

О ХАРАКТЕРЕ ВСПЫШЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ
ЗВЕЗД ТИПА UV Ceti. I.

В. С. ОСКАНЯН, В. Ю. ТЕРЕБИЖ

Поступила 8 июня 1970

Проводится статистический анализ наблюдательных данных о вспышках звезд UV Ceti в 1967, 1968—1969 гг. и YZ CMi в 1967—1970 гг. Показано, что вспышечная активность этих звезд оставалась неизменной в течение указанных промежутков времени. Рассмотрение числа вспышек звезды в фиксированных интервалах времени и промежутков времени между вспышками показывает, что последовательность вспышек звезд UV Ceti и YZ CMi близка к пуассоновской.

I. *Введение.* За последние несколько лет наблюдательные данные о вспыхивающих звездах в окрестности Солнца настолько расширились, что стало возможным поставить вопрос о характере временной последовательности вспышек этих звезд. Тот факт, что последовательность вспышек звезд типа UV Ceti является случайной, был выяснен, конечно, с самого начала изучения вспыхивающих звезд. Однако было неясно, является ли эта последовательность совершенно случайной (пуассоновской), или вероятность появления вспышки зависит от предшествующей истории вспышечной активности звезды. Образно говоря, в случае пуассоновской последовательности вспышек звезда в каждый момент времени „решает“, вспыхнуть ей или нет, независимо от того, когда были предшествующие вспышки. Если же процесс не пуассоновский, то предшествующая история влияет на решение.

Различные наблюдатели, изучавшие этот вопрос, пришли к противоречивым выводам. Так, В. Кункель [1] полагает, что последовательность является пуассоновской, тогда как А. Эндрюс [2], П. Ф. Чугайнов [3], К. Осава и соавторы [4] считают, что явление вспышек:

имеет приблизительно периодический характер с периодом порядка нескольких часов или нескольких десятков часов.

В настоящей работе вопрос о характере вспышечной активности звезд YZ CMi и UV Cet рассматривается на основе изучения распределения числа вспышек в фиксированных промежутках времени и интервалов времени между последовательными вспышками этих звезд. Можно было бы думать, что знание автокорреляционной функции процесса облегчит изучение рассматриваемого вопроса, однако известно [5], что для пуассоновского процесса вид корреляционной функции зависит только от формы кривой блеска вспышек. Возможны случаи, когда пуассоновский и непуассоновский процессы имеют одну и ту же корреляционную функцию (некоторые примеры приведены в [5]). Поэтому знание корреляционной функции не позволяет однозначно решить вопрос о характере случайного процесса.

2. *Наблюдательный материал.* В настоящей работе были использованы следующие наблюдательные данные:

1. Фотоэлектрические наблюдения UV Cet, выполненные Кункелем [6] в 1967 г. Наблюдения велись в u -цвете на 36" и 16" телескопах, так что приводимый наблюдательный материал не является достаточно однородным. К сожалению, автор не разделяет данные, полученные на различных инструментах, поэтому нам пришлось рассмотреть этот вопрос на основании косвенных признаков. В качестве таковых были взяты средний интервал времени между обнаруженными вспышками и распределение вспышек по яркости. В результате мы пришли к выводу, что сентябрьские наблюдения 1967 г., вероятнее всего, были проведены на 36" телескопе, а октябрьские — на 16", и в дальнейшем рассматривали эти периоды по отдельности. В первых двух строчках табл. 1 приведены: эффективное время t наблюдений Кункеля, число зарегистрированных вспышек за это время n , средний интервал времени между вспышками $\tau = t/n$ и средняя частота вспышек $\nu = \tau^{-1}$.

2. Фотоэлектрические наблюдения UV Cet, выполненные в b -цвете в 1968—1969 гг. [7—14]. Наблюдения велись на различных инструментах. Для того, чтобы сделать наблюдательный материал более однородным, мы, пользуясь опубликованными кривыми блеска и данными об амплитудах, отобрали из всех зарегистрированных вспышек те вспышки, амплитуды которых Δm превосходили 0.15. В случае многократных вспышек отдельными вспышками считались те пики, для которых выполнялось условие $\Delta m > 0.15$ (считая от уровня фона, обусловленного предыдущей вспышкой) и интенсивность в максимуме

