

М. А. ЕРИЦЯН

СПЕЦИФИКА ПОЛЯРИМЕТРИЧЕСКИХ НАБЛЮДЕНИЙ ВСПЫХИВАЮЩИХ ЗВЕЗД ВО ВРЕМЯ ВСПЫШЕК

1. Постановка задачи

Звездные вспышки—наиболее быстротечные из известных нам процессов, происходящих в звездах, и если к тому же добавить, что они обычно наблюдаются у звезд очень низкой светимости, то станет ясно, почему получение надежных наблюдательных данных (поляриметрических, спектрофотометрических и колориметрических) всегда связано с серьезными методическими и техническими трудностями.

Практически невозможно выполнить наблюдения вспышек с достаточной коротким временем интегрирования по сравнению со скоростью протекания процесса вспышки и сравнимыми по точности измерения с точностью, достигаемой при наблюдениях с большим временем интегрирования. Поэтому все типы наблюдений вспышек всегда осуществляются со значительными потерями информации. Отсюда следует, что при организации наблюдений вспыхивающих звезд во время вспышек, важнейшей задачей является нахождение и применение такой методики наблюдений, которая была бы оптимальной с точки зрения получаемой информации о вспышке.

Настоящая работа посвящена нахождению оптимальной методики поляриметрических наблюдений вспыхивающих звезд во время вспышек.

Измерение поляризации света звезд, как правило, сводится к измерению небольших разностей в интенсивности света, пропущенного анализатором при его различных положениях, если, конечно, свет является поляризованным.

Напомним, что при поляризованном излучении вспышки изменение интенсивности излучения источника накладывается на изменение интенсивности, возникшее из-за вращения анализатора. Поэтому изменение блеска исследуемого объекта может явиться источником серьезных ошибок измерения поляризации данного объекта.

Как известно из наблюдательных данных [1—12], значение поляризации света звезд не превышает нескольких процентов. Отсюда следует, что для надежного измерения поляризации света звезды необходимо, чтобы его интенсивность не менялась более чем на 0.1% в течение по крайней мере одного цикла наблюдений. Учитывая, что скорость изменения блеска звезды во время вспышек находится в пределах $0.004—0.01$ 94 сек⁻¹, нетрудно видеть, что для избежания влияния изменения блеска звезды на поляриметрические измерения нужно, чтобы продолжительность одного цикла измерений была меньше одной секунды. Но при этом измерение поляризации становится практически невозможным из-за значительного ухудшения отношения сигнала к шуму, если конечно речь идет об объектах низкой светимости, какими являются звезды типа UV Кита. Влияние случайных ошибок при быстром вращении анализатора можно уменьшить, если зна-

чения поляризации, полученные при каждом повороте анализатора усреднять в течение некоторого промежутка времени. Но в таком случае надо предположить, что степень и плоскость поляризации света звезды остаются постоянными в течение всего интервала усреднения.

2. Фурье-анализ кривых блеска вспышек

Из сказанного выше следует, что поляриметрические наблюдения вспышек вспыхивающих звезд нужно осуществлять при помощи поляриметров, имеющих быстровращающиеся анализаторы. При изготовлении поляриметра подобного типа необходимо предварительно подробно исследовать все те обстоятельства, которые возникают во время наблюдений и воздействуют на точность измерения поляриметрических наблюдений вспышек.

С этой точки зрения очень важным является выбор скорости вращения анализатора. Поскольку при вспышках скорость изменения интенсивности излучения вспыхивающих звезд, как отмечено выше, довольно велика, то скорость вращения анализатора (т. е. частоту модуляции поляризованного света) нужно выбрать так, чтобы быстрое изменение интенсивности излучения при одном поляриметрическом наблюдении не искажало результатов наблюдений и не регистрировалась бы фиктивная поляризация. Чтобы полностью ответить на этот вопрос, необходимо функцию $R(t)$, характеризующую кривую блеска вспышки, представить рядом Фурье и определить, начиная с какого члена ряда (при какой частоте) значением его амплитуды можно пренебречь с точки зрения нашей задачи. Эта задача частично была решена нами для нисходящей ветви кривой блеска вспышки [13], здесь приведено решение для всей кривой блеска вспышки.

