

ՀԱՅԿԱԿԱՆ ՍՍՐ ԳԻՏՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ԱԿԱԴԵՄԻԱ
АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

ԲՅՈՒՐԱԿԱՆԻ ԱՍՏՂԱԳԻՏԱՐԱՆԻ ՀԱՂՈՐԳՈՒՄՆԵՐ
СООБЩЕНИЯ БЮРАКАНСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ

ՊՐԱԿ XXII

Պատասխանատու խմբագիր՝ Վ. Հ. ՀԱՄԲԱՐՇՈՒՄՅԱՆ
Ответственный редактор В. А. АМБАРЦУМЯН

В. А. Санамян

МЕТОД ДЛИТЕЛЬНОГО НАКОПЛЕНИЯ СИГНАЛА И ЕГО ПРИМЕНЕНИЕ ДЛЯ ПОВЫШЕНИЯ ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТИ ИНТЕРФЕРЕНЦИОННОГО РАДИОМЕТРА, РАБОТАЮЩЕГО С ПЕРЕКЛЮЧЕНИЕМ ФАЗЫ

В В Е Д Е Н И Е

Мощность радионизлучения космических объектов, принимаемого антенной радиотелескопа, в большинстве случаев в сотни и тысячи раз ниже мощности собственных шумов приемной аппаратуры. Для обнаружения таких объектов и измерения плотности потока их радионизлучения, наряду с увеличением размеров антенн, необходимо также повышать чувствительность приемной аппаратуры.

Теоретически источник радионизлучения можно обнаружить, когда принимается от него мощность в антенне радиотелескопа

$$P_s > \frac{P_{ш}}{\sqrt{\Delta f \cdot \tau}},$$

где $P_{ш}$ — мощность собственных шумов приемника, отнесенная к его входу, Δf — ширина полосы цепи, предшествующей второму детектору, τ — постоянная времени выходного устройства*.

Достижение этой предельной чувствительности практически невозможно из-за непостоянства фактора шумов и коэффициента усиления приемника, а также других причин, возникающих при отдельных конкретных методах наблюдения.

* Подробный теоретический анализ чувствительности различных приемников выполнен Ф. В. Бункиным и Н. В. Карловым [1].

Для уменьшения влияния непостоянства фактора шумов и коэффициентов усиления приемника в радиоастрономии нашел широкое применение дайковский модуляционный метод приема слабых мощностей [2] и его разновидность — нулевой метод, разработанный Райлом и Ванбери [3].

Минимальный сигнал от дискретного источника, который может быть зарегистрирован приемным устройством данного радиотелескопа, зависит также от градиента общего излучения Галактики. Слабые дискретные источники не обнаруживаются вследствие экранирующего действия неравномерностей общего излучения Галактики.

Применение радиоинтерферометра и остронаправленных антенн позволяет выделить дискретные источники радиоизлучения на фоне общего излучения Галактики. Предложенный Райлом метод фазового переключения [4, 5] позволяет полностью исключить влияние общего излучения Галактики в случае, когда угловые размеры областей неоднородности общего излучения Галактики значительно превышают ширину лепестка интерференционной диаграммы радиотелескопа.

Указанные выше методы позволяют значительно повысить чувствительность приемной аппаратуры. Однако они не исчерпывают все возможности дальнейшего увеличения чувствительности радиотелескопов.

Другой возможностью увеличения чувствительности является увеличение ширины полосы приемника Δf и постоянной времени выходного устройства τ .

Ожидать значительный выигрыш чувствительности за счет увеличения ширины полосы приемника не следует, так как оно ограничено рядом обстоятельств.

При заданных параметрах антенны и приемника радиотелескопов наиболее эффективным средством увеличения чувствительности приема является сильное увеличение постоянной времени выходного устройства («большие экпозиции»).

На этот путь увеличения чувствительности радиотелескопов впервые указал С. Э. Хайкин [6]. Он вместе с сотрудниками разработал выходное устройство для фотографического накопления сигнала с постоянной времени порядка нескольких часов.

Целью настоящей работы является разработка метода и со-

ответствующей аппаратуры для повышения чувствительности интерференционного радиотелескопа с переключением фазы методом применения длительного накопления сигнала.

Г л а в а I

МЕТОД ДЛИТЕЛЬНОГО НАКОПЛЕНИЯ СИГНАЛА

Длительное накопление сигнала принципиально можно осуществить различными способами: путем заряда конденсатора через сопротивление с большой постоянной времени цепи, фотографическим методом [6] и т. д. До сих пор не опубликовано каких-либо практических результатов наблюдения источников радиоизлучения методом накопления и, следовательно, трудно заранее сказать, какие из этих методов окажутся наилучшими на практике.

Для решения поставленной нами задачи мы выбрали фотографический метод накопления сигнала, так как он является наиболее простым и практически легко осуществимым методом, позволяющим без особых затруднений получить постоянную времени выходного устройства порядка нескольких часов.

I. I. МЕТОД ФОТОГРАФИЧЕСКОГО НАКОПЛЕНИЯ

Идея фотографического накопления слабых сигналов заключается в следующем.

Показание выходного прибора любого радиометра, будет ли он компенсационным, модуляционным или интерференционным, не остается постоянным когда сигнал отсутствует, а колеблется около некоторого среднего значения.

Если в качестве выходного прибора радиометра включить зеркальный гальванометр, а шкалу его заменить обыкновенной фотопластинкой, то вследствие колебания зайчика почернение на фотопластинке получается в виде некоторой полоски. Когда сигнал отсутствует, распределение плотности почернения вдоль этой полоски будет соответствовать распределению отклонений зайчика под действием шумов приемника. И так как эти шумы хаотические, то распределение почернения вдоль этой полос-

ки будет соответствовать гауссовскому распределению отклонений. Максимальное почернение получится в центре зачерненной полоски (нуль гальванометра), а по краям оно будет уменьшаться симметрично в обе стороны от центра. После электрофотометрирования фотоснимка мы получим кривую распределения плотности почернения. Эту кривую в последующем, для простоты изложения, будем называть начальной кривой почернения.

Очевидно, что чем больше время воздействия шумов, т. е. время накопления, тем более правильный характер будет иметь начальная кривая почернения.

Предположим теперь, что антенна радиотелескопа долгое время направлена на источник радиоизлучения, принимаемая мощность которого столь мала, что смещение зайчика под действием сигнала гораздо меньше его колебаний под действием шумов и поэтому не может быть зарегистрировано.

При длительном одновременном воздействии на гальванометр шумов и сигнала на фотопластинке опять будет получаться аналогичная зачерненная полоска, однако на этот раз ось симметрии кривой почернения будет смещена относительно оси симметрии начальной кривой почернения на величину смещения зайчика под действием сигнала. Чем больше время накопления, тем меньшее смещение оси симметрии можно обнаружить и измерить, поскольку кривая почернения становится все более и более правильной по форме (рис. 1).

Разность расстояний Δl между осями симметрии кривых почернения, полученных соответственно при отсутствии и при наличии сигнала, является мерой мощности принимаемого излучения.

При соответствующей градуировке выходного устройства по величине этого смещения можно определить плотность потока радиоизлучения от данного объекта.

1. 2. ПРИНЦИП ФОТОГРАФИЧЕСКОГО НАКОПЛЕНИЯ В РАДИОИНТЕРФЕРОМЕТРЕ С ПЕРЕКЛЮЧЕНИЕМ ФАЗЫ

Описанный выше процесс длительного накопления сигнала имеет место при наблюдениях компенсационным, модуляцион-

ным или простым интерференционным* радиометрами, так как во всех этих случаях длительное воздействие сигнала на вход приемника в течение всего времени наблюдения будет перемещать центр максимального почернения фотопластинки в одну сторону от нулевого положения.

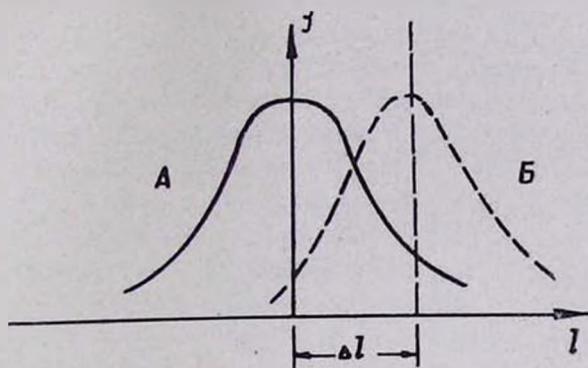


Рис. 1. Кривые почернения фотопластинки.
 А — начальная кривая почернения.
 Б — кривая почернения при наличии сигнала.
 L — расстояние от центра фотопластинки.
 I — плотность почернения фотопластинки.

Однако прямое применение такого метода накопления в простом интерферометре нецелесообразно потому, что в нем смещение кривой почернения будет определяться суммой сигналов от наблюдаемого источника и от общего фона Галактики, вследствие чего в значительной мере утрачивается возможность разделения этих сигналов, которая является основным преимуществом интерферометра.

Иначе обстоит дело в интерференционно-модуляционном радиометре, в котором происходит переключение фазы. При таком переключении интерференционная диаграмма мощности, полученная вследствие прохождения дискретного источника радиоизлучения через диаграмму направленности антенн, выражается формулой [4]:

$$P(\theta) = G(\theta) \cos \left(\frac{2\pi d}{\lambda} \sin \theta \right),$$

* Обыкновенный двухантенный радиointерферометр будем называть простым, для отличия его от радиointерферометра, в котором производится переключение фазы.

где функция $G(\theta)$ — пропорциональна произведению характеристики направленности двух антенн интерферометра, λ — длина волны принимаемого сигнала, d — расстояние между антеннами радиоинтерферометра по линии восток — запад, θ — угловое расстояние источника от плоскости меридиана.

При подобной модуляции сигнала, как показывает приведенная формула, показание выходного индикатора меняется не по закону квадрата косинуса, как в простом радиоинтерферометре, а по закону косинуса. Запись прохождения источника по интерференционной диаграмме направленности в этом случае имеет приведенный на рис. 2 А вид. Отклонение зайчика гальванометра при этом происходит в обе стороны от нуля.

Длительное воздействие сигнала такой формы будет вызывать смещение кривой почернения то в одну, то в другую сторону от первоначального положения, и в результате максимум результирующей кривой не будет смещен*. Таким образом, накопление сигнала не может быть осуществлено, так как оси симметрии кривых распределения плотности почернения, полученные при наличии сигнала и при его отсутствии, не будут смещены друг относительно друга.

Длительное накопление в радиоинтерферометре с переключением фазы может быть, однако, осуществлено путем переключения направления выходного сигнала с помощью специально коммутирующего устройства в моменты времени, когда величина сигнала проходит через нуль (рис. 2 Б).

Процесс накопления такого детектированного сигнала будет протекать точно так, как было описано в предыдущем параграфе. Однако в этом случае накопление будет отличаться от накопления в простом интерферометре тем, что сигнал, обусловленный излучением общего фона Галактики, не будет накапливаться вместе с сигналом дискретного источника, так как первый отсутствует на выходе интерферометра, если в пределах ширины лепестка интерференционной диаграммы интенсивность излучения фона остается приблизительно постоянной.

При практическом осуществлении такого переключения направления сигнала возникают следующие вопросы:

* Мы все время предполагаем, что сигнал не превышает уровень флуктуаций шумов приемника.

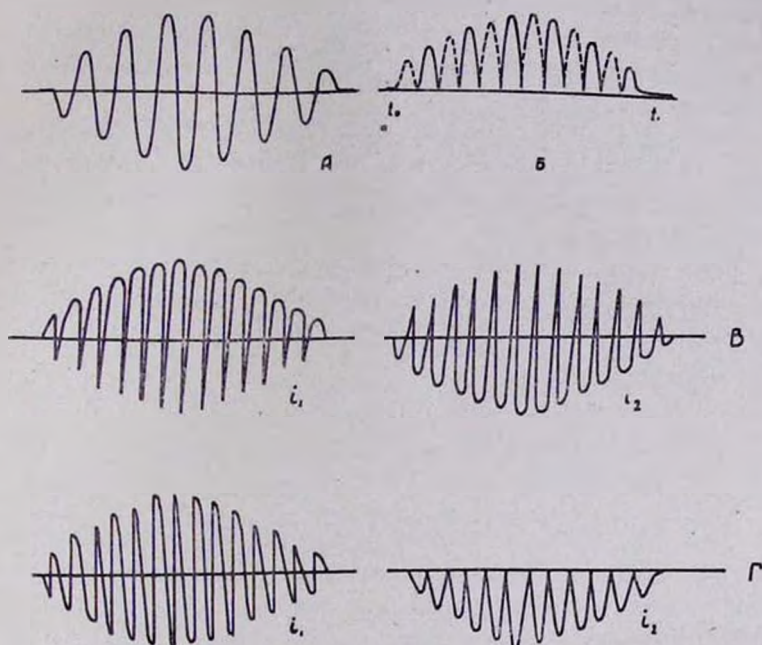


Рис. 2.—Формы тока через гальванометр М 91А, соответствующие различным моментам перекидывания фазы опорного напряжения.

1. Когда наблюдается источник, координаты которого заранее неизвестны, то неизвестна и фаза сигнала. Поэтому нельзя выбрать момент срабатывания коммутатора, переключающего направление сигнала так, чтобы оно происходило в нулевых точках. Если же переключение будет происходить в любой другой точке, то результирующее смещение максимума кривой почернения будет уменьшаться (рис. 2 В).

В частности, когда переключение происходит в точках, соответствующих максимуму или минимуму сигнала (рис. 2Г), то смещение максимума кривой почернения будет равно нулю, и накопления не произойдет.

2. Период изменения сигнала не остается одинаковым для всех наблюдаемых источников, а изменяется в зависимости от их склонений.

3. Период изменения сигнала для данного источника радио-

излучения не остается постоянным, а изменяется вместе с изменением углового расстояния источника от меридиана. Чем дальше источник от меридиана, тем больше период соответствующего лепестка.

Первый вопрос решается путем введения двоянного накапливающего выходного устройства, в котором моменты переключения направления сигнала сдвинуты на четверть периода изменения сигнала.

При таком переключении мощность сигнала, накапливаемая в одном из плеч выходного устройства, за интервал времени, равный периоду одного лепестка интерференционной записи, будет:

$$P_A(t_0) = P_0 \int_{t_0-\pi}^{t_0} \cos t \, dt - P_0 \int_{t_0}^{t_0+\pi} \cos t \, dt,$$

где t_0 — время, соответствующее моменту переключения направления сигнала, P_0 — некоторая мощность, зависящая от интенсивности излучения источника и от диаграммы антенн. Принимается, что последняя остается постоянной за период одного лепестка.

После интегрирования получим:

$$P_A(t_0) = 4P_0 \sin t_0.$$

Мощность, накопленная во втором плече выходного устройства, за этот интервал времени будет:

$$P'_A(t_0) = 4P_0 \sin \left(t_0 + \frac{\pi}{2} \right) = 4P_0 \cos t_0.$$

Из приведенных формул и кривых рис. 2 видно, что при любом выборе начального момента переключения всегда, по крайней мере в одном из накапливающих устройств, должно происходить накопление. В общем случае в обоих устройствах будет иметь место накопление сигнала, причем, когда в первом накапливающем устройстве ось симметрии кривой почернения перемещается вправо от первоначальной, то во втором она переместится влево. Из приведенных формул очевидно, что путем сопоставления кривых, полученных одновременно в обоих накап-

ливающих устройствах, можно определить интенсивность радиоизлучения наблюдаемого источника.

Вторая трудность разрешается применением специально сконструированного коммутирующего устройства, которое позволяет с точностью долей секунды регулировать длительность периодов переключения в широком интервале времени, достаточном для наблюдения всех источников, которые можно наблюдать в Бюракане.