отсчитанная от уровня нормального блеска звезды, не менее, чем в 1.5 раза превышала интенсивность фона. Из приводимых указанными авторами вспышек принятый критерий отсеивает лишь несколько вспышек и добавляет несколько новых, так что подавляющее большинство зарегистрированных вспышек учитывалось в данном исследовании. В табл. 1, помимо уже указанных параметров, в последних двух столбцах приведены математическое ожидание числа вспышек в каждом наблюдательном периоде $E(N)$ и соответствующее стандартное отклонение $\sigma(N) = \sqrt{E(N)}$. Величина $E(N)$ находилась по формуле $E(N) = \nu t$, где ν — средняя за 1968—1969 гг. частота вспышек. Как видно из табл. 1, число наблюдавшихся в отдельные годы вспышек мало отличается от математического ожидания, поэтому можно считать, что в течение 1968—1969 гг. активность вспышечной деятельности UV Ceti оставалась неизменной.

Таблица 1

Звезда	Наблюд. период	t (мин)	n	τ (мин)	ν (мин ⁻¹)	$E(N)$	$\sigma(N)$
UV Ceti	IX. 1967	1216	102	11.92	0.08390		
	X. 1967	3499	155	22.57	0.04430		
	1968	5129	67	76.55	0.01306	61.0	7.8
	1969	7902	88	89.80	0.01114	94.0	9.7
	1968—1969	13031	155	84.07	0.01189		
YZ CMi	1967	1918	8	240	0.00417	7.2	2.7
	1968	11428	41	280	0.00357	43.0	6.6
	1969	6002	19	316	0.00316	22.7	4.8
	1970	6247	29	215	0.00465	23.6	4.9
	1967—1970	25595	97	264	0.00379		

3. Фотовольтрические наблюдения YZ CMi в b-цвете в 1967—1970 гг. [15—24]. Отбор наблюдательного материала проводился так же, как и для UV Ceti. Соответствующие данные приведены в табл. 1. Как видно, и в данном случае мы можем считать, что отклонения частоты вспышек в отдельные годы от средней носят случайный характер.

3. Распределение моментов вспышек UV Ceti по данным Кукуля. Число вспышек звезды за фиксированный интервал времени t является случайной величиной, которую мы выше обозначили посредством $N(t)$. Для пуассоновского процесса распределение вероятностей N определяется формулой

$$P[N(t) = k] \equiv p_k(t) = e^{-\nu t} \frac{(\nu t)^k}{k!}, \quad k = 0, 1, \dots, \quad (1)$$

где ν есть среднее число вспышек за единицу времени.

Для того, чтобы сравнить наблюдаемое для какой-либо звезды распределение N с пуассоновским, необходимо, чтобы интервалы непрерывного наблюдения данной звезды значительно превышали средний промежуток времени между вспышками. Если это условие не соблюдается, то приходится либо использовать слишком маленькие интервалы времени, на которых в большинстве случаев число вспышек равно 0 или 1, либо объединять имеющиеся интервалы в более крупные, что искусственно сближает наблюдаемое распределение с пуассоновским.

Из имеющихся в настоящее время наблюдательных данных лишь данные Кункеля [6] удовлетворяют указанному выше условию. Для его наблюдений (напомним, что они велись в u -цвете) средний интервал времени между вспышками был равен 12^m и 23^m при использовании соответственно $36''$ и $16''$ телескопов, тогда как средний интервал непрерывного наблюдения примерно равнялся 200^m .

Наблюдаемое распределение числа вспышек звезды было построено следующим образом. Эффективное время наблюдений в сентябре 1967 г. (мы будем для краткости называть это время периодом I) было разбито на промежутки длиной $t_1 = 23^m 84$, а время наблюдений в октябре 1967 г. (период II) — на промежутки длиной $t_2 = 45^m 12$. Длительность промежутков времени была выбрана так, чтобы математические ожидания числа вспышек звезды на каждом промежутке в периоды I и II были равны друг другу: $\nu_1 t_1 = \nu_2 t_2 = 2$. Это дает возможность рассматривать совместное распределение величины N за все время наблюдений.