Представим функцию $R(t)$ через частотный спектр (интеграл Фурье) [14]. Как известно, спектральная плотность мощности в функции частоты может быть вычислена по формуле

$$\Phi(\omega) = \frac{2}{\sqrt{2\pi}} \int_0^{\infty} R(t) \cos(\omega t) dt, \quad (1)$$

представляющей преобразование Фурье от функции $R(t)$. Изменение интенсивности излучения звезды при вспышке, как было отмечено в работе [15], можно представить суперпозицией двух независимых компонентов—«быстрого» и «медленного» (рис. 1).

Аналитические формы этих кривых для решения данной задачи приблизительно можно описать следующим способом:

$$\left. \begin{aligned} R_1(t) &= A_1 - B|t| \\ R_2(t) &= A_2 e^{-kt} \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

где параметры B и K находятся из графика $R(t)$. Преобразования Фурье-функций $R_1(t)$ и $R_2(t)$ будут:

$$\left. \begin{aligned} \Phi_1(\omega) &= \frac{2}{\sqrt{2\pi}} \int_0^{\infty} (A_1 - B|t|) \cos(\omega t) dt \\ \Phi_2(\omega) &= \frac{2}{\sqrt{2\pi}} \int_0^{\infty} A_2 e^{-kt} \cos(\omega t) dt. \end{aligned} \right\} \quad (3)$$

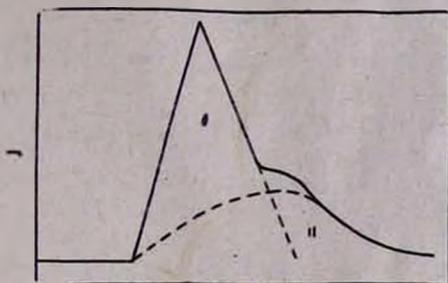


Рис. 1. Общий вид кривой блеска вспышки звезды

Интегрируя эти уравнения, получаем:

$$\left. \begin{aligned} \Phi_1(\omega) &= \frac{A_1}{\sqrt{2\pi}} T_1 \left(\frac{\sin \frac{\omega T_1}{2}}{\frac{\omega T_1}{2}} \right)^2 \\ \Phi_2(\omega) &= \frac{A_2}{\sqrt{2\pi}} T_2 \cdot \frac{1}{1+(\omega T_2)^2} \end{aligned} \right\} \quad (4)$$

где $T_1=1/B$, $T_2=1/k$. Функции $\Phi_1(\omega)$, $\Phi_2(\omega)$ являются значениями сигналов для данной частоты ω . А при $\omega \rightarrow 0$ эти функции принимают следующие значения:

$$\left. \begin{aligned} \Phi_1(0) &= \frac{A_1}{\sqrt{2\pi}} \cdot T_1 \\ \Phi_2(0) &= \frac{A_2}{\sqrt{2\pi}} \cdot T_2 \end{aligned} \right\} \quad (5)$$

следовательно,

$$\left. \begin{aligned} G_1(\omega) &= \frac{\Phi_1(\omega)}{\Phi_1(0)} = \left(\frac{\sin \frac{\omega T_1}{2}}{\frac{\omega T_1}{2}} \right)^2 \\ G_2(\omega) &= \frac{\Phi_2(\omega)}{\Phi_2(0)} = \frac{1}{1+(\omega T_2)^2} \end{aligned} \right\} \quad (6)$$

Поскольку действие функций $G_1(\omega)$ и $G_2(\omega)$ на результаты наблюдений проявляется одновременно в суммарном виде, то можно написать:

$$G(\omega) = G_1(\omega) + G_2(\omega). \quad (7)$$

Считая, что $(\omega T)^2 \gg 1$, и используя только значение максимума $G_1(\omega)$, уравнение (7) примет следующий простой вид:

$$G(\omega) = \frac{5}{(\omega T)^2}$$

что представляет собой относительные величины сигнала для данной частоты ω .

