мм}$.

Измерения проводились на специально созданной установке, схема которой приведена на рис. 5. Свет от ленточной лампы 1 типа СИ-8 с помощью кварцевой линзы 2 фокусировался на входной щели 3 монохроматора 4. Использовался двойной призмный монохроматор ДМР-4, позволявший получить монохроматическое излучение высокой чистоты в области спектра 0,22—2,5 мкм. Выходная щель 5 монохроматора могла меняться по ширине (0—4 мм) и по высоте (0—15 мм). С помощью кварцевой линзы 6 монохроматическое изображение выходной щели строилось на поверхности исследуемой вогнутой дифракционной решетки 7. Механизм сканирования позволял прецизионно поворачивать решетку вокруг центра ее кривизны 11. Вместе с тем центр кривизны мог устанавливаться в любой точке дуги 10, давая тем самым возможность использовать решетку в различных установках (при различных углах падения и дифракции).

Решетка с помощью «подвижек» могла перемещаться по высоте, а также наклоняться для установки нормали решетки в плоскость дисперсии.

Узел ФЭУ 9 закрепляется в любой точке круга Роуланда 8. Точная установка светового пятна по центру фотокатода осуществлялась дополнительным механизмом, перемещавшим ФЭУ перпендикулярно лучу на $\pm 20 \text{ мм}$ в вертикальной и горизонтальной плоскостях.

Как видно из рис. 4, общее совпадение экспериментальных и теоретических данных достаточно хорошее. Ошибка в положении максимумов экспериментальных кривых не превышает пяти минут дуги по полю решетки. Экспериментальные точки, снятые с правой стороны поверхности решетки, либо совпадают с теоретическими для ширины штриха $\delta = 0,9$, либо имеют несколько меньшую эффективность. Однако все левые точки имеют более высокую эффективность, чем предсказывает теоретическая кривая при $\delta = 0,9$.

Такое расхождение является результатом того, что у реальных вогнутых дифракционных решеток приведенная ширина штриха δ не постоянна, а меняется по поверхности. Происходит это из-за различной ориентации точек поверхности заготовки по отношению к режущей кромке резца, в результате чего при нарезании решетки изменяется глубина штриха и, следовательно, значение его приведенной ширины. Из простых геометрических построений следует, что если на одном краю решетки с относительным отверстием 1 : 10 ширина штриха $\delta = 0,9$, то на другом она снижается до $\delta = 0,75$. Это хорошо согласуется с экспериментальными результатами.

Все рассмотренные нами зависимости относятся к распределению эффективности в главном меридиональном сечении. Обычно для получения хорошего качества изображения спектра используют входную щель с высотой, существенно меньшей, чем радиус кривизны решетки, так что условия работы различных участков штриха достаточно одинаковы. Поэтому эффективность решетки вдоль штриха может быть принята постоянной. Это позволяет по найденному закону распределения эффективности определить эффективность $I'(\beta)$ вогнутой решетки для каждого значения угла β .

$$I'(\beta) = \frac{1}{2\Delta\alpha} \int_{p_1}^{p_1+2\Delta\alpha} \Phi(p) dp. \quad (4)$$

Здесь p_1 — координата края решетки, $2\Delta\alpha$ — ее угловые размеры.

Полученные таким методом интегральные интенсивности дают представление об относительной эффективности решетки для различных значений β . Для вычисления абсолютной эффективности вогнутой дифракционной решетки необходимо учесть коэффициент отражения материала ее покрытия R и степень использования рабочей поверхности, равной относительной ширине штриха δ :

$$I(\beta) = \frac{R\delta}{2\Delta\alpha} \int_{p_1}^{p_1+2\Delta\alpha} \Phi(p) dp. \quad (5)$$