Что касается третьей трудности, то ее полное устранение требует создания сложного коммутатора, имеющего автоматическую регулировку периода переключения. Создание такого коммутатора принципиально не представляет трудности. Кроме того, когда продолжительность времени накопления не очень велика и наблюдения ведутся вблизи меридиана, величина изменения периода сигнала для данного источника невелика, и потери чувствительности, обусловленные этой неравномерностью, весьма незначительны.

1. 3. ПРАКТИЧЕСКОЕ ОСУЩЕСТВЛЕНИЕ ДЛИТЕЛЬНОГО НАКОПЛЕНИЯ СИГНАЛА В РАДИОИНТЕРФЕРОМЕТРЕ С ПЕРЕКЛЮЧЕНИЕМ ФАЗЫ

А. Выходное устройство. Как было показано выше, для накопления сигнала от дискретного источника радиоизлучения, который при наблюдении с помощью радиоинтерферометра с переключением фазы имеет приведенную на фиг. 2А форму, можно коммутировать сигнал и применять двоярное выходное устройство фотографического накопления.

В качестве такого устройства была выбрана система, состоящая из вибрационного гальванометра, двоярного моста фотосопротивлений из двух чувствительных зеркальных гальванометров и из коммутирующего устройства.

Схема этого выходного устройства, а также фотография общего расположения его отдельных блоков соответственно приведены на рисунках 3А и 3Б.

Вибрационный гальванометр типа М-501 в данном случае заменяет узкополосный усилитель низкой частоты. Мосты, состоящие из специально изготовленных фотосопротивлений

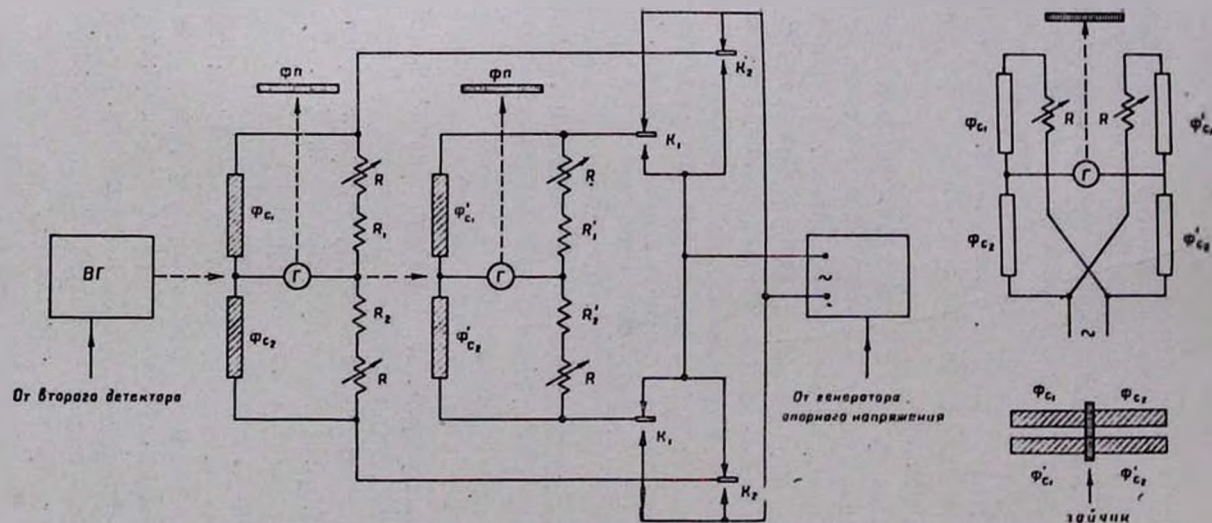


Рис. 3А. Схема двойного моста. ВГ—вибрационный гальванометр М-501, Г—гальванометр М91А, Фс-фотосопротивления ФСА1, Фп Фотопластиями.

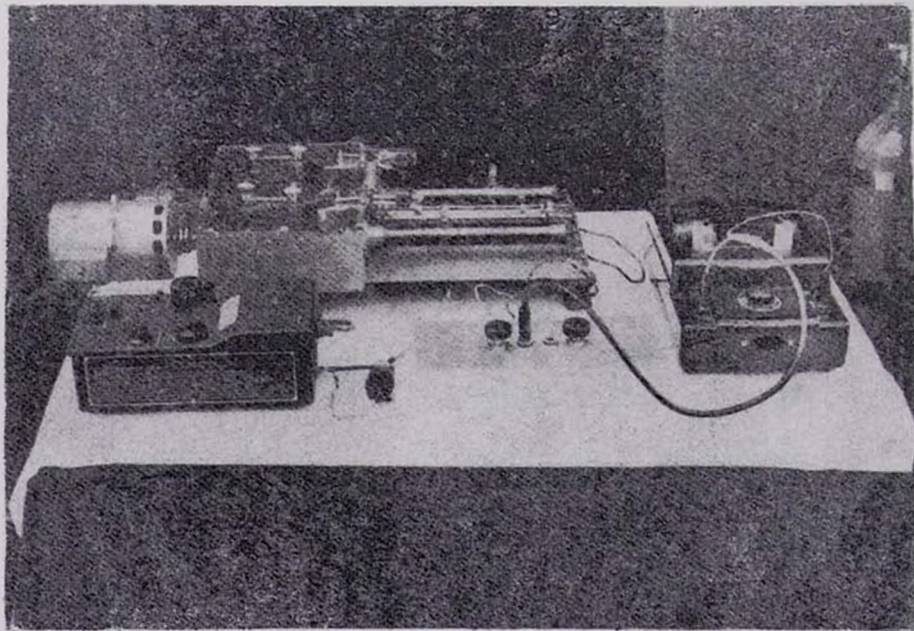


Рис. 3Б. Общий вид выходного устройства.

типа ФС-А1, служат как два параллельно работающих синхронных детектора.

В диагонали мостов включены зеркальные гальванометры типа М91А. Шкалы последних заменены фотокассетами.

Б. Схема накопления с применением сдвоенного моста. Зайчик вибрационного гальванометра (ВГ), включенного после второго детектора приемника, одновременно освещает фотосопротивления обоих мостов. Последние расположены так, что при отсутствии сигнала зайчик, имеющий форму узкой световой полоски, освещает границу соприкосновения фотосопротивлений этих мостов. В одной из диагоналей этих мостов включен зеркальный гальванометр типа М91А, зайчик которого освещает фотопластинку (ФП). На противоположных концах мостов подается опорное напряжение, с частотой, равной частоте переключения фазы. Фазы опорного напряжения периодически перекидываются на 180° с периодом, равным полупериоду интерференционной диаграммы с помощью специального коммутирующего устройства. Моменты перекидывания фазы в отдельных мостах смещены друг относительно друга на четверть периода интерференционной диаграммы.

Допустим, что сигнал отсутствует. Тогда зайчик вибрационного гальванометра, вследствие хаотических шумов приемника, будет колебаться около некоторого среднего положения (границы фотосопротивлений). При этом он так же хаотично будет освещать то правые, то левые фотосопротивления мостов. Вследствие этого зайчик гальванометра М91А будет колебаться вокруг некоторого среднего значения на фотопластинке и образуется начальное почернение.

Если антенны радиointерферометра направить на источник радиоизлучения, то на выходе вибрационного гальванометра появится синусоидальное напряжение, частота которого равна частоте модуляции сигнала (41 герц). Зайчик вибрационного гальванометра с этой же частотой попеременно будет освещать то правую, то левую пару фотосопротивлений синхронно с опорным напряжением. Соответственно будут меняться величины этих сопротивлений (при освещении они уменьшаются) и будет нарушаться балансировка мостов. В результате через гальванометр М91А будет течь ток, направление

которого, при правильном подборе фазы опорного напряжения, одинаково при обоих полупериодах входного сигнала.

Таким образом, если бы фазы опорного напряжения не перекидывались, мост работал бы как обыкновенный синхронный детектор, и величина тока сигнала изменялась бы по закону интерференции (рис. 2А). Как указывалось выше, от воздействия сигнала такой формы не произойдет никакого накопления.

В лучшем случае, когда сигнал не очень мал по сравнению с шумами, его длительное воздействие может заметно расширить кривую распределения плотности почернения, и по этому расширению или, что то же, по вертикальному смещению ΔI (рис. 4А) можно судить о наличии сигнала и определить его интенсивность. Но при слабых сигналах, интенсивность которых много ниже уровня флуктуаций шумов, это расширение мало, и его измерение будет малонадежным.

Иначе обстоит дело, когда происходит периодическое перекидывание фазы опорного напряжения. При каждом перекидывании опорного напряжения направление тока через гальванометр М91А изменяется. Если мы могли бы начать перекидывание в моменты, точно соответствующие нулевым точкам интерференционной кривой, то ток через гальванометр изменялся бы по закону, показанному на рис. 2Б. Тогда среднее значение выходной мощности определялось бы простой формулой:

$$P_{\text{ср}} = \frac{1}{\Delta t} \int_{t_1}^{t_2} \bar{P}(t) dt,$$

где $\bar{P}(t)$ выпрямленная диаграмма направленности радиоинтерферометра в декартовых координатах, а $\Delta t = t_2 - t_1$ время «экспозиции».

В этом случае для накопления сигнала можно было обойтись лишь применением одного моста. Однако практически не всегда можно заранее выбрать момент переключения, точно соответствующий моментам прохождения сигнала через нуль, и

поэтому необходимо применять двоянный мост для получения накопления.

Если фазы опорного напряжения на мостах периодически изменяются так, что интервал времени между последующими перекидками равен полупериоду прохождения лепестка интерференционной диаграммы, а моменты переключения на отдельных мостах смещены по отношению друг к другу на четверть периода указанной кривой, то, как мы видели в параграфе 1. 2, в общем случае происходит накопление сигнала в обоих мостах.

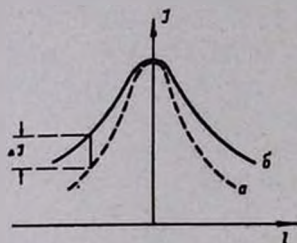


Рис. 4А. а—начальная кривая почернения, б—кривая почернения при наличии сигнала.

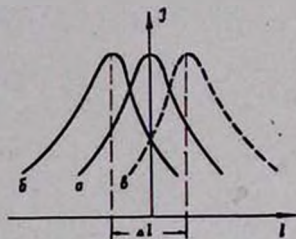


Рис. 4Б. а—начальная кривая почернения, б—кривая почернения первого моста, в—кривая почернения второго моста.

Иначе говоря, если в приемную установку поступает сигнал от источника радиоизлучения, то в результате длительного накопления изменится среднее значение токов гальванометров М91А, и точки максимального почернения на фотопластинке переместятся в сторону относительно первоначального положения. При этом на двух пластинках это перемещение происходит в разные стороны от нуля (рис. 4Б).

Сопоставляя кривые распределения плотности почернения пластинок отдельных мостов с таковой, полученной при отсутствии сигнала, по смещению Δl можно судить о наличии источника радиоизлучения. А при линейности системы (см. ниже) и при известной градуировке измерением этого смещения можно определить интенсивность радиоизлучения наблюдаемого источника.

Отметим, что те же самые результаты можно получить с помощью одного моста, если дважды повторить наблюдения,

выбрав моменты перекидывания опорного напряжения в обоих наблюдениях так, чтобы они различались на четверть периода прохождения лепестка.

В таком случае целесообразно четыре фотосопротивления двоячного моста включить так, как показано на правой части рис. 3. При таком включении один и тот же сигнал вызывает токи в два раза большие по сравнению с предыдущим.

Остановимся еще на одном важном обстоятельстве. Мы выше предполагали, что при отсутствии сигнала начальные токи гальванометров определяются уровнем флуктуаций хаотических шумов приемника. В действительности при переключении фазы всегда имеет место некоторая паразитная модуляция, которая на выходе вибрационного гальванометра дает синусоидальное напряжение, которое по частоте и по фазе совпадает с синусоидальным напряжением полезного сигнала. Правда мы всегда стремимся уменьшать этот вредный сигнал, но его полностью устранить невозможно, и на практике он дает некоторое отклонение выходного индикатора.

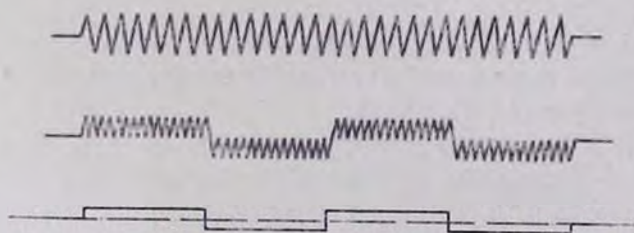


Рис. 5. Формы токов, вызванных паразитной модуляцией: верхняя кривая без перекидки фазы, две нижние - с перекидкой.

Однако одно благоприятное обстоятельство полностью устраняет влияние этого паразитного сигнала на измерение интенсивности полезного сигнала. А именно, если в одном полупериоде интерференционной кривой токи, обусловленные паразитным сигналом, имеют одно направление, то в последующем полупериоде, после перекидки фазы опорного напряжения, они имеют обратное направление. Следовательно их среднее значение, как это видно из кривых рис. 5, равно нулю за интервал наблюдения.

Важно только, чтобы сигнал указанной паразитной модуля-



ции не был бы слишком велик (это может привести к насыщению фотосопротивлений), и чтобы он оставался постоянным в течение одного полного периода прохождения лепестка интерференционной кривой.

В. Измерение интенсивности источника радиоизлучения. Описанная в настоящей главе схема пригодна только для обнаружения источника радиоизлучения или в лучшем случае позволяет грубо судить о его интенсивности. Однако с помощью этой схемы невозможно точно определить интенсивность источника, так как смещение для сколько-нибудь значительных сигналов не зависит от величины последних. Входящие в эту схему фотосопротивления стандартной марки типа ФСА1 имеют постоянную чувствительность по длине фотослоя. Сигналы различных величин, достаточные для перемещения всего зайчика вибрационного гальванометра от центра моста, будут давать одинаковое отклонение выходного гальванометра. Это наглядно видно из рис. 6А. Хотя сигналы u_c и u_s резко отличаются по величине, но вызванные ими фототоки i_c и i_s одинаковы.

Для точного и удобного определения величины принимаемого сигнала нужно, чтобы система была линейной. Этого можно добиться двумя способами:

1. Использовать в схемах моста фотосопротивления, чувствительность которых изменяется по определенному закону по длине фотослоя. Для ясности предположим, что чувствительность их изменяется прямолинейно по длине фотослоя (рис. 6Б). Нетрудно убедиться, что в этом случае, чем больше величина сигнала, тем больше будет перемещаться зайчик зеркального гальванометра от центра, тем больше будет величина соответствующих фототоков и, следовательно, тем больше величины соответствующих выходных токов гальванометра М91А. Это означает, что перемещение центра кривой почернения будет пропорционально величине сигнала. Однако этот способ требует создания специальных фотосопротивлений.

2. Использовать фотосопротивление с одинаковой чувствительностью по длине фотослоя, но подсветку (зайчик) вибрационного гальванометра сделать не в виде узкой полоски, а довольно широкой (рис. 6В).

В таком случае освещенная поверхность фотосопротивления, следовательно и величина фототока, будет пропорциональна величине сигнала, конечно, если последняя не превосходит некоторого определенного предела. Более того, если фотосопротивление и подсветку расположить так, как показано на рис. 6Г, то, кроме возможности определения величины сигнала, получится также двойной эффект влияния сигнала на величину фототока, т. е. усиление по фототоку увеличится в два раза.