Графики функций $G(\omega)$ при $T=10$ сек и $T=30$ сек приведены на рис. 2. Из рисунка хорошо видно, что в спектре вспышки основной вклад создается низкими частотами ($\omega < 2$ гц). Действительно, вклад частот в интервале 1 гц—2 гц в 8—10 раз больше вклада частот интервале 4 гц—5 гц, и для частот $\omega > 5$ гц значение $G(\omega)$ резко п

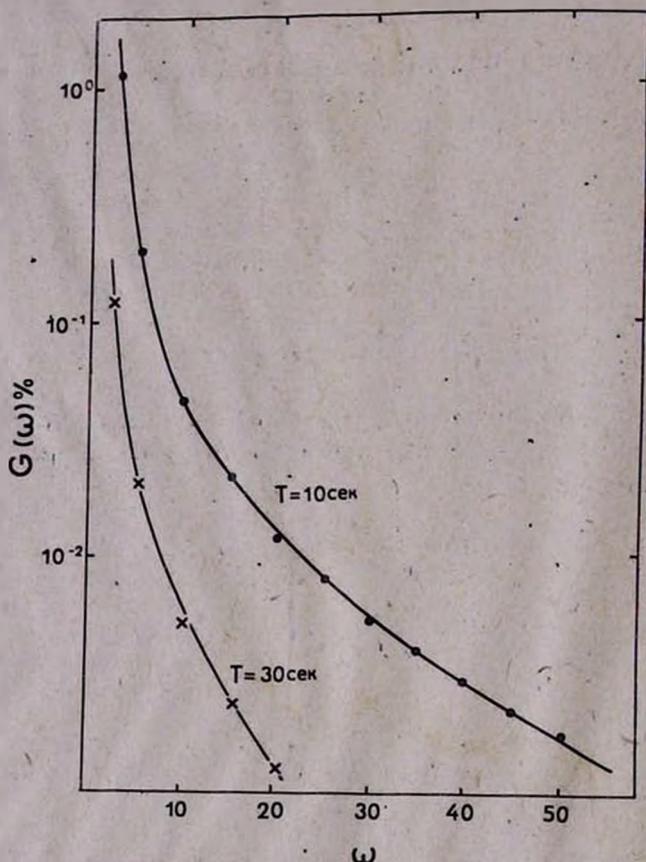


Рис. 2. Зависимость относительной величины сигнала от частоты модуляции света для данной продолжительности вспышки ($T=10$ сек, 30 сек)

дает и становится значительно ниже предела чувствительности измерительного прибора.

Следует отметить, что величина $G(\omega)$, которая характеризует меру влияния изменения блеска звезды на поляризационные измерения, может стать значительной для частот $\omega \geq 5$ гц, если продолжительность вспышки весьма мала — $T \leq 1$ сек. Но подобного типа вспышки невозможно регистрировать нашей аппаратурой, и тем более невозможно регистрировать параметры ее поляризации. Очевидно, что значения $G(\omega)$ зависят от выбора аналитического вида функций $R_1(t)$ и $R_2(t)$.

Несмотря на то, что аналитические выражения этих функций притягиваются приблизительно, особенно для функции $R_1(t)$, можно сказать, что полученные выше значения $G(\omega)$ не изменятся значительно при других аналитических выражениях для функций $R_1(t)$ и $R_2(t)$.

3. Выбор частоты модуляции света звезды

Из наших расчетов, приведенных выше, следует, что если анализатор за секунду сделает не менее двух оборотов (т. е. $\omega_0 \geq 4$ гц), то такая скорость вращения анализатора достаточна, чтобы изменение интенсивности света звезды во время вспышки не искажало значений параметров поляризации. Однако следует отметить, что при модуляции света низкими частотами ($\omega_0 < 5$ гц) величина атмосферных шумов бывает максимальной [16—19]. Эти шумы при значении $\omega_0 > 50$ гц намного меньше, чем при $\omega_0 \leq 10$ гц и почти исчезают при $\omega_0 > 500$ гц. Однако при высоких частотах модуляции света возникает другая трудность, а именно: коэффициент усиления для переменного компонента фототока будет зависеть также от паразитной емкости входной цепи измерительной системы.