Вычислить значения интеграла можно либо аналитически, либо графически. Вторым способом существенно проще и дает достаточную для практических оценок точность. Используя любой графический метод, надо измерить площадь S_n , ограниченную кривой с соответствующим значением $\beta = \beta_n$ и краями решетки ($\pm\Delta\alpha$), а также площадь S_0 прямоугольника со сторонами, равными в масштабе того же графика 100% эффективности и входной апертуре решетки, $2\Delta\alpha$ (см. рис. 3). Площадь S_n пропорциональна энергии, отраженной решеткой для данного значения β_n , а S_0 в том же масштабе соответствует полной энергии, упавшей на решетку. Отношение площадей, умноженное на δ , даст значение интегральной эффективности решетки $I\beta_n = \delta \frac{S_n}{S_0} R$. Например, для $\beta = 2^\circ$ измеренная площадь $S_2 = 11,5$, а $S_0 = 60$ (в условных единицах). Следовательно, при $\delta = 0,7$ эффективность решетки в предположении $R = 100\%$ будет $I_2 = 13\%$. Аналогично для $\beta = 3^\circ$ $S_3 = 29,2$, а $I_3 = 34,02\%$.

Для того чтобы устранить неравномерность эффективной рабочей зоны вогнутой дифракционной решетки, обусловленную изменением значения угла γ между нормалью $N_{ш}$ и биссектрисой угла между падающим и дифрагированными лучами для различных точек ее поверхности, необходимо было бы производить нарезку с плавно меняющимся углом наклона плос-

кости штриха. Оптимальным был бы поворот реза вокруг центра кривизны решетки. В этом случае значение угла γ сохранялось бы для всей поверхности решетки и ее работа была аналогична работе плоской решетки. Подобного типа решетки пока не изготавливались, так как существующие делительные машины приспособлены к нарезке только при постоянном угле установки реза.

Так как в решетке с обычной нарезкой штрихов определенная зона все же дает хорошую яркость, то очевидно, что нет необходимости непрерывно, от штриха к штриху, менять угол их наклона. Достаточно иметь несколько зон с одинаковым в пределах каждой углом наклона и равным оптимальному значению для среднего штриха зоны.

Стрежнев для нарезания двухзонной решетки предлагает специальную форму реза. Он имеет две режущие грани, каждая из которых нарезает штрихи на своей части поверхности решетки [3]. Мичелс описал решетку, имеющую поверхность с тремя отдельными заштрихованными зонами. Каждая зона имеет свой угол наклона штрихов, соответствующий максимальной эффективности для данной длины волны [4].

Интересной особенностью обладают вогнутые дифракционные решетки с так называемыми мелкими штрихами [5]. Штрихи на таких решетках представляют собой полосы исходной поверхности заготовки, разделенные между собой бороздами, проведенными резцом делительной машины. Эти решетки можно считать нарезанными с постоянным углом блеска $\gamma = 0$, так как для всех штрихов нормали $N_{ш}$ к поверхности штриха совпадают с нормалью N_p к поверхности решетки. Относительная эффективность таких решеток постоянна по поверхности. Ее значение вычисляется по (5) с учетом (3):

$$I = Rk^{+2}\pi^{-2}\delta^{-1} \sin^{-2}(k\pi\delta).$$

Исследование этой функции показывает, что она имеет максимум $I_{\max} = 0,25$ при нормированной ширине штриха $\delta = 0,35$. Этот размер может быть рекомендован для такого типа решеток.

Май 1982 г.

Л и т е р а т у р а

1. Пейсажсон И. В. Оптика спектральных приборов. Л.: Машиностроение, 1970, с. 53—56.
2. Прокофьев В. К. Относительное распределение эффективности по поверхности вогнутой дифракционной решетки, имеющей угол блеска.— Изв. Крым. астрофиз. общ., 1981, т. 64, с. 198.
3. Стрежнев С. А., Балясников Н. М., Шуба Ю. А. Вогнутые дифракционные решетки увеличенной апертуры для вакуумной ультрафиолетовой области спектра.— Опт.-мех. пром-сть, 1971, № 4, с. 63.
4. Michels D. J. Change of blaze wavelength as function of position on the surface of a concave grating.— J. Opt. Soc. Amer., 1974, vol. 64, N 5, p. 662.
5. Зайдель А. Н., Шрейдер Е. Я. Вакуумная спектроскопия и ее применение. М.: Наука, 1976. 432 с.