Обозначим посредством n_k число тех промежутков времени, на которых было зарегистрировано k вспышек звезды. Тогда величина

$\hat{p}_k = n_k / \sum_0^{\infty} n_k$ представляет собой эмпирическую вероятность того,

что звезда вспыхнет k раз за рассматриваемый промежуток времени. Полное число промежутков времени (число реализаций N) было равно 51 для первого наблюдательного периода, 77 — для второго и 128 — для всего периода наблюдений. Соответствующие величины n_k и \hat{p}_k приведены в табл. 2. Во второй колонке этой таблицы приведены также теоретические вероятности p_k , найденные по формуле (1) при $\nu t = 2$. Из таблицы видно, что согласие между теоретическим и наблю-

даемым распределениями N во всех случаях можно считать удовлетворительным, а для первого периода наблюдений — исключительно хорошим. Применение критерия χ^2 к суммарному распределению показывает, что имеется вероятность 0.5 получить отклонение от теоретического распределения по крайней мере столь же большое, как фактически наблюдаемое. Значения вероятности $P(\chi^2 > \chi^2_{\text{obs}})$ для всех трех распределений приведены в последней строке табл. 2.

Таблица 2

k	p_k	36"		16"		Все данные	
		n_k	p_k	n_k	p_k	n_k	p_k
0	0.135	8	0.157	11	0.143	19	0.148
1	0.271	14	0.275	27	0.350	41	0.320
2	0.271	12	0.235	14	0.182	26	0.205
3	0.180	10	0.196	14	0.182	24	0.188
4	0.090	4	0.078	4	0.052	8	0.062
5	0.036	1	0.020	5	0.065	6	0.047
6	0.012	1	0.020	0	0.000	1	0.008
7	0.003	1	0.020	2	0.026	3	0.023
8	0.002						
Σ		51		77		128	
$P(\chi^2_0)$			0.97		0.40		0.50

Таким образом, наблюдаемое распределение числа вспышек UV Ceti согласуется с гипотезой о том, что последовательность вспышек этой звезды образует пуассоновский процесс.

Другой случайной величиной, распределение которой столь же полно характеризует пуассоновский процесс, как и распределение N , является промежуток времени от начала наблюдений до момента первой вспышки. Обозначим эту случайную величину посредством ξ , а ее плотность распределения — посредством $f(t)$. Как легко видеть, для пуассоновского процесса

$$f(t) = ve^{-vt}, \quad 0 \leq t < \infty \quad (2)$$

(мы должны умножить вероятность того, что на промежутке $[0, t]$ нет вспышек, на вероятность появления одной вспышки в промежутке $[t, t + dt]$). Точно такое же распределение имеет для пуассоновского процесса и случайная величина η — промежуток времени между последовательными вспышками.

В своей работе Кункель приводит моменты начала интервалов непрерывного наблюдения и моменты вспышек, поэтому мы можем найти наблюдаемое распределение величин ξ и η и сравнить его с распределением (2). Соответствующие результаты для первого и второго периодов наблюдений представлены на рис. 1 и 2. Общее число

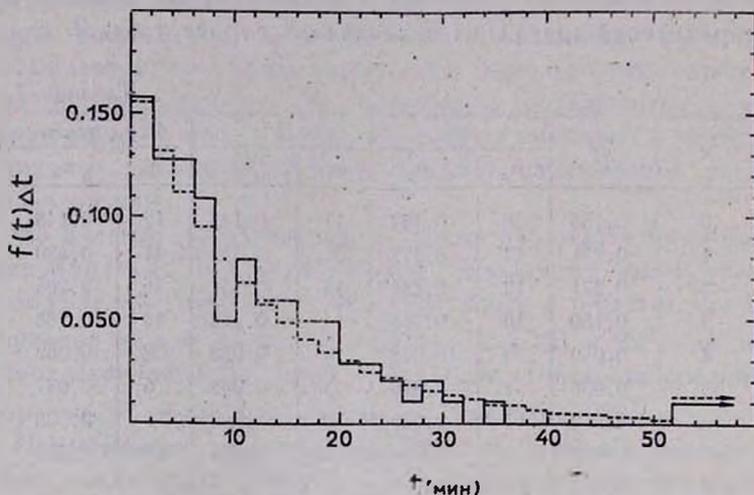


Рис. 1. Наблюдаемое (сплошная линия) и теоретическое распределения промежутков времени между вспышками UV Ceti в сентябре 1967 г. $P(\chi^2_0) = 0.88$.