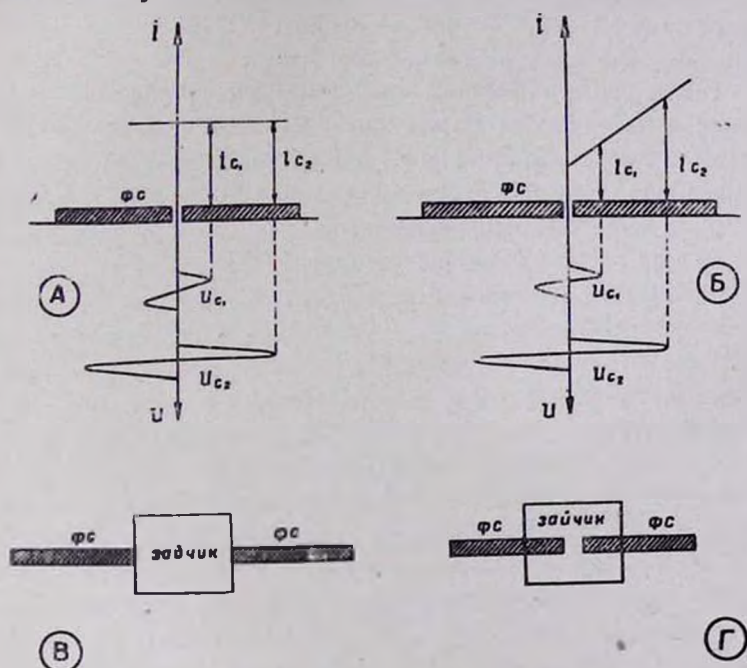


Рис. 6. К объяснению способа получения линейного выходного устройства.

В самом деле, при отсутствии сигнала подсветка одинаково освещает оба фотосопротивления ФС_1 и ФС_2 и они имеют одинаковые сопротивления. Мост в этом случае полностью сбалансирован, и гальванометр М91А показывает некоторое нулевое значение. Когда в приемник поступает сигнал, то подсветка перемещается в сторону, предположим направо. Тогда освещенная поверхность фотосопротивления ФС_2 увеличивается, а у

ϕ_{c1} , наоборот, уменьшается. В результате величина сопротивления ϕ_{c2} уменьшается, а ϕ_{c1} , наоборот, увеличивается и получается двойной эффект разбалансировки моста, вследствие чего в два раза увеличивается величина выходного сигнала.

Применяемое нами выходное устройство для фотографического накопления было выполнено именно по последнему варианту. Для этой цели применялись специальные фотосопротивления с размерами фотослоя 30X7 мм и соответственно была изменена форма зайчика вибрационного гальванометра. Ширина последнего была увеличена до 15 мм.

Такая схема линейна в некоторых пределах, зависящих от размеров поверхности фотосопротивления и зайчика вибрационного гальванометра, и ее можно соответствующим образом градуировать для точного измерения интенсивностей дискретных источников радиоизлучения.

Глава II

НАБЛЮДЕНИЕ ДИСКРЕТНЫХ ИСТОЧНИКОВ КОСМИЧЕСКОГО РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ

II. 1 МЕТОДИКА НАБЛЮДЕНИИ

Наблюдения производились с помощью радиотелескопа Бюраканской обсерватории, работающего на волне 4,2 метра и состоящего из двух синфазных антенн [5, 7].

Как правило, дискретные источники космического радиоизлучения наблюдались вблизи их верхней кульминации. При интерференционных наблюдениях это очень удобно для наблюдений и обработки материала. Кроме того, при этом база антенн используется полностью, вследствие чего ширины лепестков интерференционной диаграммы получаются минимальными.

Наблюдение источника радиоизлучения в момент его прохождения через меридиан особенно удобно при применении метода накопления сигнала. Кроме указанных выше причин, здесь важное значение имеет тот факт, что при наблюдении вблизи меридиана ширины отдельных лепестков интерференционной кривой различаются друг от друга незначительно. Вследствие этого потери мощности, обусловленные неравенством периодов отдельных лепестков интерференционной диаграммы, не играют существенной роли.

Каждый раз при записи интенсивностей радиоизлучения выбранных источников, до или после этих записей, производится аналогичная запись начальной кривой почернения.

Процесс получения такой записи — задача нелегкая. На нее трудно найти область, откуда не исходит радиоизлучение общего фона Галактики и точечных источников. Выбор такой об-

ласти становится еще более трудным, когда антенны радиоинтерферометра не являются остронаправленными.

Даже если удалось бы найти такое «окно» на небе, где плотность радиоизлучения ничтожно мала, то нам пришлось бы каждый раз в период наблюдения перенаправить обе антенны радиотелескопа на эту область и сопровождать ее довольно долгое время, что практически очень трудно и требует больших затрат времени.

А заменить антенны радиоинтерферометра эквивалентными сопротивлениями или другим источником шумов для снятия начальной кривой распределения плотности почернения фотопластинки тоже нецелесообразно, так как при этом возникают новые трудности, связанные с изменением входных шумов приемника.

Применение метода фазового переключения позволяет весьма просто избежать всех указанных трудностей.

В самом деле известно [4, 5], что при фазовом переключении сигнал от источника дает отклонение выходного прибора только в том случае, когда он поступает на обе антенны радиоинтерферометра одновременно. Следовательно, для того, чтобы установка вообще не принимала никакого радиоизлучения от космических объектов, а также различных помех, достаточно антенны радиоинтерферометра направить в разные стороны, скажем первую из них направить на нужную область неба, а вторую — в противоположную сторону. Тогда, независимо от числа источников в этой области и их интенсивностей, приемная установка не будет регистрировать никакого излучения от них. В это время можно записать начальную кривую почернения пластинки, обусловленную только хаотическими шумами приемной аппаратуры.

После этой записи вторая антенна вновь направляется на нужную область неба, и записывается кривая почернения уже при наличии радиоизлучения от космических объектов.

Этот процесс практически никаких трудностей не представляет, так как требует всего лишь несколько минут, чтобы, не изменяя угла места антенны, направить ее на любую точку неба.

Что касается влияния изменения излучения фона Галакти-

ки, то оно при методе фазового переключения, как известно, вообще полностью исключается.

Даже когда при переключении фазы происходит незначительная амплитудная модуляция, и градиент фона излучения Галактики вносит некоторую постоянную составляющую, величина которой может оказаться соизмеримой с интенсивностью излучения слабых дискретных источников радиоизлучения, она не будет сильно сказываться на результатах измерения, так как в процессе периодической перекидки фазы опорного напряжения среднее значение этой составляющей равно нулю. В худшем случае она может несколько расширить кривую плотности почернения фотопластинки, что не имеет принципиального значения для метода накопления сигнала.

Здесь нужно обратить внимание на одно важное обстоятельство. При анализе фотографического метода накопления мы предполагали, что распределение плотности почернения фотопластинки при отсутствии сигнала должно быть гауссовским, точнее, должно соответствовать гауссовскому реопределению интенсивности света, поскольку шумы приемника хаотические.

Однако такое распределение может нарушиться, когда вместе с собственными шумами приемника действуют нехаотические во времени помехи (атмосферные или аппаратурные) и когда имеет место нестабильность режима работы аппаратуры (дрейф нуля).

В таком случае распределения плотности почернения под действием шумов и помех, полученные в разное время, могут различаться друг от друга. Это может привести к ложным результатам наблюдений, ибо начальная кривая почернения и кривая почернения при наличии сигнала соответствуют разным моментам.

Для избежания такого ложного эффекта было бы желательно получать оба снимка одновременно. Такую возможность дает рассматриваемый метод наблюдения.

Действительно, направим обе антенны радиоинтерферометра на источник радиоизлучения. В одном из плеч выходного накапливающего устройства по-прежнему будем производить перекидку фазы опорного напряжения с периодом, равным полупериоду лепестка интерференционной диаграммы, а в дру-

гом, с периодом, равным полному периоду лепестка. Тогда в первом случае сигнал от дискретного источника радионизлучения будет накапливаться, а во втором случае в результате усреднения он обратится в нуль. В результате одновременно получают две кривые распределения плотности почернения,

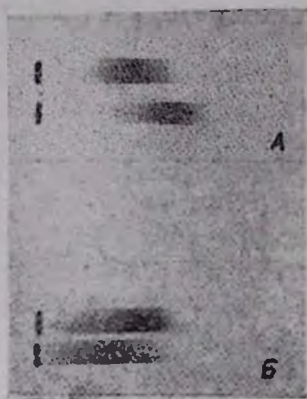


Рис. 7. Фотозпись источников радионизлучения. А—источник в Волопасе, Б—источник в Персее.

одна из которых соответствует наличию источника радионизлучения, а другая—его отсутствию.

Влияние вышеуказанных вредных факторов будет одинаково сказываться на обеих кривых, и они не могут вызвать искажения результатов наблюдений.

Для облегчения обработки записей, а также для получения сравнимых в фотометрическом отношении записей кривых почернения, оба снимка записываются на разных частотах одной и той же пластинки (рис. 7).

В начале наблюдения наносится метка начального положения на обеих половинах пластинки. Это осуществляется путем кратковременного увеличения яркости зайчика гальванометра М91А при отсутствии потока в нем.

II. 2. РАБОТА СИСТЕМЫ В КАЧЕСТВЕ УЗКОПОЛОСНОГО УСИЛИТЕЛЯ И ФАЗОВОГО ДЕТЕКТОРА

Для оценки работы нового выходного устройства в качестве узкополосного усилителя низкой частоты и фазового детектора приведем такое сравнение.

При наблюдении самых интенсивных источников радионизлучения в созвездиях Кассиопеи и Лебедя с помощью применения обыкновенного лампового RC-усилителя низкой частоты и фазового детектора крайний (от центрального лепестка) 9—10-й лепесток уже сливается с собственными шумами приемника. А при применении нового выходного устройства, как

показывают результаты многократных тщательных измерений, амплитуда этих же лепестков более чем в десять раз превышает уровень флуктуаций шумов.

Это видно из интерференционной записи дискретного источника радионизлучения Лебедь—А (рис. 8). Она получена в один и тот же день с помощью разных выходных устройств. Участки АВ и CD записаны с помощью обыкновенного выходного устройства, содержащего ламповый RC-усилитель и фазовый детектор, а участки ВС и DE — с новым выходным устройством. В первом случае постоянная времени выходного прибора была 10 сек., а во втором — 1 сек.

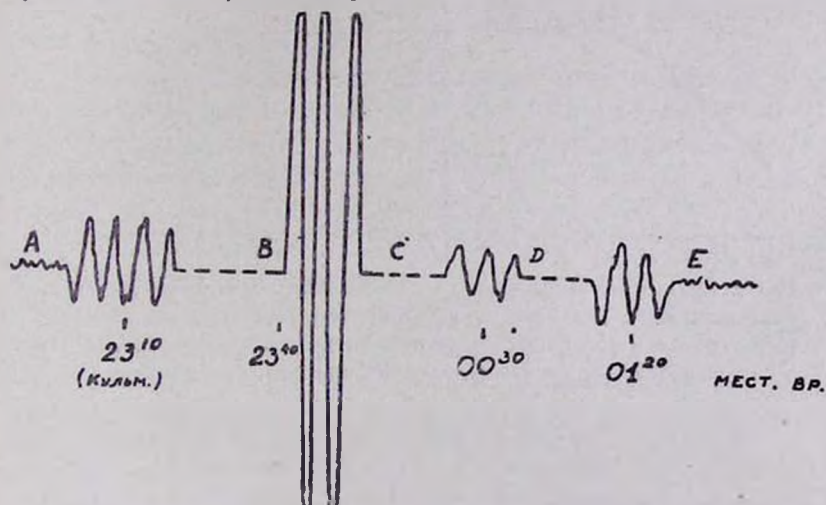


Рис. 8. Интерференционная запись радионизлучения дискретного источника Лебедь—А.

Как показывают кривые, во втором случае амплитуда сигнала значительно больше, чем в первом. Однако не в этом главное преимущество метода. Путем усиления можно получить любую величину сигнала. Важно то, что хотя во втором случае постоянная времени выходного прибора в 10 раз меньше, чем в первом, все же отношение амплитуды шумов и сигнала при первом выходном устройстве для моментов, близких к кульминации (центральный максимальный лепесток), примерно такое, как при втором выходном устройстве при прохождении источником тех лепестков интерференционной диаграм-

мы, которые почти теряются в шумах при наблюдении с помощью первого выходного устройства (отношение порядка 10—15).

Об улучшении качества приема с помощью применения нового выходного устройства свидетельствует также анализ кривой (рис. 9), полученной для интенсивности дискретного источника радионизлучения в созвездии Близнецов [06N2A — (8)]. Эта кривая, с целью проверки линейности системы, снималась без перекидки направления сигнала.

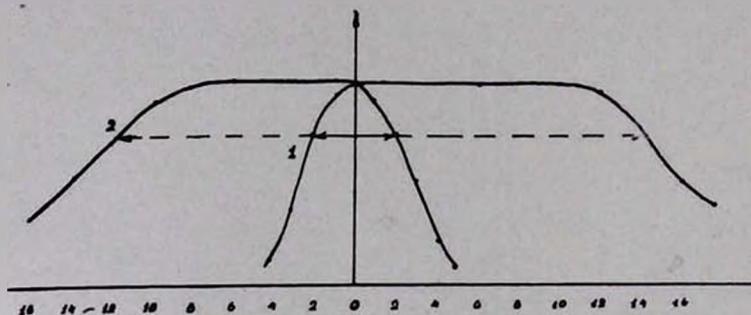


Рис. 9. Кривые распределения плотности почернения фотопластинок, полученные для дискретного источника радионизлучения „Близнецы“ (без перекидки фаз опорного напряжения). 1—начальная кривая почернения, 2—кривая почернения при наличии сигнала.

При обыкновенных интерференционных наблюдениях этот источник был предельным, который после многократных повторных наблюдений еще можно было выделить на фоне шумов приемной аппаратуры. При применении нового типа выходного устройства сигнал от этого источника, как показывают соответствующие кривые, в 5—6 раз превышает уровень среднего значения шумов приемника.

Приведенные экспериментальные данные подтверждают, что при прочих равных условиях применение нового выходного устройства в качестве узкополосного усилителя и фазового детектора значительно улучшает чувствительность аппаратуры.

II. 3. РАБОТА СИСТЕМЫ ПРИ НАКОПЛЕНИИ

Выигрыш чувствительности, полученный за счет длительного накопления сигнала, можно оценить из анализа результа-

тов наблюдений дискретного источника радиоизлучения в созвездии Волопаса [14N5A—(8)].

Целесообразность выбора этого источника для оценки преимуществ метода обуславливается тем, что он достаточно удален от соседних интенсивных источников и, следовательно, на результаты его измерений мало сказывается влияние радиоизлучения последних. Кроме того, для широты Бюракана он имеет малое зенитное расстояние, кульминирует в северной части неба и, наконец, в период наблюдения он проходил через меридиан в ночное время. Вследствие этих обстоятельств влияние внешних помех на результаты измерений должно оказаться минимальным, так как в этом направлении и в это время суток они сравнительно малы.

Источник радиоизлучения в созвездии Волопаса, интенсивность которого вдвое меньше, чем интенсивность вышеуказанного (предельного для обыкновенных интерференционных наблюдений) источника в Близнецах и более чем на один порядок меньше, чем интенсивность источников, уверенно наблюдавшихся без накопления, не был доступным для наблюдения с помощью нашего радиотелескопа.

Применение нового выходного устройства вместе с длительным накоплением сигнала позволило уверенно выделить радиоизлучение этого источника на фоне шумов приемника. Это хорошо подтверждается из рассмотрения кривых рис. 10, полученных для этого источника путем 40-минутного накопления сигнала.

Кривая «а» — нормированная кривая плотности почернения фотопластишки, полученная при отсутствии сигнала, а кривая «б» — аналогичная кривая при наличии сигнала. Нетрудно заметить, что оси симметрии этих двух кривых заметно смещены относительно друг друга.