Петров П. П., Чугайнов П. Ф., Щербаков А. Г. Наблюдения линий $H\beta$ и $He II$ $\lambda 4686$ в спектрах вспышек звезд типа UV Cet. — Изв. Крым. астрофиз. obs., 1984, т. 69.

Сообщается о спектральных наблюдениях с разрешением 0,7—1,0 Å и фотоэлектрических наблюдениях в системе В вспыхающих звезд AD Leo, YZ CM1, DT Vir, UV Cet. Зарегистрированы три вспышки AD Leo и три вспышки YZ CM1. В двух вспышках AD Leo и двух вспышках YZ CM1 наблюдалось увеличение центральной интенсивности $H\beta$ за 10—20 мин до максимума блеска вспышки. У трех из них во время предвспышечного усиления $H\beta$ блеск звезды не отличался от блеска в спокойном состоянии звезды. В двух вспышках обнаружено появление широких (± 15 Å, ± 10 Å) эмиссионных крыльев $H\beta$, происходящее преимущественно вблизи максимума вспышки. Эмиссионная линия $He II$ $\lambda 4686$ не обнаружена ни в спокойном состоянии звезд, ни во время вспышек. Сделаны выводы: 1) во время предвспышек усиливается в основном эмиссия в линиях; 2) крылья эмиссии $H\beta$ во время максимумов вспышек вызваны штарк-эффектом ($n_e \approx 10^{14} \div 10^{16} \text{ см}^{-3}$) и движениями масс; 3) каскадные рекомбинации $He III$, возникающие вследствие усиления рентгеновского излучения, могут вызывать лишь очень слабую эмиссию $He II$ $\lambda 4686$ во время максимумов вспышек.

Табл. 3. Ил. 9. Библиогр. 29 назв.

УДК 523.942.841

Галкина Т. С., Шаховская Н. И., Бондарь Н. И. Спектральные и электрофотометрические наблюдения пекулярной звезды CN Лебедя в 1980—1981 гг. — Изв. Крым. астрофиз. obs., 1984, т. 69.

Излагаются результаты спектральных и узкополосных электрофотометрических наблюдений CN Cyg, полученные с июля 1980 г. по ноябрь 1981 г. на двух инструментах КАО: 122-см рефлекторе с дифракционным спектрографом с дисперсиями 30 и 36 Å/мм и пятиканальном дифракционным спектрофотометре, установленном на 70-см рефлекторе (АЭТ-8).

В течение всего периода наблюдений продолжалось постоянное увеличение блеска звезды в исследуемом спектральном диапазоне от $\lambda 3500$ до $\lambda 8000$ Å с возрастанием амплитуды в коротковолновую область спектра. От начала периода наших наблюдений к его концу блеск звезды в визуальной области спектра увеличился вдвое и достиг величины $m_V \sim 5^m,6$ — небывалой за всю историю наблюдений звезды. На фоне общего подъема замечены и 20—30%-ные изменения блеска с характерным временем несколько суток.

В линейчатом спектре CN Cyg в оба сезона наблюдались многочисленные эмиссионные линии $H I$, $Fe II$, $[Fe II]$ $[O I]$, а также полосы окиси титана (TiO), характерные для звезд позднего спектрального класса M6. В 1981 г. в сравнении с 1980 г. в спектре звезды усилились голубой континуум, появились некоторые абсорбционные детали и линии с профилями типа «обратный P Cyg». Усиленными были линии поглощения H и K Ca II и линии $He I$ у $\lambda 6678$ Å и $\lambda 5876$ Å с профилями типа «обратный P Cyg».