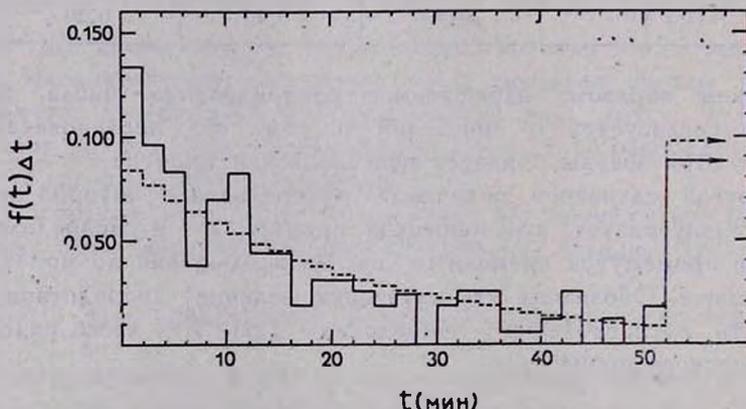


Рис. 2. То же, что на рис. 1, для наблюдений UV Ceti в октябре 1967 г. $P(\chi^2_0) = 0.25$.

реализаций величин ξ и η равно 257. Как видно, и в данном случае наблюдаемое распределение удовлетворительно согласуется с ожидаемым для пуассоновского процесса, что поддерживает вывод, сделанный ранее на основе статистики числа вспышек.

4. Учет конечности интервалов непрерывного наблюдения.

Как уже упоминалось выше, обычно при наблюдениях вспыхивающих звезд средний промежуток времени между наблюдаемыми вспышками τ сравним со средней величиной интервала непрерывного наблюдения \bar{I} . Например, для совместных наблюдений UV Cet в 1968—1969 гг. $\tau = 84^m$, а $\bar{I} = 60^m$. В случае YZ CMi $\tau = 264^m$, а \bar{I} по-прежнему равно приблизительно 60^m . При этих условиях последовательные вспышки звезды, отделенные друг от друга промежутком времени порядка τ , будут наблюдаться с малой вероятностью, а вспышки, быстро следующие одна за другой, будут наблюдаться почти всегда. Поэтому совершенно необходимым становится учет влияния конечности интервалов непрерывного наблюдения на функцию распределения промежутков времени между вспышками.

Обозначим длительность интервала непрерывного наблюдения звезды через I . Поскольку на длину этого интервала влияют самые различные причины, I является случайной величиной с некоторой плотностью распределения $g(t)$. Для каждой звезды функция $g(t)$ может быть найдена из приводимых в литературе данных. Если условия наблюдения двух звезд мало отличаются, то, очевидно, следует ожидать, что функции распределения I также будут отличаться не сильно.

На рис. 3 представлены значения функции $g(t)$ для наблюдений UV Cet в 1968—1969 гг. и для наблюдений YZ CMi в 1967—1970 гг. Они и в самом деле отличаются настолько мало, что отличие можно считать обусловленным случайными флуктуациями.

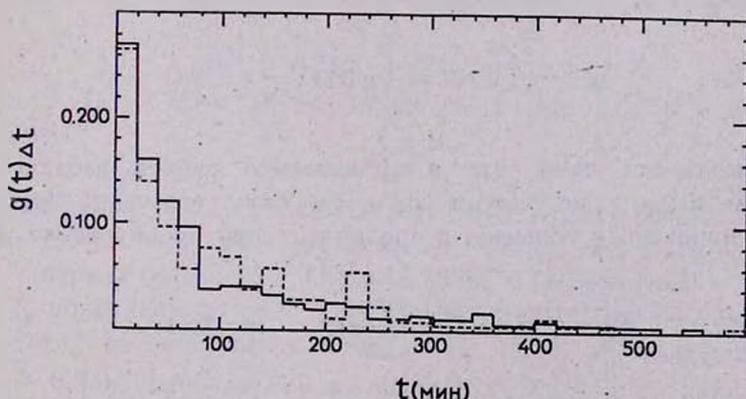


Рис. 3. Распределения интервалов времени непрерывного наблюдения звезд YZ CMi (сплошная линия) и UV Cet.