Причиной этого смещения является наличие потока радиоизлучения от наблюдаемого источника. Очевидно, что раз система линейная, то при известной градуировке выходного устройства по величине этого смещения можно однозначно определить интенсивность плотности потока наблюдаемого источника.

На этом же рисунке приведены также другие кривые распределения плотности почернения фотопластишки, снятые для

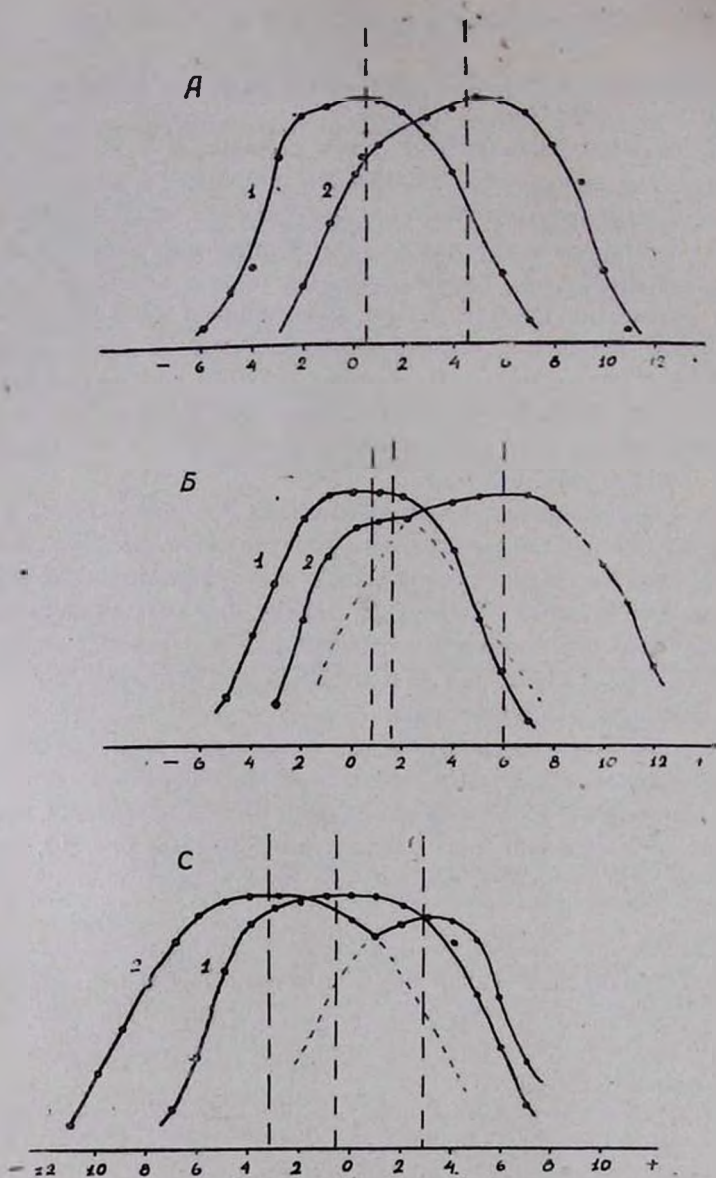


Рис. 10. Кривые распределения плотности почернения фото-пластинки, полученные для дискретного источника радионизлучения „Волопас“. 1—начальная кривая почернения, 2—кривые почернения при наличии сигнала, полученные для различных значений моментов перекидывания. Время накопления $t_n = 40$ минут.

этого же источника. Каждая пара этих кривых соответствует различным случаям начала перекидывания направления сигнала. Первая пара (1) по-видимому соответствует случаю, когда перекидка происходит именно в нулевых точках интерференционной кривой и имеет более симметричную форму. Другие две пары кривых соответствуют случаям, когда перекидка производится в промежуточных точках. Как и следовало ожидать, в этих случаях кривые становятся более широкими, притом иногда двугорбыми. Кроме того, накопление может происходить вправо или влево от центров, в зависимости от моментов перекидки.

Приведенные результаты получены без сопровождения источника, вследствие чего сигнал от него накапливался лишь в течение 40 минут. Путем сопровождения можно значительно повысить чувствительность за счет увеличения времени накопления и высоты лепестков.

Это подтверждается результатами наблюдений другого, менее слабого источника радиоизлучения в созвездии Персея [ОЗН4А (8)]. Выбор этого источника также обусловлен благоприятными для наблюдения условиями. Он достаточно удален от соседних интенсивных источников и, главное, кульминирует в зените. Становится возможным плоскость широкой направленности антенны направить на восток-запад. Вследствие этого источник находится в пределах диаграммы антенны довольно долгое время. Это сильно облегчает сопровождение.

Соответствующие нормированные кривые плотности почернения, полученные для различных значений моментов переключения направления сигнала — t_0 и для различных значений времени накопления — t_n , приведены на рис. 11. Они также подтверждают, что в зависимости от моментов переключения направления сигнала величина и направление смещения максимумов кривых плотности распределения почернения меняются.

Одновременно с увеличением времени накопления кривые распределения плотности почернения становятся более правильными, максимумы в них выделяются более четко и несколько увеличиваются относительные смещения максимумов.

Приведенные наблюдательные данные показывают, что приращение длительного накопления сигнала, при прочих равных условиях, приводит к увеличению чувствительности приема малых шумовых мощностей более чем на один порядок, т. е. столько, сколько ожидалось согласно ориентировочным расчетам.

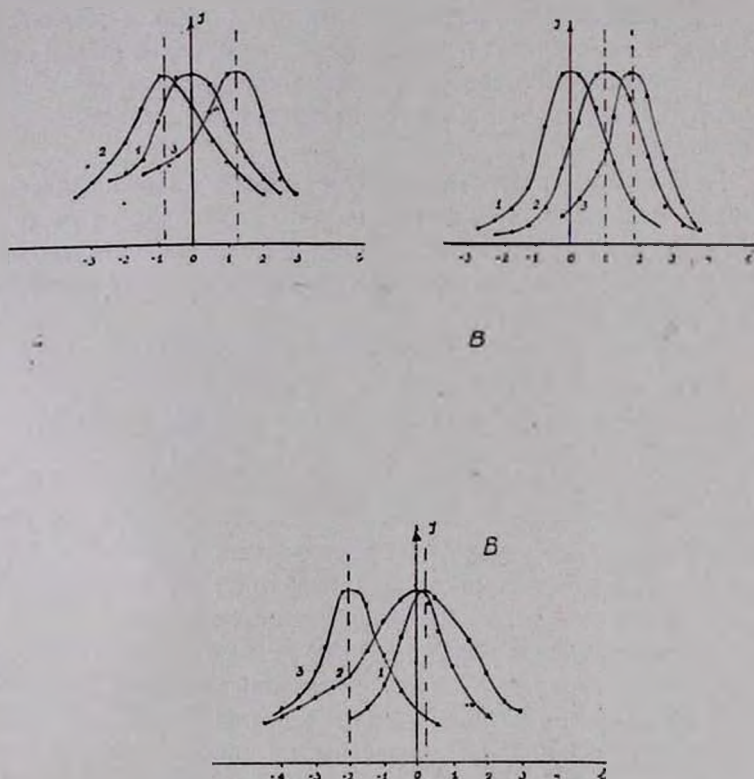


Рис. 11. Кривые распределения плотности почернения фотопластины, полученные для дискретных источников радиоизлучения в созвездиях Волопаса и Персея с сопровождением. 1—начальные кривые почернения, 2,3—кривые почернения при наличии сигнала, полученные для различных значений моментов перекидывания t_0 и времени накопления t_n .

Если судить по величине относительного смещения максимумов кривых плотностей почернения, то рассматриваемый источник в Персее, далеко не является предельным, который еще

можно выделить на фоне шумов приемника. Источники в 3—5 раз слабее, чем этот источник, можно еще уверенно наблюдать методом накопления.

II. 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Приведенный анализ результатов наблюдения дискретных источников радионизлучения приводит к следующему общему заключению.

Совместное применение метода длительного накопления сигнала и фазового переключения, в результате чего одновременно увеличивается постоянная времени выходного устройства и исключается влияние общего излучения Галактики, приводит к значительному повышению чувствительности интерференционного радиометра. Общий выигрыш чувствительности получается более чем на один порядок, т. е. столько, сколько ожидается из простых теоретических вычислений.

Фотографический метод накопления сигнала в сочетании с выходным устройством, состоящим из вибрационного гальванометра и моста фотосопротивлений, позволяет осуществить накопление сигнала в течение двух и более часов.

Метод длительного накопления сигнала дает возможность дальнейшего увеличения чувствительности радиоастрономических инструментов для обнаружения и измерения радионизлучения более слабых космических объектов.

В заключение автор выражает признательность академику В. А. Амбарцумяну и проф. С. Э. Хайкину за руководство настоящей работой.

Վ. Ա. ՍԱՆԱՄՅԱՆ

ՄԻԳՆԱԼԻ ԵՐԿԱՐԱՏԵՎ ԿՈՒՏԱԿՄԱՆ ՄԵԹՈԴԻՆ ԵՎ ՆՐԱ ԿԻՐԱՌՈՒՄԸ
ՅԱԶԱՅԻՆ ՓՈԽԱՆՋԱՏՄԱՆ ՍԿՋՐՈՒՆՔՈՎ ԱՇԽԱՏՈՂ ՌԱԴԻՈԻՆՏԵՍԵՐ-
ՅԵՐՈՄԵՏՐԻ ԶԳԱՅՆՈՒԹՅՈՒՆԸ ԲԱՐՁՐԱՅՆԵԼՈՒ ԷՄԱՐ

Ա մ փ ո փ ու մ

Աշխատանքը նվիրված է ֆազային փոխանջատման սկզբունքով աշխատող ինտերֆերենցիոն ուղիորդիտակի զգայունության բարձրացմանը: Այն կատարվում է ուղիորդառաջաթման կետային աղբյուրների թույլ սիգնալի երկարատև կուտակման մի-

ջոցով, ճիշտ այնպես, ինչպես լուսանկարչական աստղագիտության մեջ թույլ աստղերի լուսանկարման համար մեծացվում է նկարահանման պրոցեսի տեղդեթյունը:

Առաջին գլխում նկարագրվում է սիդնալի կուտակման փոփոխությունիկ մեթոդի հիմնական սկզբունքը: Վերջինս կայանում է նրանում, որ ռադիոդիտակի ընդունիչի կլքի դրանցող սարքը փոխարինվում է բարձր զգայնության հայելավոր դալմանոմետրով: Վերջինիս ցուցանակի տեղում դրվում է սովորական լուսանկարչական թիթեղ: Սիդնալի բացակայության դեպքում, ընդունիչի սեփական աղմուկի ազդեցության տակ, դալմանոմետրի լուսային կետը տատանվում է որևէ միջին դիրքի (դերո) շուրջը և առաջացնում լուսանկարչական թիթեղի սևացում: Պանի որ այդ աղմուկը քառասային է, ըստ ժամանակի, ապա սևացման լուսումը լուսանկարչական թիթեղի վրա կլինի գառսայան: Սևացման մաքսիմումը կլինի կետտրոնում, իսկ կետտրոնից աջ և ձախնա կնվազի սիմետրիկ կերպով:

Երբ ընդունիչի սեփական աղմուկին գումարվում է ռադիոճառագայթման կետային աղբյուրից եկող թույլ սիդնալը (նույնիսկ տասնյակ անգամ ավելի թույլ քան ընդունիչի աղմուկը), ապա նրա երկարատև ազդեցության դեպքում սևացման մաքսիմումը շեղվում է նախկին դիրքի համեմատությամբ: Այդ շեղման չափով, համապատասխան աստիճանավորման դեպքում, որոշվում է ընդունվող սիդնալի մեծությունը:

Այնուհետև քննարկվում է սիդնալի երկարատև կուտակման մեթոդի կիրառման հարցը ֆազային փոխանջատման սկզբունքով սոլիսատող ռադիոինտերֆերոմետրի համար: Յույց է տրվում, որ այս դեպքում սիդնալի կուտակումը հնարավոր է, եթե ուղղվի համապատասխան ինտերֆերենցիոն կորը, ոյսինքն, եթե շրջվեն նրա բացասական կիսապերիոդները: Պանի որ թույլ և նախապես անհայտ ռադիոճառագայթման կետային աղբյուրի դեպքում դործնականորեն միշտ չէ, որ հաջողվում է այդ շրջումը կատարել ճիշտ գերո կետերում, ապա առաջարկվում է ընդունիչի ելքում միաժամանակ գործածել երկու նման կուտակող սխեմաներ, Յույց է տրվում, որ եթե այդ սխեմաներում սիդնալի ուղղությունները փոխվեն ինտերֆերենցիոն կորի կիսապարբերություններով, իսկ սիդնալի շրջման մոմենտները իրար նկատմամբ շեղված լինեն ինտերֆերենցիոն կորի քառորդ պարբերության չափով, ապա, անկախ շրջման մոմենտից, միշտ այդ սխե-

տեղեկություն, կամ առնվազն նրանցից մեկում, տեղի կունենա սիգնալի կուտակում:

Դիսի վերջում քննարկվում են սիգնալի երկարատև կուտակման մեթոդի իրականացման գործնական կառավարմանը և համապատասխան սարքերի սխեմաները: Դործածված են նոր տիպի սարքեր՝ ղտիչ-ուժեղացուցիչ և ֆազային ղեկավարող, կազմված ղգայուն վիրբացիոն դալմանոմետրից և ֆոտոպիմադրությունների կրկնակի կամրջակից:

Երկրորդ դուսըը նվիրված է քննարկող մեթոդի փորձնական ստուգմանը: Դիտողական տվյալների նիման վրա ցույց է տրվում, որ նոր տիպի ելքի սարքավորումը, իբրև ցածր հաճախականության ղտիչ-ուժեղացուցիչ և ֆազային ղեկավարող ավելի ղգայուն է և աշխատում է ավելի կայուն, քան էլեկտրոնային լամպերից կազմած համապատասխան սարքերը: Դրա նեուկանքով, ղգալի չափով մեծանում է ոադիոինտերֆերոմետրի ղգայնությունը:

Սիգնալի երկարատև կուտակման հեուկանքով ստացած ղգայնության ղահումը ղնահատելու նադատակով բերվում են Պերսեյի և Եղևարածի համաստեղություններում գտնվող ոադիոհառադայիման կետային աղբյուրների ղիտումների արղյունքները: Դիտողական տվյալները ցույց են տալիս, որ թույլ սիգնալի երկարատև կուտակման միջոցով կարելի է մեծացնել ոադիոընդունիչի ելքի սարքերի ժամանակի հաստատունը (կուտակման տեղությունը), մինչև երկու կամ ավելի ժամ, որը համարժեք է ֆազային փոխանղատման սկղբունքով աշխատող ոադիոինտերֆերոմետրի ղգայնության լարձրացմանը ավելի քան 10—15 անղամ:

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Փ. В. Бункин, Н. В. Карлов, ЖТФ. 25, 430, 733, 1955.
2. R. H. Dicke, Rev. Sci. Inst., 17, 268, 1946.
3. Michin, M. Ryle, D. D. Wonbery, Proc. Inst. Elect. Engineers. 92, 59, 1953.
4. M. Ryle, Proc. Roy. Soc. 211A, 351, 1952.
5. В. А. Санамян, Труды V совещания по вопросам космогонии, 417, 1956.
6. С. Э. Хайкин, Т. М. Егорова, Д. В. Корольков, Труды V совещания по вопросам космогонии, 131, 1956.
7. В. А. Санамян, Сообщения Бюраканской обсерватории, 14, 2, 1955.
8. J. L. Powsey, Ap. J, 121, 3, 1955.