При учете паразитной емкости коэффициент усиления для переменного компонента фототока будет иметь следующий вид [20]:

$$K = SR_{вх} \cdot 1/\sqrt{1 + (\omega_0 C_n R_{вх})^2}, \quad (9)$$

где S —крутизна входной лампы измерительной системы, $R_{вх}$ — входное сопротивление усилителя, ω_0 —частота модуляции света и C_n —сумма паразитной емкости на входе усилителя ($C_n = 5 \cdot 10^{-11} F$). Как видно из формулы (9), для постоянного компонента фототока ($\omega_0 = 0$) коэффициент усиления K растет линейно с увеличением $R_{вх}$. Для переменного компонента фототока величина K не увеличивается линейно при увеличении $R_{вх}$. Тем более, при $\omega_0 > 100$ гц и $R_{вх} \gg 100$ Мом значение K начинает все более убывать с увеличением значений ω_0 и $R_{вх}$. При обработке результатов наблюдений необходимо учитывать эти обстоятельства, что не во всех случаях удастся полностью осуществить. Для избежания этого и для большой точности редукции лучше всего выбрать такие значения ω_0 и $R_{вх}$, чтобы имело место следующее неравенство

$$(\omega_0 C_n R_{вх})^2 \ll 1, \quad (10)$$

при котором уравнение (9) принимает следующий простой вид

$$K = S R_{вх}. \quad (11)$$

Для поляриметрических наблюдений звезд слабее 9-й величины при использовании 16" телескопа требуется использовать сопротивление $R_{вх} \gg 100$ Мом, но для выполнения вышеприведенных условий (10) и (11), т. е. для использования больших входных сопротивлений, необходимо выбрать частоту модуляции света в пределах $\omega_0 \leq 10$ гц, а при таких значениях ω_0 атмосферные шумы, как сказано выше, сильно возрастают.

Итак, требование уменьшения воздействия атмосферных шумов противоречит требованию использования больших входных сопротивлений. Исходя из этого, целесообразно выбрать значение частоты модуляции в пределах $20 \text{ гц} \leq \omega_0 < 30 \text{ гц}$, при которых, с одной стороны, не велико влияние мерцаний звезды, а с другой стороны, до значения $R_{вх} = 10^9$ ом условие (10) полностью сохраняется.

Имея в виду все вышесказанное, в Бюраканской обсерватории был изготовлен электрополяриметр, работающий по принципу модуляции света со значением частоты модуляции $\omega_0 = 21$ гц [13]. Следует отметить, что приведенные соображения относительно определения величины ω_0 относятся к методу непосредственного измерения, где применяется усилитель постоянного тока. А для использования метода счета импульсов [28] значение ω_0 можно взять больше (≥ 1 кгц).

4. Выбор времени интегрирования поляриметрических наблюдений вспыхивающих звезд

Рассмотрим теперь вопрос о времени интегрирования (усреднения) для одного поляризационного наблюдения вспыхивающей звезды во время вспышки.

При выборе времени интегрирования необходимо учесть следующие обстоятельства:

- 1) продолжительность изменения яркости звезды;
- 2) возможные изменения степени и направления плоскости поляризации во время вспышки;
- 3) необходимая точность измерения параметров поляризации.

Чтобы поляриметрические наблюдения вспыхивающих звезд давали наибольшую информацию об изменениях параметров поляризации излучения вспышки в различных ее стадиях, нужно, чтобы время интегрирования при измерении поляризации было очень малым по сравнению с длительностью вспышки. Но в таком случае сильно возрастает ошибка одного измерения параметров поляризации.

Следовательно, требование о малости времени интегрирования противоречит требованию о большой точности измерений. Таким образом, изготовление электрополяриметра, удовлетворяющего всем трем вышеуказанным требованиям, практически невозможно. Какому из этих трех условий нужно дать предпочтение зависит от постановки задачи. В рассматриваемом случае для поляриметрических наблюдений вспыхивающих звезд во время вспышек желательно, чтобы время интегрирования было по возможности малым, а точность измерения по возможности высокой.

Как известно, точность поляриметрических, как и всяких других фотометрических наблюдений, зависит от случайных шумов, которые возникают в земной атмосфере (мерцание звезд) и в измерительной аппаратуре (шумы светоприемника).