Предположим, что пуассоновский процесс наблюдается в течение интервалов времени, длительность которых есть случайная величина

с плотностью $g(t)$. Найдем вероятность $f(t) dt$ того, что А) первая вспышка произойдет в промежутке времени между t и $t + dt$ после начала наблюдательного интервала и В) она будет зарегистрирована. Поскольку $P(AB) = P(A)P(B|A)$, мы имеем

$$f(t) = \nu e^{-\nu t} \int_t^{\infty} g(t') dt'. \quad (3)$$

Промежуток времени между вспышками η тоже будет распределен с плотностью (3), если считать, что промежуток времени I_1 от первой вспышки до конца наблюдательного интервала распределен так же, как и весь интервал I . Как показывают наблюдательные данные, такое предположение близко к действительности. Поэтому в дальнейшем мы будем рассматривать совместное распределение величин ξ и η . Функция $g(t)$, приведенная на рис. 3, получена с учетом дополнительных интервалов I_k .

Таким образом, в данном случае наблюдаемое распределение промежутков времени от начала наблюдений до первой вспышки и между вспышками мы должны сравнивать с функцией (3). Если наблюдения производятся в интервалах времени, длительность которых значительно превышает ν^{-1} , то из (3) мы вновь получаем показательное распределение (2).

Следует заметить, что величина $f(t) dt$ представляет собой математическое ожидание числа первых зарегистрированных вспышек в промежутке времени между t и $t + dt$. В соответствии с этим

$$p \equiv \int_0^{\infty} f(t) dt = \int_0^{\infty} g(t) (1 - e^{-\nu t}) dt \quad (4)$$

есть вероятность того, что в произвольно взятом наблюдательном интервале мы регистрируем хотя бы одну вспышку. Вероятность зарегистрировать k вспышек в произвольно взятом интервале равна

$$p_k = \int_0^{\infty} g(t) e^{-\nu t} \frac{(\nu t)^k}{k!} dt, \quad k = 0, 1, \dots \quad (5)$$

5. *Распределение промежутков времени между последовательными вспышками звезд YZ CMi и UV Cet.* Пусть N' означает полное число рассмотренных интервалов непрерывного наблюдения, n'_k —

число вспышек звезды, происшедших в промежутке времени между t_k и $t_k + \Delta t$ после начала интервала или после предыдущей вспышки. Величины $f_k^* = n_k'/N'$, $k = 0, 1, \dots$ определяют наблюдаемое распределение, соответствующее теоретическому распределению (3). Шаг по времени Δt для каждой звезды находился из условия $\Delta t \approx 0.1 \tau$. Было принято, что для YZ CMi величина $\Delta t = 20^m$, а для UV Cet $\Delta t = 10^m$.

Теоретическое и наблюдаемое распределения промежутков времени между вспышками YZ CMi представлены на рис. 4. Из него видно, что согласие между распределениями можно считать хорошим. Применение критерия χ^2 (к предварительно нормированным на 1 распределениям) показывает, что с вероятностью $P(\chi_0^2) = 0.60$ расхождение могло быть больше наблюдаемого. Далее, из (4) можно найти значение величины p для теоретического распределения. Оно оказывается равным $p \approx 0.256$, в то время как наблюдаемое значение $p^* \approx 0.262$.

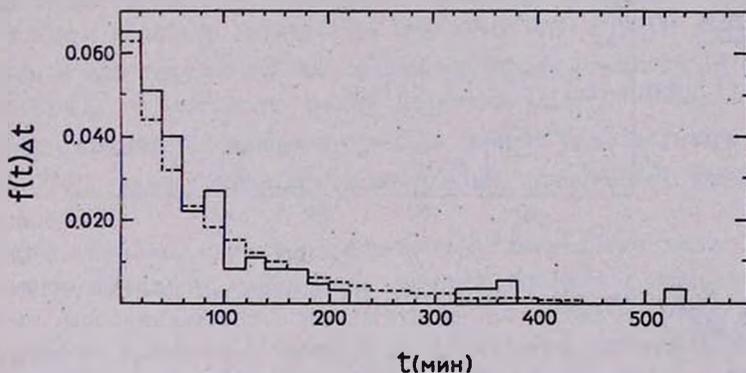


Рис. 4. То же, что и на рис. 1, для наблюдений YZ CMi в 1967—1970 гг $P(\chi_0^2) = 0.60$.