К. А. Григорян

ЭЛЕКТРОФОТОМЕТРИЯ И ЭЛЕКТРОКОЛОРИМЕТРИЯ ЗВЕЗД АССОЦИАЦИИ ЦЕФЕЙ II И ПЕРСЕЙ II

В В Е Д Е Н И Е

Несмотря на большое количество работ [1, 2, 3 и др], посвященных звездным ассоциациям, эти последние еще не изучены всесторонне. Особенно важно исследование звезд, входящих в ассоциации, методами современной астрофизики. Подобные исследования дали бы возможность получить дополнительные ценные данные об этих интересных объектах. Одним из орудий современной практической астрофизики является электрофотометрия. Однако применение ее к изучению звездных ассоциаций начато совсем недавно. Первые работы в этом направлении были сделаны Шарплессом [4,5] и Джелсоном-Морганом [6].

Результаты электрофотометрического исследования звезд могут дать новые ценные сведения о величине поглощения межзвездной средой (в направлении ассоциаций), о расстояниях и размерах ассоциаций.

Исходя из важности вышеуказанных проблем, мы сочли целесообразным поставить фотометрическое (электрофотометрическое и электроколориметрическое) исследование двух звездных ассоциаций — Цефей II и Персей II.

АППАРАТУРА И МЕТОДИКА НАБЛЮДЕНИЙ

Звездный электрофотометр Бюраканской астрофизической обсерватории АН АрмССР был установлен в 1954 г. В качестве питающей системы для электрофотометра был использован 16-дюймовый рефлектор, сконструированный Д. Д. Максимумым.

Рефлектор имеет два сменных фокуса — Кассегрена и Шварцшильда. Электрофотометр установлен в Кассегреновом фокусе рефлектора, фокусное расстояние которого при этой комбинации составляет 3,4 м (светосила приблизительно равна 1 : 8, масштаб 1 мм = 29").

Указанный электрофотометр был сконструирован Б. К. Иоаннисяни по заданию В. А. Домбровского и изготовлен в экспериментально-производственных мастерских НИФИ Ленинградского Государственного университета. Этот звездный электрофотометр предназначается для определения звездных величин, колориметрии звезд, а также измерения степени поляризации звездного света.

Как известно, выбор измерительной схемы определяется примененным светочувствительным приемником (фотоэлемент, фотоумножитель). Громадное усиление фотоумножителя (10^6) по сравнению с фотоэлементом дает возможность применять усилитель с очень небольшим коэффициентом усиления. Поэтому в использованном электрофотометре была применена одноламповая компенсационная схема Дю Бриджа-Броуна [7], которая представляет собой усилитель постоянного тока с одним каскадом. Измерение выходного тока ведется с применением зеркального гальванометра. На рис. 1 приводится полная схема усилителя Дю Бриджа-Броуна.

Для контроля вольтовой чувствительности усилителя и определения его характеристики, а также для работы по методу компенсации входного напряжения, в усилителе предусмотрена компенсационная схема. Эта схема позволяет подводить к входу усилителя плавно регулируемые малые, точно известные значения потенциала (рис. 2).

В рабочем диапазоне входных потенциалов усилитель в целом удовлетворяет условию пропорциональности, т. е. изменение тока в гальванометре пропорционально изменению напряжения на сетке лампы. Определение линейности усилителя было произведено при следующих чувствительностях $\frac{R_w}{R_{дон}} = \frac{75,3}{200 \pm 0}$ и

$\frac{172}{20000}$, которые покрывают весь рабочий диапазон входных потенциалов. Результаты измерения приведены на рис. 3.

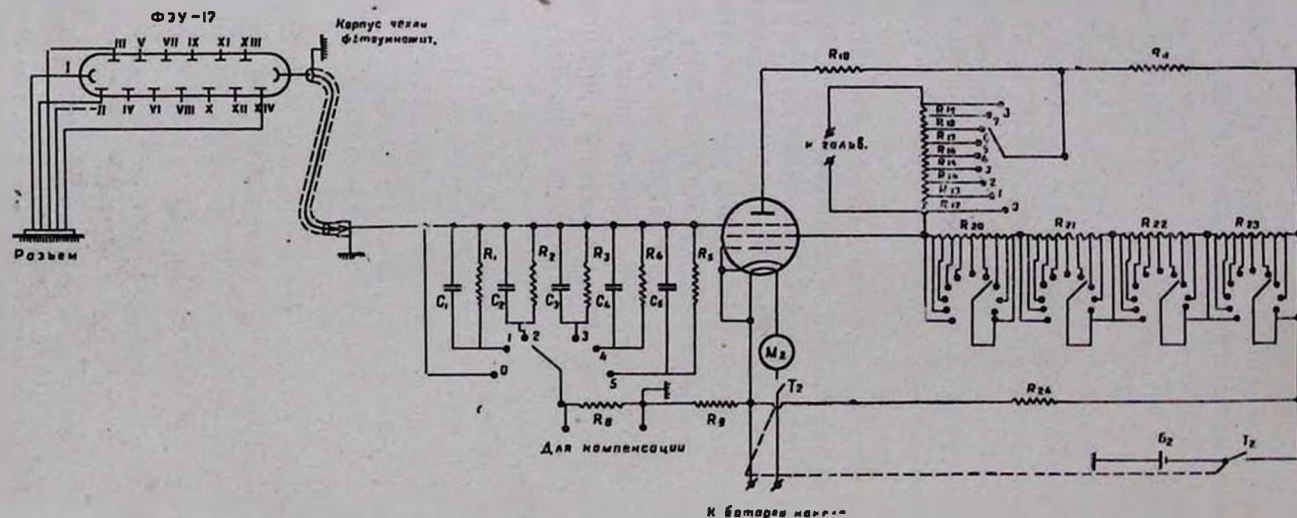


Рис. 1. Усилитель постоянного тока.

$R_1 = 5, 0^8 \text{ ом}$	$R_{21} = 9 \times 100 \text{ ом}$	$R_{13} = 75,3 \text{ ом}$	$C_4 = 0,02 \text{ мкф}$	$R_{17} = 1,2 \text{ ком}$
$R_4 = 5, 10^7 \text{ ом}$	$R_{24} = 16,6 \text{ ком}$	$R_{16} = 625 \text{ ом}$	$R_8 = 2,5, 10^7 \text{ ом}$	$R_{20} = 9 \times 1000 \text{ ом}$
$R_9 = 1, \text{ ком}$	$C_8 = 0,04 \text{ мкф}$	$R_{19} = 5 \text{ ком}$	$R_9 = 100 \text{ ком}$	$R_{23} = 9 \times 1 \text{ ом}$
$R_{13} = 75,3 \text{ ом}$	$R_3 = 10^7 \text{ ом}$	$R_{22} = 9 \times 10 \text{ ом}$	$R_{11} = 3150 \text{ ом}$	$C_3 = 0,1 \text{ мкф}$
$R_{15} = 3,2,5 \text{ ом}$	$R_5 = 10^3 \text{ ом}$	$C_1 = 0,2 \text{ мкф}$	$R_{14} = 156,2 \text{ ом}$	$C_5 = 0,01 \text{ мкф}$
$R_{18} = 2,5 \text{ ком}$	$R_{10} = 16 \text{ ком}$			

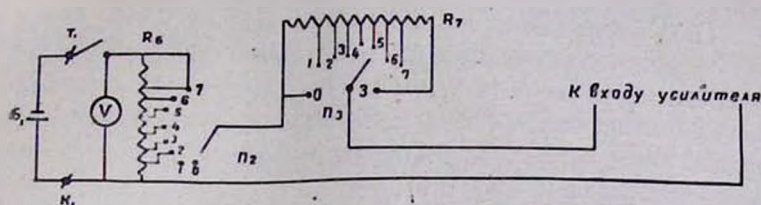


Рис. 2. Компенсационная схема.

$R_6 = 7 \times 1 \text{ ком}$, R_7 (100 ком, 200 ком, 400 ком, 800 ком)
($1.6 \cdot 10^6 \text{ ом}$; $6.4 \cdot 10^6 \text{ ом}$; $1.3 \cdot 10^7 \text{ ом}$)

$g\lambda (\text{в мм})$

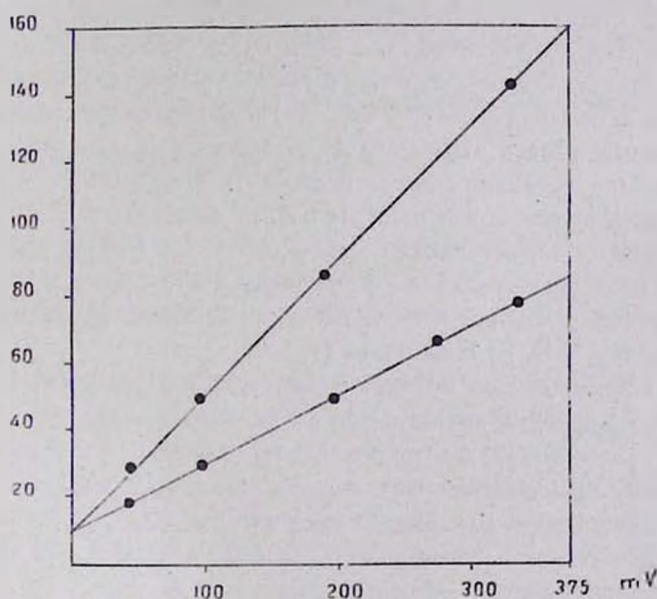


Рис. 3. Линейность усилителя. На оси абсцисс—входное напряжение усилителя, на оси ординат—отбросы гальванометра.

Эти измерения показывают, что имеет место как линейность усилителя во всем рабочем диапазоне входных потенциалов (от 0 до 350 мВ), так и линейность примененного гальванометра в пределах 0—160 делений.

При наблюдениях звезд различной яркости чувствительность усилителя регулировалась входными сопротивлениями и подбором шунтов гальванометра так, чтобы отброс гальванометра был не менее 40—60 делений шкалы, а входные напряжения $\Delta V_{\text{вх.}}$ не выходили из пределов, обеспечивающих линейность усилителя (0—350 mv).

Принципиальная оптическая схема используемого нами электрофотометра не представляет ничего нового по сравнению с существующими приборами этого типа [7]. Такая оптическая схема, называемая схемой Фабри, впервые была применена в звездной электрофотометрии В. Б. Никоновым и П. Г. Куликовским [8].

В старых электрофотометрических работах [9, 10, 11] учет избирательного ослабления света производился различными способами, начиная с самого грубого (глазомерного) до использования средних значений фактора избирательного ослабления. Неприменимость этих методов в работах по электрофотометрии была детально рассмотрена В. Б. Никоновым [7]. В настоящее время более рациональному решению этой проблемы посвящено значительное число работ [12, 13, 14]. Дальнейшие усовершенствования в методику учета избирательного ослабления в земной атмосфере были внесены работами В. Б. Никонова и Е. К. Никоновой [7, 15].

Преимущество методики Никонова и Никоновой по сравнению с другими заключается в том, что определяются не средние значения [7] факторов избирательного ослабления для каждой ночи наблюдения, а приближенные мгновенные, а затем и истинные. Достаточно уверенно учитывается также средняя зависимость фактора избирательного ослабления от цветового эквивалента.

Таким образом, данная методика полностью исключает те основные погрешности, которые появляются при использовании средних факторов избирательного ослабления. Поэтому целесообразно при электрофотометрических работах для достижения большой точности внеатмосферных звездных величин и цветовых эквивалентов применять методику учета экстинкции, разработанную В. Б. Никоновым.

Системы условных уравнений для звездных величин и цветовых эквивалентов [7]

$$\Delta m'_{ox} - \Delta m'_{ox} = \Delta \eta \delta m_{ж} + \Delta \gamma_{ж} (C_{ox} - C_o) \Delta F(Z_x) \quad (1)$$

$$\Delta C_{ox} = -\Delta \eta \Delta C_o + \Delta \gamma (C'_{ox} - C'_o) \Delta F(Z_x) \quad (2)$$

были составлены из наблюдений звезд ассоциаций Персей II и стандартной звезды 134 Тельца, причем нами принято, что $\gamma' = 0$, т. е. $\Delta \gamma = \gamma$.

$\Delta m'_{ox}$ и $\Delta m'_{ox}$ — разности звездных величин фотометрического стандарта и звезды для двух наблюдений, $\delta m_{ж}$ — поправка к принятому приближенному значению разности величин фотометрического стандарта и стандартной звезды, $F(Z_x)$ — воздушная масса, соответствующая Z_x — зенитному расстоянию звезды во время ее наблюдения. $F(Z_{ст.})$ — воздушная масса, соответствующая $Z_{ст.}$ стандартной звезды во время наблюдения программной звезды, а $\eta = \frac{F(Z_x)}{F(Z_{ст.})}$. Остальные обозначения совпадают с таковыми в [7].

Из графического построения линий Буге этой стандартной звезды до и после меридиана были определены приближенные внеатмосферные значения звездных величин и цветных эквивалентов.

Окончательные результаты и некоторые линии Буге приведены ниже (табл. 1 и рис. 4).

Таблица 1

	Дата	Δm	$C_{жс}$	$C_{сф}$	п
1	18.1—55	—0.936	—0.773	+1.336	4
2	19—20.1—55	—0.966	—0.793	+1.344	5
3	20—21.1—55	—	—0.783	+1.336	4
4	21 22.1—55	—	—0.783	+1.337	4
5	27—28.1—55	—0.941	—0.793	+1.316	5
6	29—30.1—55	—0.950	—0.797	+1.344	4
7	30—31.1—55	—0.966	—0.773	+1.334	5
	Сред.	—0.952 ± 0.013	—0.785 ± 0.009	+1.335 ± 0.008	

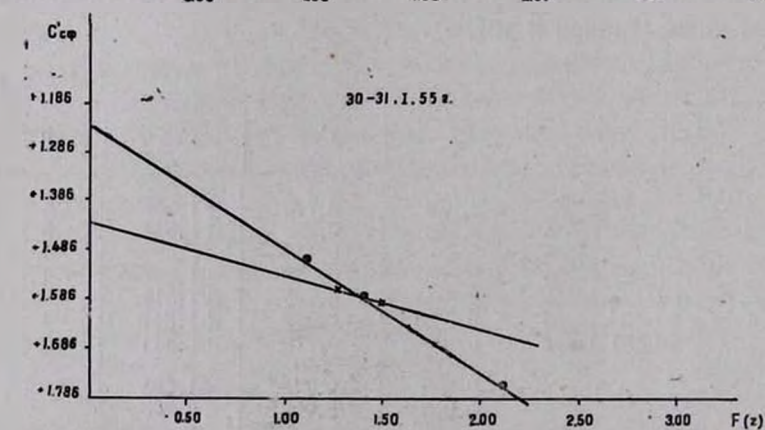
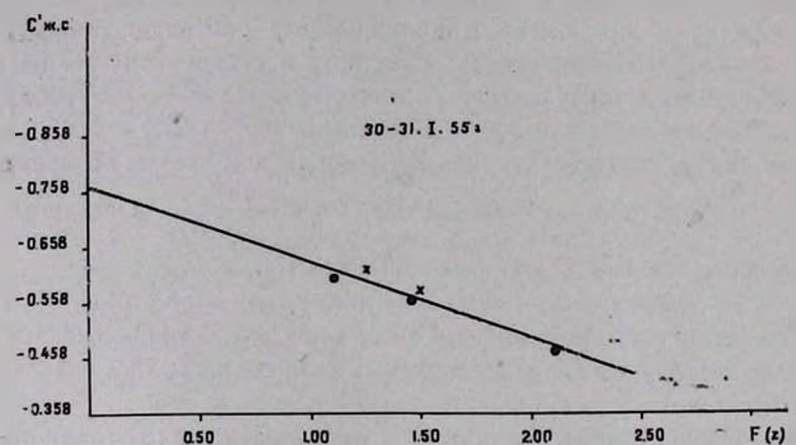
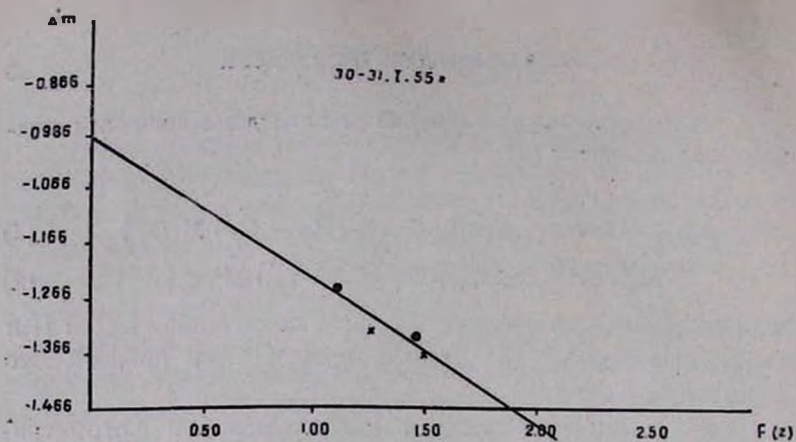


Рис. 4. Линии Буге (точки—до меридиана, крестики—после меридиана).