Кроме случайных шумов существуют и другие источники ошибок, которые связаны с особенностью применяемого метода измерения поляризации. Например, ошибки при измерении параметров поляризации излучения вспышки вспыхивающих звезд обусловлены также скоростью изменения блеска звезды, следовательно, можно написать:

$$\sigma^2 = \sigma_1^2(\omega_0, T) + \sigma_2^2(t),$$

где $\sigma_1(\omega_0, T)$ — дисперсия измерения, обусловленная изменением яркости звезды, ω_0 — частота модуляции света звезды, $1/T$ — скорость изменения интенсивности, σ_2 — дисперсия измерения, вызванная случайными шумами, и σ — суммарная дисперсия. Выше было показано, что значение $G(\omega)$ (величина фиктивной поляризации) при $\omega_0 \geq 5$ гц и $T \geq 10$ сек (рис. 2) пренебрежимо малая величина, следовательно, суммарная ошибка измерения будет зависеть только от ошибки случайных шумов $\sigma_2(t)$.

Поскольку при поляриметрических измерениях методом модуля-

ци света применяются резонансные усилители переменного тока, то приборами в основном регистрируются те компоненты шумов, частота которых совпадает с модуляционной частотой света или резонансной частотой усилителя. В данном случае для поляриметра, изготовленного в БАО, частота модуляции света, как было сказано выше, равна 21 гц, следовательно, регистрируемые шумы, в основном, обусловлены компонентами шумов возле частоты 21 гц.

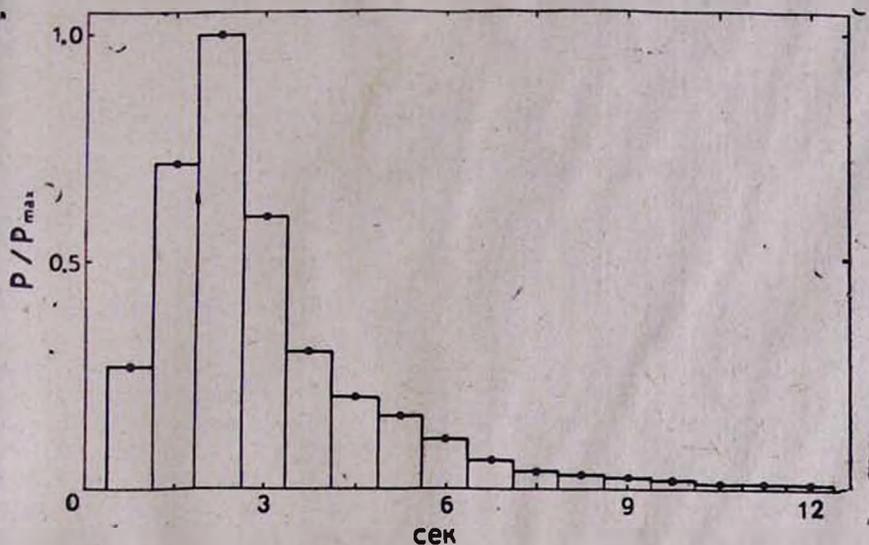


Рис. 3. Зависимость плотности вероятности продолжительности регистрируемых шумов от продолжительности шумов.

Ввиду того, что сигнал с выхода усилителя и шумы смешиваются с полученным из ГОН (генератор опорных напряжений) переменным напряжением с постоянной амплитудой и частотой, то после смешивания сигнал изменяется с частотой $\Delta f = f_{\text{мод}} - f_{\text{гон}}$, где $f_{\text{мод}}$ — частота модуляции света, $f_{\text{гон}}$ — частота напряжения ГОН. Разность этих частот осуществляется вращением статора ГОН, а ее величина определяется скоростью вращения статора. Способ осуществления разности этих частот подробно описан в работе [13]. Из-за того, что шумы подвержены быстрым изменениям по фазе и амплитуде, величину Δf , обратное значение которой $t = 1/\Delta f$ является временем интегрирования, нужно выбрать так, чтобы имелась возможность отличить сигнал от шумов. Очевидно, что если значение $t = 1/\Delta f$ будет сравнимым с суммарной продолжительностью шумов, то регистрируемые шумы по своему виду трудно отличить от поляризационных регистрограмм. Отсюда можно сделать следующий вывод: существует какое-то минимальное значение $t_{\text{min}} = 1/\Delta f$, при котором будет возможным отличить поляризацию от шумов. Чтобы определить t_{min} , необходимо найти распределение продолжительности шумов возле 21 гц. С этой целью с помощью электрополяриметра [13], для которого выбрано предварительное значение $\Delta f = 0.033$ гц ($t = 30$ сек), мы вели поляриметрические наблюдения звезды EV Lac в спокойном состоянии. Из 100 поляриметрических регистраций было определено большое количество (более 1000) шумовых сигналов разной продолжительности (см. таблицу). Эти результаты приведены на рис. 3, где по оси ординат отложе-