Лучевые скорости, измеренные по компонентам водородных линий, и профили водородных линий систематически изменяются при переходе от $H\alpha$ к высшим членам серии. Лучевые скорости, измеренные по линиям других элементов ($Fe II$, $[Fe II]$, $He I$, $[O I]$), также различаются между собой от -80 км/с у $Fe II$, $Mg II$ до -45 км/с у $[O I]$. Так, для $H\alpha$ скорости по V-абсорбционному и R-компонентам найдены равными соответственно -115 , -62 и ~ 0 км/с, в то же время линии $H\beta$ — $H\gamma$ имеют абсорбционные компоненты в длинноволновом крыле. При этом лучевая скорость абсорбции у $H\gamma$ и $H\delta$ близка к скорости эмиссионного красного компонента в линиях $H\beta$ — $H\gamma$. Скорость вращения излучающей части оболочки оценена 55 км/с.

Наблюденный бальмеровский декремент в 1981 г. более крутой, чем в 1980 г., его сопоставление с теоретическими декрементами, рассчитанными В. П. Грининым и Н. А. Катывевой для случая ударного возбуждения и ионизации газа, приводит к следующим значениям параметров, характеризующих состояние газа, где образуются водородные линии: n_e от 10^{10} до 10^{11} см^{-3} , $T_e = 20\,000$ К и $\beta_{12} = 10^{-5}$.

Авторы приходят к выводу, что результаты проведенных наблюдений качественно согласуются с моделью, предложенной Луудом, согласно которой CN Cyg — двойная звезда, состоящая из полуправильного гиганта M6 III и белого карлика, вокруг которого временами возникает аккреционный диск.

Табл. 4. Ил. 8. Библиогр. 9 назв.

УДК 523. 841.

Архипова В. П., Белякина Т. С. Симбиотические затменно-переменные звезды CI Cyg и V1329 Cyg. Сопоставление кривых блеска. — Изв. Крым. астрофиз. obs., 1984, т. 69.

Сопоставлены кривые блеска симбиотических затменно-переменных звезд CI Cyg ($P = 855^d$) и V1329 Cyg ($P = 950^d$). После вспышки 1971 г. характер колебаний блеска CI Cyg резко изменился, так же как и у V1329 Cyg после вспышки 1964 г. Минимумы кривой блеска, соответствующие затменно компонентам в системе CI Cyg, после 1971 г. стали более узкими, а у V1329 Cyg наоборот, более широкими и менее глубокими. По-видимому, в процессе вспышки изменилась пространственная конфигурация обеих систем. Возможно, этот наблюдательный факт является отражением различия физических характеристик симбиотических звезд, выделенных Пачинским и Рудаком в группы I и II типов.

Ил. 1. Библиогр. 15 назв.

УДК 523.942.841

Иванова З. К., Галкина Т. С. Эмиссионные линии водорода в спектре Гаммы Кассиопеи в 1979—1980 гг. — Изв. Крым. астрофиз. obs., 1984, т. 69.

Продолжено изучение эмиссионного спектра Ве-звезды γ Cas, начатое Т. С. Галкиной в 1977 г. По наблюдениям 1979—1980 гг. построены профили линий $H\alpha$, $H\beta$ и $H\gamma$. Структура профилей этих эмиссий была подобной друг другу в период наших наблюдений — хорошо заметная асимметрия с преобладающей интенсивностью с фиолетовой стороны, во многих случаях проявлялась четкая двухкомпонентность линий с отношением $V/R > 1$. Определен ряд количественных характеристик линий $H\alpha$ и $H\beta$.

Табл. 4. Ил. 7. Библиогр. 6 назв.

УДК 524.338

Бондарь Н. И., Шаховская Н. И. Патрульные электрофотометрические наблюдения $H\alpha$ -эмиссии в спектре γ Кассиопеи. — Изв. Крым. астрофиз. obs., 1984, т. 69.

Узкополосные электрофотометрические патрульные наблюдения интенсивности $H\alpha$ -эмиссии в Ве-звезде γ Cas были предприняты в период 28.10—25.12 80 г. При времени накопления одного отсчета 4 с за $7^h 46^m$, не было зарегистрировано ни одного отсчета, значимо превосходящего среднее значение при наблюдавшейся дисперсии. Однако наблюдавшаяся дисперсия отсчетов γ Cas в некоторых временных интервалах значимо превосходила уровень атмосферо-