Из таблицы видно, что результаты наблюдений стандартной звезды для различных ночей показывают хорошую сходимость. Несмотря на это, мы сочли необходимым осуществить независимую проверку полученных нами внеатмосферных звездных величин и цветовых эквивалентов методом, предложенным Никоновым [7].

По полученным «приближенным» данным для стандартной звезды был построен ход зависимости фактора избирательного ослабления от времени для каждой ночи наблюдения. После этого было составлено 30 уравнений для разности звездных величин, а для двух цветовых эквивалентов соответственно 40 (желтый — синий) и 30 (синий — фиолетовый) уравнений.

После решения этих уравнений были найдены следующие редукционные формулы.

$$\Delta m_{\text{ox}} = \Delta m'_{\text{ox}} + 0.020 \Delta \tau + 0.050 (C_{\text{ox}} - C_0) \Delta F(z) \quad (3)$$

$$\pm 0.030 \quad \pm 0.060$$

$$(ж, с) C_{\text{ox}} = C'_{\text{ox}} + 0.003 \tau + 0.007 (C'_{\text{ox}} - C'_0) F(z) \quad (4)$$

$$\pm 0.013 \quad \pm 0.024$$

$$(с, ф) C_{\text{ox}} = C'_{\text{ox}} + 0.014 \tau + 0.050 (C'_{\text{ox}} - C'_0) F(z) \quad (5)$$

$$\pm 0.015 \quad \pm 0.046$$

В этих формулах результирующие поправки вследствие неточности определения фактора ослабления и τ не играют большой роли, так как суммарное значение их не выходит за пределы допустимых ошибок.

Поправки из-за приближенности факторов избирательного ослабления ничтожны, так как внеатмосферные значения (разности) звездных величин и цветовые эквиваленты нашей стандартной звезды были получены по методу двухсторонних линий Буге с весьма большой точностью. Что касается поправок, обусловленных неточностью τ , то небольшие значения этих величин можно, по-видимому, объяснить близостью цветовых эквивалентов программных и стандартной звезд.

Таким образом, контрольная обработка наблюдений по методу Никонина показала, что в данном случае метод двухсторонних линий Буге дал достаточно удовлетворительные резуль-

таты для непосредственного построения фундаментальной системы.

Фундаментальность этой системы показывают графики рисунка 5.

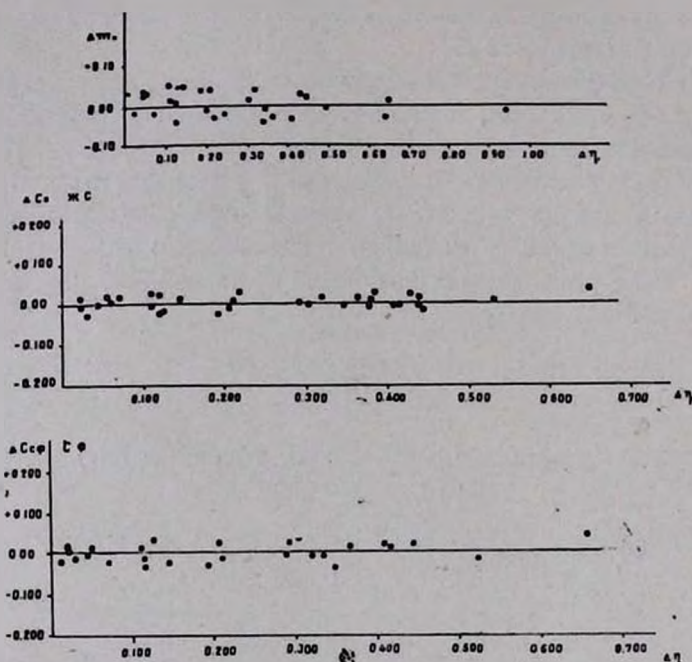


Рис. 5. а—для звездных величин; б—для цветового эквивалента желтый-синий; в—для цветового эквивалента синий-фиолетовый.

Вторая система наших наблюдений (наблюдения лета 1955 года) включает в себе звезды из ассоциации Цефей II и некоторые звезды из ассоциации Персей II для привязки этих двух систем. Внеатмосферные значения звездных величин и цветовых эквивалентов этих же звезд были получены со стандартной звездой HD 209975. Для контроля второй системы, которая, очевидно, тоже может считаться фундаментальной, уже не был применен метод Никонова. Дальнейшая обработка программных звезд второй системы проводилась таким же образом, как для звезд первой системы. Окончательные результаты обра-

ботки наблюдений обеих ассоциаций приведены в следующем разделе нашей работы.

ПРИВЕДЕНИЕ ЦВЕТОВЫХ ЭКВИВАЛЕНТОВ И ЗВЕЗДНЫХ ВЕЛИЧИН К ОДНОЙ СИСТЕМЕ И ИХ РЕДУКЦИЯ К СИСТЕМЕ ДЖОНСОНА-МОРГАНА

Свои первые наблюдения мы начали в начале 1955 г. с описанным выше звездным электрофотометром Бюраканской астрофизической обсерватории.

Одновременные наблюдения обеих ассоциаций Цефеид II и Персей II оказались неосуществимы ввиду плохой погоды и недостаточности времени, предоставленного нам в этот сезон, поэтому наблюдения ограничились ассоциацией Персей II. Летом 1955 г. мы продолжали наблюдения, но уже с другим аналогичным электрофотометром (принадлежащим ЛГУ), установленным на том же рефлекторе; фотоумножитель, примененный в фотометре ЛГУ, был также другим, но светофильтры — прежние.

Как мы уже отметили, для перехода от второй системы к первой наблюдались звезды из ассоциации Персей II. Этот переход для цветовых эквивалентов был осуществлен при помощи графического сопоставления значений цветовых эквивалентов первой системы со значениями второй.

Средняя точность одного каталожного значения до и после редукции характеризуется следующими числами.

	$\sigma_{жс}$	$\sigma_{сф}$
II	± 0.007	± 0.008
I	± 0.008	± 0.008

Перевод звездных величин второй системы к первой был осуществлен с помощью тех же звезд, которые служили для редукции цветовых эквивалентов. На основании данных наблюдений была получена редукционная формула для этого перевода:

$$(\Delta m_{II})_I = \Delta m_{II} + 0,506 + 0,656 C_I \pm 0,045 \pm 0,055 \quad (6)$$

где Δm_{II} — разность звездных величин во второй системе, а $(\Delta m_{II})_I$ — разность, приведенная к первой системе.

Пользуясь графиками и формулой (6) мы привели все цветовые эквиваленты и звездные величины, наблюдаемые во второй системе, к первой системе.

Как известно, в последнее время широкое распространение в электрофотометрических работах получила система звездных величин и цветовых эквивалентов, выведенных Джонсоном и Морганом [12, 16]. На IX международном астрономическом конгрессе (Дублин) эта система была принята, как основная международная система фотоэлектрических звездных величин и цветовых эквивалентов. Ввиду этого, для перехода к этой системе (U, B, V) нами были наблюдаемы некоторые звезды из списка Джонсона-Моргана [12, 15]. Из наблюдений этих звезд были получены редуccionные формулы

$$m_{фв.} = 5.914 + \Delta m_{ox} + 0.089 (B - V) \pm 0.021 \pm 0.043 \quad (7)$$

$$B - V = 0.955 + 1.253 C_{сж} \pm 0.018 \pm 0.027 \quad (8)$$

$$U - B = 1.620 + 1.040 C_{сф} \pm 0.004 \pm 0.003 \quad (9)$$

которые дают возможность осуществить данную редуccion в систему U, B, V.

Средняя каталожная ошибка одного наблюдения звездных величин и цветовых эквивалентов после редуccion к международной системе характеризуется таблицей 2, в которой приведены обозначения трех систем и соответствующие средние каталожные ошибки одного наблюдения звездных величин и цветовых эквивалентов.

Таблица 2

№№ пп	Обознач. систем	σ_m звезд. вел.	$\sigma_{ж.с.}$	$\sigma_{сф}$
1	I	± 0.018	± 0.012	± 0.010
2	II	± 0.013	± 0.007	± 0.008
3	U, B, V,	± 0.016	± 0.012	± 0.009

Результаты наблюдений двух ассоциаций даны в конце настоящей работы. В обоих списках обозначения одинаковы и

приведены в следующем порядке: порядковый номер, номер по HD, эквивалентные координаты, полученные нами звездные величины, средние ошибки одного наблюдения. цветовые эквиваленты в трех фильтрах, соответствующие средние ошибки одного наблюдения цветового эквивалента (в нашей первой системе) и число наблюдений данной звезды.

Обсуждение всех наших результатов наблюдений мы считаем целесообразным провести после опубликования результатов поляриметрических наблюдений звезд этих двух ассоциаций.

Таблица 3

Ассоциация Цефеи II

№ № пп	HD	α_{1900}	δ_{1900}	V	$C_{\text{жс}}$	$C_{\text{сф}}$	п
1	202214	21h 9m.3	+59°35'	5.61	-0.61 ± 0.01	+0.89 0.00	2
2	E 239618	12.2	59 21	8.47	-0.31 ± 0.01	+1.20 0.00	2
3	203374	16.7	61 25	6.68	-0.52 ± 0.01	+0.12 $\pm$ 0.01	3
4	204116	21.4	54 57	8.03	-0.56 ± 0.01	+1.78 $\pm$ 0.01	2
5	204150	21.6	60 23	7.81	-0.78 ± 0.01	+0.89 $\pm$ 0.01	3
6	204327	26.1	58 18	8.28	+0.05 0.00	+1.43 $\pm$ 0.01	2
7	205139	28.3	60 01	5.48	-0.63 ± 0.00	+0.90 $\pm$ 0.01	3
8	205196	28.6	57 04	7.86	-0.24 ± 0.00	+1.12 $\pm$ 0.02	3
9	E 239712	34.0	57 41	8.35	-0.36 ± 0.00	+1.26 0.00	1
10	206165	35.2	61 38	4.89	-0.50 ± 0.00	+1.05 0.00	3
11	206183	35.3	56 32	7.68	-0.66 ± 0.01	+0.84 0.00	3
12	206267	35.9	57 02	—	-0.58 ± 0.01	+1.94 0.00	3
13	206773	39.3	57 17	6.90	-0.60 ± 0.02	+0.78 $\pm$ 0.01	4
14	E 239758	41.8	58 36	9.50	-0.37 ± 0.00	+1.79 0.00	1
15	207198	42.2	61 59	6.06	-0.49 ± 0.01	+0.96 0.00	3
16	207308	42.9	61 50	7.75	-0.56 ± 0.00	+1.00 $\pm$ 0.01	3
17	207538	44.6	59 14	7.46	-0.45 ± 0.01	+0.95 0.00	2
18	208218	49.7	62 13	6.99	-0.59 ± 0.01	+1.00 $\pm$ 0.02	3
19	208342	52.9	62 08	6.89	-0.52 ± 0.01	+1.01 $\pm$ 0.02	4
20	208905	54.3	60 49	6.83	-0.70 ± 0.01	+0.84 $\pm$ 0.02	3
21	201339	57.6	62 00	6.78	-0.73 ± 0.01	+0.78 0.00	3
22	203454	58.4	61 01	7.54	-0.62 ± 0.00	+1.00 $\pm$ 0.01	3
23	201431	58.7	57 31	5.36	-0.72 ± 0.01	+0.76 $\pm$ 0.01	3
24	203744	22 0.6	59 19	6.58	-0.70 ± 0.01	+0.98 $\pm$ 0.02	3
25	201975	2.1	61 48	5.01	-0.69 ± 0.00	+0.74 $\pm$ 0.01	ст.
26	210839	8.1	58 56	5.08	-0.55 ± 0.00	+0.86 0.00	3

Таблица 4

Ассоциация Персей II

№№ пп	HD	α_{1900}	δ_{1900}	V	Сжс	Ссф	n
1	21433	3h 25m.7	+30°12'	7.36	-0.52 ± 0.00	—	3
2	21856	29.5	35 18	5.74	-0.80 ± 0.01	+0.76 ± 0.01	2
3	22951	39.2	33 48	5.14	-0.78 ± 0.01	+0.75 ± 0.01	4
4	230.0	40.2	33 57	7.56	-0.70	+0.99	1
5	23180	41.2	32 03		-0.72 ± 0.00	+0.85 ± 0.01	2
6	23478	43.5	32 08	6.76	-0.72 ± 0.01	+1.01 ± 0.00	2
7	23625	44.7	33 27	6.81	-0.75 ± 0.02	+1.02 ± 0.01	3
8	21131	48.7	34 13	5.95	-0.78 ± 0.01	+0.77 ± 0.00	3
9	24190	49.2	34 03	7.45	-0.74 ± 0.01	+0.97 ± 0.00	2
10	24398	51.0	31 44	2.84	-0.67 ± 0.01	+0.83 ± 0.01	2
11	21534	52.3	30 54	6.36	-0.54 ± 0.02	+0.73 ± 0.02	4
12	24640	53.2	34 56	5.66	-0.82 ± 0.01	+0.78 ± 0.01	3
13	24912	55.7	35 39	4.05	-0.78 ± 0.02	+0.67 ± 0.02	2
14	25539	4 1.5	32 26	7.17	-0.75 ± 0.01	+0.94 ± 0.00	2
15	25799	3.5	32 15	7.27	-0.73 ± 0.00	+0.99 ± 0.01	3
16	25833	3.7	33 18	6.95	-0.76 ± 0.01	+1.01 ± 0.02	2

4. Հ. ԳՐԻԳՈՐՅԱՆ

Ցեֆեյ II եւ Պերսեյ II ԱՍՏՂԱՍՓՅՈՒՌՆԵՐԻ ԷԼԵԿՏՐՈՑՈՏՈՒՄՆԵՐԻԱ ԵՎ ԷԼԵԿՏՐՈԿՈՆՈՐԻՄԵՆՏԻԱ

Ա մ փ ո փ ու մ

Չնայած աստղասփյուռների հետադոտությանը նվիրված են մեծ քանակությամբ աշխատանքներ, բայց և այնպես նրանք (աստղասփյուռները) բավականաչափ չեն ուսումնասիրված:

Ներկա աշխատանքում կատարված է Ցեֆեյ II և Պերսեյ II աստղասփյուռների՝ աստղերի էլեկտրոֆոտոմետրիկ և էլեկտրոկոլորիմետրիկ ուսումնասիրություն: Այս նպատակի համար օգտագործված է Բյուրականի աստղադիտարանի էլեկտրոֆոտոմետրը, որը տեղակայված է 40 սմ դիտակի վրա: Նշված էլեկտրոֆոտոմետրի միջոցով հնարավոր է որոշել աստղերի պայծառությունները, գույները և լույսի բևեռացումը:

Քանի որ այս էլեկտրոֆոտոմետրում օգտագործված է ֆոտոբազմապատկիչ (որի ներքին ուժեղացումը մոտավորապես 10^3 կարգի է), իսկա, արտաքին ուժեղացման համար կիրառված է սովորական հաստատուն հոսանքի ուժեղացուցիչ, ընդ որում, վերջինիս ուժեղացումը խիստ դժային է:

էլեկտրոֆոտոմետրի օպտիկական մասը լավական պարզ է և չի ներկայացնում ոչ մի նորութիւն:

Աստղային էլեկտրոֆոտոմետրիայում կարեւոր հարց է հանդիսանում մթնոլորտի թափանցելիութեան դործակցի որոշումը և նրա ազդեցութեան շտկումը գիտլած արդյունքների մեջ: Նախկինում այդ շտկումը կատարւում էր բալական կոպիտ ձևով, իայց վերջին ժամանակներս այդ նպատակին նվիրւած մեծ քանակութեամբ ուսումնասիրութեանները նպաստեցին այդ հարցի մեթոդական ճշգրիտ լուծմանը: Այսպիսով, ներկայումս մթնոլորտի թափանցելիութեան դործակցի որոշումը և նրա շտկումը գիտլած արդյունքների մեջ ոչ մի պիւարութեան չի ներկայացնում:

Աշխատանքում մթնոլորտի թափանցելիութեան դործակցի որոշման համար կիրառւած մեթոդի էությունը կայանում է նրանում, որ ամբողջ գիշերվա ընթացքում որոշվում է ոչ թիւ միջին թափանցելիութեան դործակցը, այլ նրա մոտաւոր ակրն-թարթային արժեքը և ապա ճշգրիտ մեծութեանը: Մեծ ճշտութեամբ է որոշվում նույնպէս թափանցելիութեան դործակցի կախվածութեանը աստղերի դուշնից:

Նդանակի անբարենպաստութեան և մեր գիտման համար հատկացված ժամանակի կարճատևութեան հետեանքով վերը նշված երկու աստղասկիւտւաների աստղերի գիտութեաները միաժամանակ չիրագործվեցին: Այդ պատճառով ստացված գիտութեաների արդյունքները հնարավոր եղավ խմբավորել երկու դուշային սխեմաներում:

Լրացուցիչ աստղերի գիտութեաները հնարավորութեան տվեցին կապել իրար հետ ինչպէս մեր կողմից ստացված երկու սխեմաները, այնպէս էլ անցնել միջադգային սխեմայի (U, B, V սխեմա):

Այդ անցումները կարելի է իրականացնել (7), (8) և (9) բանաձևերի միջոցով:

Հոգիւածի վերջում բերված են ուսումնասիրվող երկու աստղասկիւտւաների աստղերին վերաբերվող գիտողական արդյունքները (աղյուսակներ 3 և 4):

ЛИТЕРАТУРА

1. Б. Е. Маркарян, Собр. Бюл. общ. 11, 1953.
2. A. Blaauw, В. А. N. 11, 405, 1953.
3. Н. Артюхина, А. Ж. 31, 264, 1954.
4. S. Sharpless, Ар. J. 116, 251, 1952.
5. S. Sharpless, Ар. J. 119, 200, 1954.
6. H. Johnson and W. Morgan, Ар. J. 119, 344, 1954.
7. В. Б. Никонов, Бюл. Абаст. общ. 14, 1953.]
8. В. Б. Никонов, П. Г. Куликовский, А. Ж. 16, 56, 1939.
9. J. Stebbins, C. Huffer, Publ. Washb. obs. 15. Part 5, 1934.
10. K. Bottlinger, Veröff. Berlin-Bab. 3, Heft 4, 1923.
11. J. Stebbins, A. Whitford, Ар. J. 94, 215, 1941.
12. H. Johnson, W. Morgan, Ар. J. 114, 522, 1951.
13. O. Eggen, Contr. Lick. Obs. 25, 1950.
14. C. Elvey, T. Mehlin, Ар. J. 75, 354, 1932.
15. Е. К. Никонова, Изв. Крым, астр. общ., 11, 1954.
16. H. Johnson, Ann. d'Ap. 18, 137, 1955.

К. А. Григорян

ПОЛЯРИЗАЦИОННЫЕ НАБЛЮДЕНИЯ ЗВЕЗД АССОЦИАЦИЙ ЦЕФЕЙ II И ПЕРСЕЙ II

ВВЕДЕНИЕ

Поляризация звездного света в нашей Галактике исследована в работах Хилтнера [1], Холла [2], Домбровского [3]. Благодаря этим работам стало известно, что существуют некоторые корреляции между степенью поляризации, с одной стороны, и расстоянием звезды, ее избытком цвета и интенсивностью линий поглощения, обусловленных межзвездным газом, с другой. Далее этими авторами было выяснено, что степень поляризации звездного света почти не зависит от длины волны, и в некоторых определенных областях нашей Галактики звезды показывают одинаковые направления электрических векторов. Исходя из всех этих фактов, Хилтнер и Холл пришли к выводу, что поляризация звездного света имеет межзвездное происхождение. Подобный механизм, по-видимому, удовлетворительно объясняет величину поляризации и независимость ее от длины волны при предполагаемых значениях вытянутости поглощающих межзвездных пылинок. Однако, следует отметить, что в этом случае величина магнитного поля Галактики должна быть довольно велика. Кроме того, требуются сильные ферромагнитные свойства и большая вытянутость пылинок.

В. А. Домбровский из своих наблюдений в Бюраканской обсерватории пришел к выводу, что, во всяком случае, не вся поляризация создается в межзвездном пространстве и причины ее находятся также в атмосферах самих звезд.

В последнее время появилось большое количество работ, посвященных поляризации света в отдельных областях нашей

Галактики. В этой связи представляют большой интерес работы Мартель [4], Домбровского [5] и Рожковского [6].

Результаты этих работ показали, что наблюдаемая поляризация света звезд, по-видимому, зависит от свойств межзвездной среды, поскольку свет туманностей также оказывается поляризованным.

Таким образом, определенная ориентация межзвездных пылинок, обусловленная в данной области галактическим магнитным (локальным) полем, по-видимому, приводит к тому, что звезды показывают близкую друг к другу поляризацию и одинаковые направления электрических векторов. В случае наличия локальных магнитных полей в малых областях Галактики, последние приводят к сильному отклонению электрических векторов от общего направления в данной области. Примеры такого расхождения были замечены Г. А. Шайном в нескольких областях нашей Галактики [7].

Шайн пришел к выводу, что в исследуемых малых областях отчетливо видна неоднородность магнитного поля в нашей Галактике. Подобная неоднородность магнитного поля, как отмечает Шайн [7], приводит также к отклонениям направления вытянутости газовых туманностей в данной области.

Все это говорит о том, что при изучении поляризации звездного света в нашей Галактике связь магнитного поля с поляризацией оказывается весьма сложной. Она может оказаться еще более сложной вследствие наличия в Галактике таких составных единиц, как скопления и ассоциации. Поэтому представляет интерес исследование характера поляризации в ассоциациях.

Исходя из этого, мы произвели электрофотометрическое исследование поляризации света звезд спектральных классов О и В, входящих в состав звездных ассоциаций Цефей II и Персей II.

НАБЛЮДАТЕЛЬНЫЙ МАТЕРИАЛ И МЕТОДИКА НАБЛЮДЕНИЙ

В нашей работе были выбраны для электрополяриметрического исследования 44 звезды из двух ассоциаций — Цефей II и Персей II, звездные величины и цветовые эквиваленты которых, полученные нами, приведены в нашей работе [8].

Наблюдения были произведены в течение одного сезона летом 1954 года на звездном электрофотометре, оптическая и электрическая часть которого описаны в работе [8]. Обработку наблюдений мы вели по методу В. А. Домбровского [9]. Как при электрофотометрических и электроколориметрических наблюдениях, так и в этом случае отбросы гальванометра были записаны фотографически. Необходимое приспособление для этого было сделано в механической мастерской Бюраканской обсерватории.

Как известно [9], зависимость разности интенсивностей ($I_{\varphi} - I_{\varphi+90}$) от соответствующего угла поворота (φ) поляроида можно выразить следующим образом.

$$\frac{I_{\varphi} - I_{\varphi+90}}{I_{\varphi} + I_{\varphi+90} - 2I_{\text{фона}}} = \delta \cos 2(\varphi - \theta_0). \quad (1)$$

Принимая, что $I_{\varphi} - I_{\varphi+90}$ пропорционально $p_{\varphi} - p_{\varphi+90}$, т. е. отбросу гальванометра, получим:

$$\frac{p_{\varphi} - p_{\varphi+90}}{p_{\varphi} + p_{\varphi+90} - 2p_{\text{фона}}} = \delta \cos 2(\varphi - \theta_0), \quad (2)$$

где p_{φ} — отброс гальванометра при угле поворота поляроида φ , δ — степень поляризации, а θ_0 — угол поворота поляроида, соответствующий положению плоскости поляризации излучения звезды.

Таким образом, совершенно очевидно, что графически сопоставляя значения $\frac{p_{\varphi} - p_{\varphi+90}}{p_{\varphi} + p_{\varphi+90} - 2p_{\text{ф}}}$, полученные из наблюдений, со значениями угла поворота поляроида φ и подбирая к полученным точкам кривую $\delta \cos 2(\varphi - \theta_0)$, можно определить параметры поляризации δ и θ_0 . Для двух звезд большой и малой степени поляризации результаты наблюдения изображены на рис. 1. При этом надо отметить, что в наше исследование не входило выяснение характера поляризации звездного света, который, как нам кажется, требует специального исследования. Попытка такого исследования была сделана в работе Домбровского [9]. Мы всюду предполагаем, что поляризация линейная.

Звезды нашей программы были наблюдаемы в хорошие безлунные ночи. Большинство звезд были наблюдаемы два раза, а

Ассоциация Циф. II

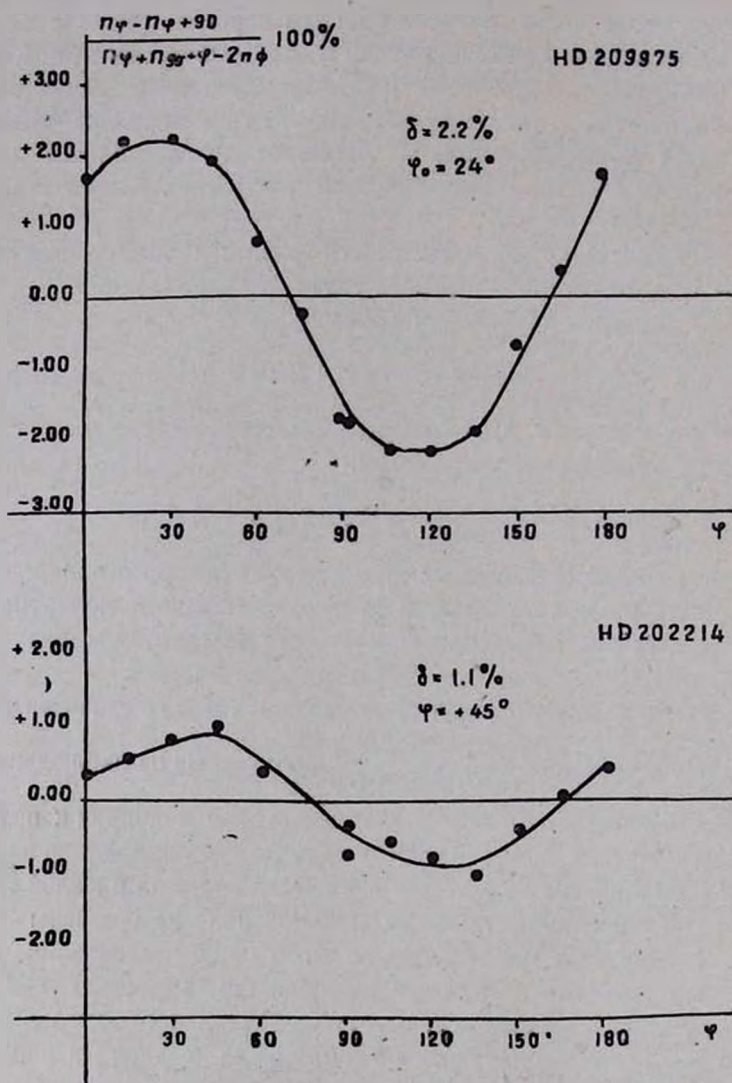


Рис. 1. Кривые изменения степени поляризации в зависимости от угла поворота поляроида φ .

некоторые три, четыре раза. Все наши наблюдения были выполнены без фильтра. Средняя точность одного каталожного значения δ и θ_0 составляет соответственно 0.2% и 5°. Полученные из наблюдений результаты сведены в две таблицы. В таблице 1 приведены результаты наблюдений звезд из ассоциации Цефей II, а в таблице 2— Персей II. Обозначения в обеих таблицах одинаковы и приведены в следующем порядке: порядковый номер звезд, номера по HD, наши определения звездных величин и спектральные типы по [13], [12], [15]. В последних двух столбцах дана степень поляризации δ (в процентах) и позиционный угол плоскости преимущественных колебаний электрического вектора θ_0 . Результаты каждого наблюдения приводятся в отдельной строке. В нашу программу наблюдений были включены еще две звезды из области ассоциации Цефей II (α Цефея и VV Цефея) по предложению В. А. Амбарцумяна. Результаты наблюдений этих звезд приведены в конце таблицы. Как известно, эти звезды находятся в области Цефей II и своими физическими свойствами очень сильно отличаются от остальных звезд ассоциации Цефей II. Однако следует отметить, что подобное сильное различие не было замечено при поляриметрическом исследовании. Последний факт представляет большой интерес.