на плотность вероятности продолжительности регистрируемых шумов а по оси абсцисс—значения продолжительности этих шумов.

Из рисунка хорошо видно, что большое количество шумовых сигналов имеет в среднем 2,4-секундную длительность. Из рисунка также видно, что число шумов сигнала стремится к нулю, если их продолжительность становится более 12 сек. Из графика следует, что во время поляриметрических наблюдений регистрируемые шумовые сигналы продолжительностью 9—12 сек практически нельзя считать случайным явлением и появление их на записи с большой вероятностью обусловлено сигналами.

Таблица

№	Интервал времени, сек	Число шумов	P	№	Интервал времени, сек.	Число шумов	P
1	0.6—1.5	83	0.8	7	6.6—7.5	49	0.05
2	1.6—2.5	202	0.22	8	7.6—8.5	22	0.02
3	2.6—3.5	280	0.3	9	8.6—9.5	14	0.01
4	3.6—4.5	167	0.17	10	9.6—10.5	9	0.009
5	4.6—5.5	96	0.09	11	10.6—1.5	6	0.006
6	5.6—6.5	65	0.06	12	11.6—12.5	6	0.006

Из этих пробных наблюдений следует, что минимальное время интегрирования одного поляризационного наблюдения, при котором можно отличить сигналы от шумов, можно взять $t_{\min} \approx 10$ сек (или разность частот $\Delta f \approx 0.1$ гц). Однако, считая, что в таких случаях сигнал еще может пропасть в шумах (т. е. ошибка измерения будет значительной) и, с другой стороны, учитывая, что длительность всплеска в основном бывает значительно больше 30 сек; время одного поляризационного наблюдения электрополяриметра осталось таким, каким оно было во время этих пробных наблюдений $t=30$ сек, т. е. $t=3 \cdot t_{\min}$.

Таким образом, исходя из этих расчетов в Бюраканской обсерватории был изготовлен электрополяриметр, работающий по принципу модуляции света звезды, с частотой модуляции $\omega_0 = 21$ гц и временем интегрирования $t=30$ сек. С помощью данного электрополяриметра выполнены поляриметрические наблюдения многих всплесков звезд EV Lac и AD Leo, результаты которых приведены в работах [21—27].

Автор выражает благодарность кандидату физ.-мат. наук В. С. Осканяну за обсуждение результатов работы и ценные указания, а также Ю. С. Ефимову за полезные замечания.

11 апреля 1978 г.

Մ. Հ. ԵՐԻՑՅԱՆ

ԲՈՒՆԿՎՈՂ ԱՍՏՂԵՐԻ ԲՈՒՆԿՄԱՆ ԺԱՄԱՆԱԿ ԲԵՎԵՌԱԶԱՓԱԿԱՆ ԴԻՏՈՒՄՆԵՐԻ ԱՌԱՆՁՆԱՀԱՏԿՈՒԹՅՈՒՆԸ

Ա մ փ ո փ ու մ

Ներկա աշխատանքում բերված է աստղերի բռնկման ժամանակ բևեռաչափական դիտման մեթոդի մանրամասն քննարկումը: Տեսականորեն և գործնականորեն հաշվվել է բռնկման բևեռաչափական դիտման այն հնարավոր