Обратимся теперь к наблюдательным данным о вспышках UV Cet в 1968—1969 гг. Как уже указывалось, общее число вспышек звезды за этот период равно 155. Наблюдаемое и теоретическое распределения f_k приведены на рис. 5. В данном случае согласие значительно хуже того, которое было найдено во всех предыдущих случаях ($P(\chi_0^2) \approx 0.03$). Наблюдаемое значение $p^* \approx 0.470$, в то время как теоретическое $p \approx 0.507$. Как показывает более внимательное рассмотрение, отличие вызвано, в основном, избытком близко расположенных вспышек ($\eta < 10^m$), причем этот избыток нельзя считать результатом случайной флуктуации.

В самом деле, существуют последовательности близко расположенных вспышек, вероятность осуществления которых очень мала в случае пуассоновского процесса со средней для всего времени наблюдения частотой ν . Например, 26 октября 1968 г. К. Осава и др. [25] зарегистрировали 7 вспышек за 5.4 мин. Для пуассоновского процесса с $\nu = 1/84$ мин вероятность события $N(5.4) \geq 7$ равна, в соответствии с формулой (1),

$$P[N(5.4) \geq 7] = \sum_{k=7}^{\infty} e^{-\frac{5.4}{84}} \frac{1}{k!} \left(\frac{5.4}{84}\right)^k \approx 10^{-12}. \quad (6)$$

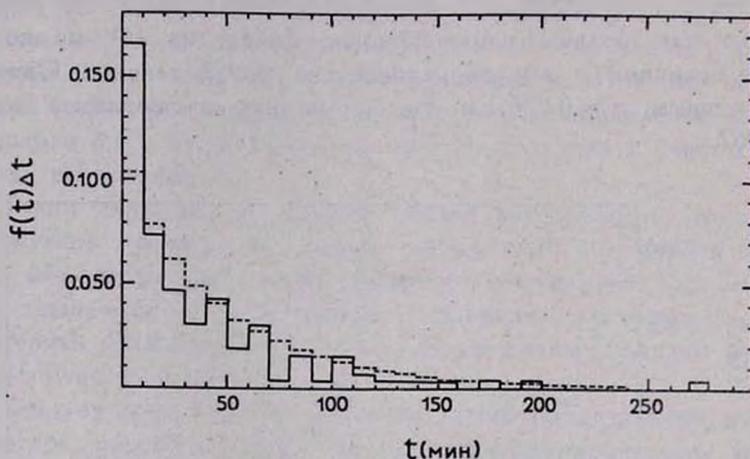


Рис. 5. То же, что и на рис. 1, для наблюдений UV Cet в 1968—1969 гг. $P(I_0^2) = 0.003$.

Поскольку полное время наблюдений содержит примерно 2400 промежутков по 5.4 мин, то математическое ожидание рассматриваемых событий равно $2.4 \cdot 10^{-9}$, в то время как наблюдается одно событие. Полученное значение составляет в действительности нижний предел, так как мы не разбили все время наблюдений на фиксированные интервалы наперед заданным образом, а выбрали наименьший интервал, содержащий 7 вспышек (вообще говоря, в данном случае нужно использовать теорию серий событий). Все же представляется несомненным, что мы имеем здесь действительно редкое событие для пуассоновского процесса.

В значительно более слабой степени тенденция к группированию вспышек UV Cet заметна и в некоторых других случаях. Так например, 14 и 18 октября 1968 г. наблюдалось по 3 вспышки за проме-

жухот времени 2 мин. Для вспышек YZ CMi тенденция к группированию не обнаружена, так что, если такая тенденция и есть, то она незначительна.

Мы приходим к выводу, что последовательность вспышек (в смысле определения вспышки, используемого в данной работе) звезды UV Seti иногда обнаруживает заметные отклонения от пуассоновской последовательности. Эти отклонения обусловлены тем, что встречаются группы вспышек, быстро следующих одна за другой. Возможно, что определение вспышки, данное в разделе 2, не совсем точно отражает единичный процесс освобождения энергии в атмосфере звезды, и всю группу вспышек, наблюдавшихся 26 октября, следует считать одной вспышкой со сложной кривой блеска. Однако в любом случае следует подчеркнуть, что отмеченная тенденция к группированию слаба. Так, если не учитывать лишь кратную вспышку 26 октября 1968 г., то расхождение между теоретическим и наблюдаемым распределениями промежутков времени между вспышками выйдет из значимой области [26], и гипотезу о пуассоновском характере последовательности вспышек отвергать нельзя ($P(\gamma_0^2) = 0.05$). Если же не учитывать и две группы по три вспышки, наблюдавшиеся 14 и 18 октября 1968 г., то согласие будет хорошим ($P(\gamma_0^2) = 0.20$). Наконец, увеличение принятого нижнего предела амплитуды вспышек (например, до $0^m 25$) также приводит к заметному ослаблению тенденции к сгущиванию.