Таблица 1

Ассоциация Цефей II

№№ пп.	HD	V	Sp	Дата	δ	θ_0
1	202214	5.61	B0 V	28.9—54 г.	1.1 ² / ₀	105°
2	E 239618	8.47	B2e	29.9	1.2	105
3	203374	6.68	B0 IVpe	28.9	3.1	119
4	204116	8.03	B1 Ve	23.9	0.7	95
				8.10	0.8	96
				28.9	1.1	61
				27.10	1.1	61
				25.10	1.1	61
5	204150	7.81	B0n	23.9	1.1	123
				8.10	1.1	126
				4.10	1.1	126
6	204827	8.28	B0 V	28.9	4.8	71
				27.9	5.0	67
7	205139	5.48	B1 s	28.9	2.3	58
				29.9	2.3	51
8	205196	7.86	B1 II	23.9	2.8	79

1	2	3	4	5	6	7
9	E 239712	8.35	B2 e	27.9—54 г. 29.9 3.10	2.8 1.2 1.4	79 66 68
10	205165	4.89	B2 Ib	28.9 29.9	1.4 0.9	126 —
11	206183	7.68	E0	27.10 29.9	1.1 1.1	41 51
12	206267	—	O6	28.9 8.10	2.9 2.4	57 56
13	206327	—	B2	29.9 8.10	1.5 1.4	113 108
14	205773	6.90	B0 V pe	27.10 23.9	2.0 1.7	166 156
15	207198	6.06	O9 II	29.9 30.9	1.3 1.1	51 48
16	207308	7.75	B2	29.9 30.9	0.7 1.0	71 67
17	207538	7.46	B0 V	23.9 3.9	2.2 2.4	61 56
18	207951	—	B2	29.9 3.10	0.0 0.0	00 00
19	208218	6.99	B1 III	23.9 30.10	1.5 1.3	61 68
20	203392	6.89	B1 IV	30.9 23.9	1.9 2.2	49 51
21	208505	6.83	B Vp	23.9 3.11	1.2 0.9	51 41
22	209339	6.78	B1 IV	3.10 30.9	2.2 2.4	91 93
23	209454	7.54	B2	23.9 29.9	2.4 1.3	70 81
24	209481	5.35	O9 V	16.9 8.10	1.5 2.6	78 71
25	209744	6.58	B1 V	29.9 29.9	2.4 1.5	66 66
26	209975	5.01	O9	23.9 10.10	1.6 2.1	67 87
				9.10 10.10	2.2 2.5	85 86
				30.9 11.10	1.8 2.2	80 84
27	210839	5.08	O6nf	29.9 8.10	2.0 2.0	51 46
28	μ Цеф.	—	M2 Ia	10.10 9.10	2.8 2.4	41 41
				3.9 9.10	1.8 1.9	46 46
29	VV Цеф.	—	—	3.10	2.1	47

Таблица 2

Ассоциация Персей II

№№ пп.	HD	V	S _p	Дата	%	u _н
1	21483	7.36	—	21.10—54 г.	1.4%	101 ⁰
2	21856	5.74	B0.5 V	21.10	1.1	101
3	22951	5.14	B0 V	21.10	1.4	71
4	23060	7.56	B3 V	4.10	1.6	71
				5.10	1.3	77
				5.10	1.3	119
5	23478	6.76	B3 V	30.9	1.5	116
				5.10	1.6	49
6	23625	6.81	B2.5 V	30.9	1.5	54
				5.10	1.2	51
				30.9	0.6	56
7	24131	5.95	B1 V	21.10	1.4	86
				30.9	1.4	101
8	24190	7.45	B2.5 V	21.10	0.9	93
				30.9	0.9	93
9	24398	2.84	B1 lb	9.10	3.0	77
				30.9	2.7	66
10	24534	6.36	B0e	21.10	1.5	76
				30.9	1.2	61
11	24640	5.66	B2 V	21.10	1.1	101
				30.9	1.3	—
12	24912	4.05	O7	20.10	1.5	103
				21.10	1.6	99
13	25539	7.17	B3 V	20.10	1.1	84
				4.10	1.3	87
14	25799	7.27	B3 V	4.10	1.1	87
				20.10	1.3	87
15	25833	6.95	B4 V	20.10	1.4	91
				20.10	1.4	89

СРАВНЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Представляет большой интерес сравнение полученных нами в этой работе результатов электрополяризметрических исследований звезд двух ассоциаций с результатами других авторов. Наиболее обширные данные о поляризации содержатся в работах Хилтнера [10, 14] и Холла, Микессела [11].

Результаты сравнений показаны на рис. 2.

Из этих рисунков видно, что согласие между нашими данными для позиционного угла плоскости преимущественных колебаний электрического вектора и данными Хилтнера не особенно хорошее и даже наблюдается некоторое систематическое расхождение. Однако следует отметить, что подобное система-

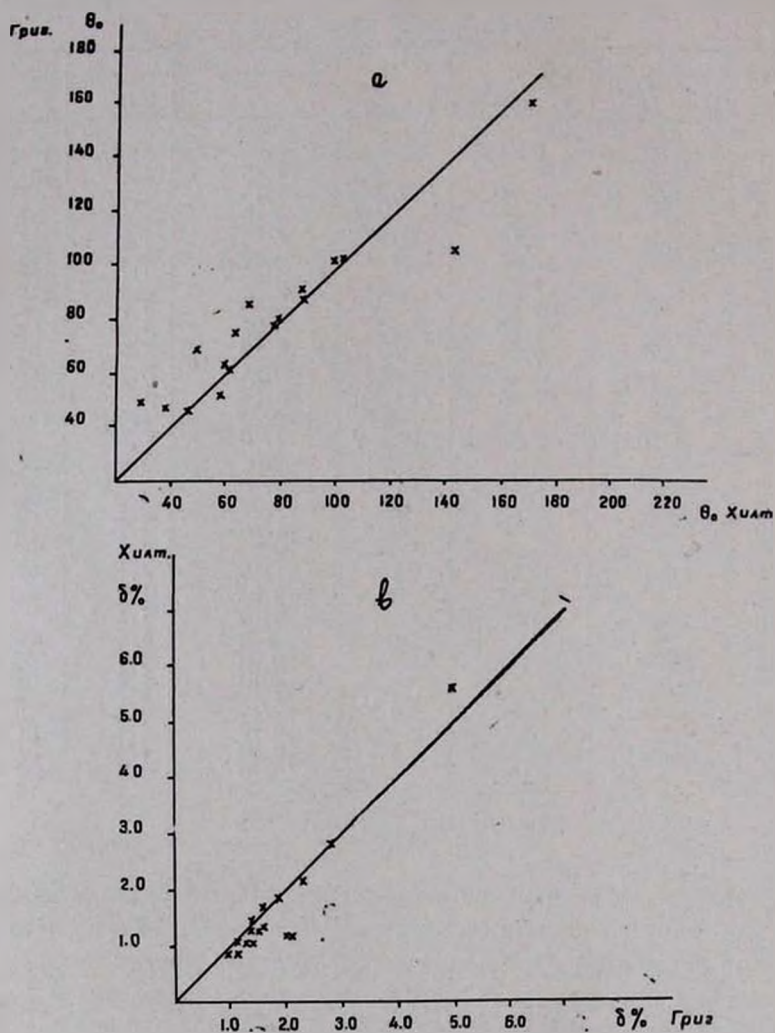


Рис. 2. Сравнение результатов наблюдений Хилтнера и автора.
а — для позиционного угла, в — для степени поляризации.

тическое расхождение наблюдается также при сравнении результатов, полученных Хилтнером и Холлом. Подобное различие было отмечено В. А. Домбровским [9] при сравнении его результатов с результатами Хилтнера и Холла.

Весьма интересен тот факт, что при сравнении наших результатов для позиционного угла плоскости преимущественных колебаний электрического вектора с результатами Холла не наблюдается никаких систематических расхождений (рис. 3).

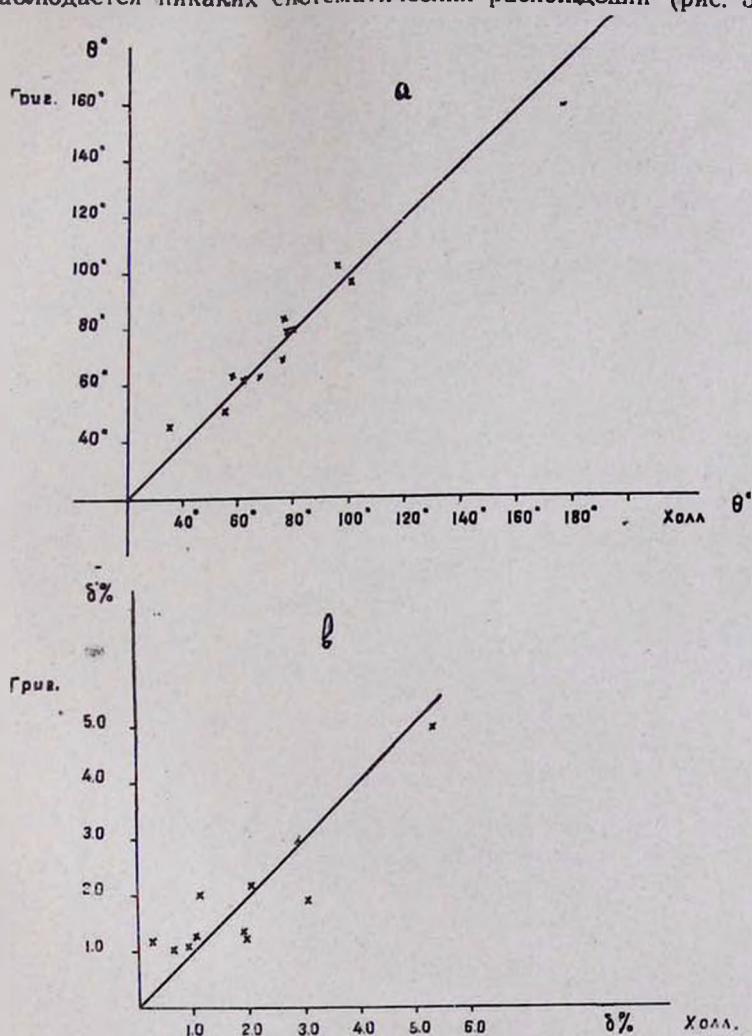


Рис. 3. Сравнение результатов наблюдений Холла и автора.
а — для позиционного угла, в — для степени поляризации.

Таким образом, исходя из вышесказанного, можно предположить, что в наблюдениях Хилтнера скрываются некоторые систематические ошибки. Вместе с этим мы должны отметить, что для трех звезд наши определения параметров поляризации сильно отличались от результатов Хилтнера и Холла. Ниже приводятся эти звезды.

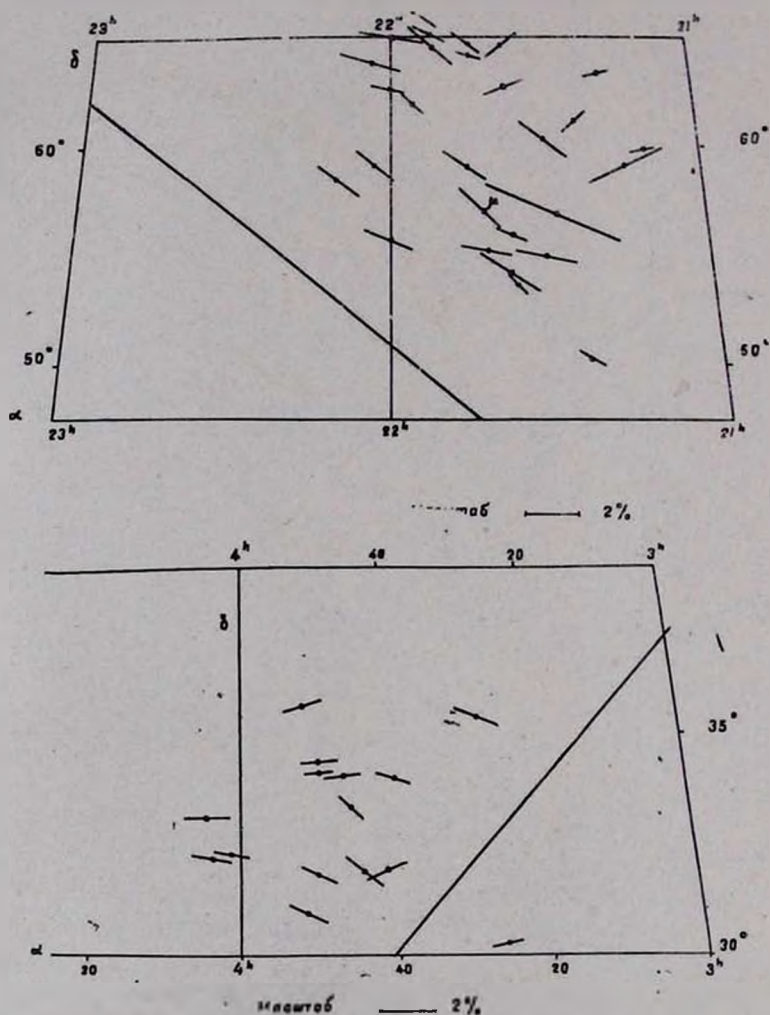


Рис. 4. Прямые на рисунке показывают направления электрических векторов и величину степени поляризации.

Таблица 4

№№ пп.	HD	Хилтнер		Григорян		Холл	
1	202214	143°	0.8% ₀	105°	1.1% ₀	160°	1.0% ₀
2	21483	176	1.4	101	1.4	186	2.0
3	24534	49	1.3	68	1.5	37	1.2

Из таблицы видно, что особенно сильно различаются позиционные углы плоскости преимущественных колебаний электрического вектора. Направления преимущественных колебаний электрического вектора для всех звезд показаны на рис. 4. Следует отметить, что внутри каждой области (Цефей II, Персей II) наблюдаются преимущественно близкие друг к другу направления этих векторов. Однако для некоторых звезд из ассоциации Цефей II и Персей II, как показывает рис. 3, характерно резкое отличие направления электрического вектора от общего направления для данной ассоциации. В связи с этим весьма интересно сопоставление результатов измерения поляризации с данными, относящимися к эмиссионным туманностям. Подобное сравнение, как известно, было выполнено для данных Хилтнера и Холла Шайном. Наши измерения позволяют провести более полное сравнение.

Обсуждение и некоторые выводы из результатов поляризметрических и колориметрических наблюдений мы приведем в отдельной статье.

4. Հ. ԳՐԻԳՐՅԱՆ

ՅԵՖԵՅ II ԵՎ ՊԵՐՍԵՅ II ԱՍՏՂԱՍՓՅՈՒՌՆԵՐԻ ՔԵՎԵՌԱԶՓԱԿԱՆ ԴԻՏՈՒՄՆԵՐԸ

Ա մ փ ո փ ո լ մ

Ներկա աշխատանքում բևեռչափական ճեղքադրություն համար ընտրված է Յեֆեյ II և Պերսեյ II աստղասիյունների պատկանող 44 աստղ:

Դիտումները կատարվել են 1954 թ., էլեկտրոֆոտոմետրով, որի օպտիկական և էլեկտրական մասերը նկարագրված են նախորդ հաղորդման մեջ: Դիտման արդյունքների մշակումը կատար-

վել է հայտնի մեթոդով [9]։ Արդյունքների միջին ճշտությունը կազմում է $0,20\%$ բևեռացման աստիճանի համար և 5° էլեկտրական վեկտորի առավելագույն տատանումների հարթության ուղղության համար։

Վերջնական արդյունքները բերված են 1 և 2 աղյուսակներում։ Աշխատանքի վերջում կատարված են համեմատություններ մեր, Հիլտների ու Հոլի դիտողական արդյունքների մեջ, համեմատություններից (գծագիր 2) պարզվում է, որ Հիլտների դիտումներում ինչ որ չափով կան սխատմամտիկ սխալներ։

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. W. Hiltner, Science, 109, 165, 1949.
2. J. Hall, Science, 109, 165, 1949.
3. В. А. Домбровский, ДАН АрмССР, 10, 199, 1949.
4. M. Martel, J. Phys. et radium 15, № 12, 815—825, 1954.
5. В. А. Домбровский, ДАН СССР, 94, 1021, 1954.
6. Д. Рожковский, ДАН СССР, 95, 37, 1954.
7. Г. А. Шайн, А. Ж., 32, 110, 331, 489, 1955.
8. К. А. Григорян, Сооб. Бюр. обс. 22, 1957.
9. В. А. Домбровский, А. Ж. 30, 69, 1953.
10. W. Hiltner, Ap. J. 114, 241, 1951.
11. J. Hall and A. Mikesil, Publ. Nav. obs. 17, 7, 1950.
12. J. Berger, Journal des Observateur 12, 1955.
13. W. Morgan, Ap. J. 118, 318, 1953.
14. W. Hiltner, Ap. J. 120, 454, 1954.
15. Б. Е. Маркарян, Сооб. Бюр. обс. 11, 1953.



Тех. редактор М. А. Кап л а н я н

Корректор Р. А. Штибен

ВФ 01311

Заказ 433

Изд. № 1366

Тираж 700

Сдано в производство 16/XI—1956 г., подписано к печати 2/II 1957 г.
3,75 п. л.

Типография Издательства АН Армянской ССР, Ереван, ул. Абовяна, 124.