սխալների շափք, որոնք պայմանավորված են աստղի ինտենսիվության փոփոխության արագությունից: Ստացվել է, որ այդ սխալները բռնկման $T \gg 10$ վրկ. տևողությունների համար շատ անգամ փոքր են սարքավորման շափման սխալից (գծ. 2) կախված հաստատուն հոսանքի պարամետրերից և մթնոլորտային աղմուկների շափից ընտրվել է լույսի մոդուլացիոն հաճախականությունը ($\omega_0 = 21$ հերց):

Ելնելով արված վիճակագրության արդյունքներից և աստղի բռնկման տևողությունից ընտրվել է բռնկման բևեռափական դիտման օպտիմալ ինտեգրման ժամանակը ($t = 30$ վրկ.):

M. H. YERITZIAN

THE SPECIFICITY OF POLARIMETRIC OBSERVATION OF FLARES OF FLARE STARS

Summary

A new method of observation of flare-light polarization on stars is discussed. The level of errors produced by quick brightnes changes during the flare is theoretically calculated and proved by some experiments. It is show, that for flares of duration $T=10$ sec, their errors are much low, than the instrumental errors (fig. 2). The light modulation frequency ($\omega_0=21$ Hz) was chosen in dependence of the parameters of our D—C amplifier. The optimal integration time ($t=30$ sec.) is chosen according to some statistical results (fig. 3).

ЛИТЕРАТУРА

1. К. А. Григорян, Сообщ. Бюраканской обс., 25, 45, 1958.
2. Р. А. Варданян, Сообщ. Бюраканской обс., 30, 67, 1962.
3. К. Serkowski, Ap. J., 144, 857, 1966.
4. Н. М. Шаховской, АЖ, 40, 1055, 1963.
5. О. С. Шулов, Труды АО ЛГУ, 19, 155, 1962.
6. Р. А. Варданян, Сообщ. Бюраканской обс., 29, 9, 1960.
7. В. А. Гаген-Торн, Астрофизика, 10, 127, 1974.
8. В. А. Домбровский, Т. А. Поляков, В. А. Яковлева, Труды АО ЛГУ, 25, 32, 1966.
9. Н. М. Шаховской, Изв. КрАО., 39, 11, 1969.
10. G. Thiesen, Astr. Abh. Hamb, Sternvarte, 5, 9, 1961.
11. G. V. Gone, Ric. Astr., 7, N; 7, 177, 1970.
12. В. А. Домбровский, Т. А. Полякова, В. А. Яковлева, Труды АО ЛГУ, 2, 3 1970.
13. М. А. Ерицяц, Сообщ. Бюраканской обс., 43, 33, 1971.
14. Г. М. Фихтенгольц, Курс дифференциального и интегрального исчисления, т. III, М., 1960.
15. В. С. Осканян, Вспыхивающие звезды, Труды симпозиума, II, г. Ереван, 1977.
16. Р. Г. Виноградова, В кн.: Труды совещания по исследованию мерцания звезд, М.—Л., Изд-во АН СССР, 1959; 135—144.
17. A. H. Mikesell, Publ. U.S. Naval obs. 2 nd ser., 17, IV, 1955.
18. W. Protheroe, Contribution Perkins obs., 2, 4, 1955.
19. H. Siedentopf, Pro. Symposium on Astronomical Optics and Related Subjects, 1956.

20. А. М. Бонч-Бруевич, *Радиоэлектроника в экспериментальной физике*, М., 1966.
21. К. А. Григорян, М. А. Ерицян, *Сообщ. Бюраканской обс.*, 42, 41, 1970.
22. К. А. Григорян, М. А. Ерицян, *Астрофизика*, 7, 303, 1971.
23. К. А. Григорян, М. А. Ерицян, *Сообщ. Бюраканской обс.* 44, 104, 1972.
24. К. А. Григорян, М. А. Ерицян, *IBVS № 497*, 1970.
25. К. А. Григорян, М. А. Ерицян, *АИ. № 570*, 1970.
26. М. А. Ерицян, *Сообщ. Бюраканской обс.*, 46, 23, 1975.
27. М. А. Ерицян, *Сообщ. Бюраканской обс.*, 50, 40, 1979.
28. Н. М. Шаховской, Ю. С. Ефимов, *Изв. КРАО*, 45, 90, 1972.