Таким образом, характер вспышечной активности звезд YZ CMi UV Seti в произвольно выбранный момент времени слабо зависит от процессов, происходивших в предыдущие моменты времени, и последовательность вспышек близка к пуассоновской последовательности с постоянной средней частотой вспышек ν . Разумеется, последний вывод относится лишь к активности звезд в рассматриваемый период времени и возможность того, что средняя частота вспышек зависит от времени (с характерным интервалом изменения в несколько лет), исключить нельзя.

Авторы благодарны В. А. Амбарцумяну, Р. Е. Гершбергу и П. Ф. Чугайнову за полезные замечания, сделанные при обсуждении полученных результатов.

Примечание при корректуре. Др. Кункель любезно сообщил нам, что принятое в настоящей статье разделение наблюдательных данных, полученных им на 36" и 16" телескопах, соответствует действительности.

Бюраканская астрофизическая
обсерватория

ON SOME CHARACTERISTICS OF THE FLARE ACTIVITY
OF UV Ceti TYPE STARS

V. S. OSKANIAN, V. Yu. TEREBIZH

A statistical analysis of the flare data obtained in 1967—1969 for the star UV Ceti and in 1967—1970 for the star YZ CMi is effectuated. It is shown that the flare activity of these stars did not change during the years mentioned above. From a detailed investigation of the number of flares observed in a fixed time-interval and of the time delays between two consecutive flares, it could be concluded that the successions of flares on the stars UV Ceti and YZ CMi are near the Poissonian.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. W. E. Kunkel, An optical study of stellar flares, Thesis, University of Texas, Austin, 1967.
2. A. D. Andrews, PASP, 78, 324, 1966.
3. P. F. Chugatnov, Proceedings of the IV Colloquium on variable stars, Budapest, 1968.
4. K. Osawa, K. Ichimura, T. Noguchi, E. Watanabe, Tokyo astr. Bull., No. 180, 1968.
5. С. М. Рытов, Введение в статистическую радиофизику, Наука, М., 1966, §§ 7, 34.
6. W. E. Kunkel, IBVS, No. 315, 1968.
7. K. Osawa, K. Ichimura, T. Noguchi, E. Watanabe, IBVS, No. 310, 1968.
8. R. I. Havlan, B. E. Westerlund, R. E. White, IBVS, No. 343, 1969.
9. F. M. Batson, IBVS, No. 354, 1969.
10. P. F. Chugatnov, IBVS, No. 338, 1969.
11. A. H. Jarrett, J. P. Eksteen, IBVS, No. 349, 406, 1969; No. 412, 1970.
12. S. Cristaldi, M. Rodono, IBVS, No. 404, 1969.
13. P. F. Chugatnov, N. I. Shakhovskaya, IBVS, No. 411, 1969.
14. K. Osawa, K. Ichimura, T. Noguchi, E. Watanabe, T. Okada, K. Okida, IBVS No. 405, 1969.
15. A. D. Andrews, IBVS, No. 265, 307, 1968.
16. K. Stenpien, IBVS, No. 305, 1968.
17. K. Osawa, K. Ichimura, T. Noguchi, E. Watanabe, IBVS, No. 267, 1968; No. 331, 1969.
18. V. S. Oskantan, IBVS, No. 268, 1968.
19. S. Cristaldi, M. Rodono, IBVS, No. 274, 1968; No. 423, 1970.
20. P. F. Chugatnov, IBVS, No. 266, 1968; No. 338, 1969.
21. J. P. Eksteen, Th. Schmidt, IBVS, No. 264, 1968.
22. N. I. Shakhovskaya, IBVS, No. 339, 1969.
23. S. Cristaldi, M. Narbone, M. Rodono, IBVS, No. 332, 1969.
24. K. Osawa, K. Ichimura, T. Noguchi, E. Watanabe, T. Okada, K. Okida, IBVS, No. 426, 1970.
25. K. Osawa, K. Ichimura, T. Noguchi, E. Watanabe, Tokyo astr. Bull., No. 188, 1968.
26. Г. Крамер, Математические методы статистики, ИЛ, М., 1948.