

ՀԱՅԿԱԿԱՆ ՍՍՐ ԳԻՏՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ԱԿԱԴԵՄԻԱ
АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

ԲՅՈՒՐԱԿԱՆ ԲՍՏՂԱԴԻՏԱՐԱՆԻ ՀԱՂՈՐԴՈՒՄՆԵՐ
СООБЩЕНИЯ БЮРАКАНСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ

ՊՐԱԿ XXIII

ԵՐԵՎԱՆ

1957

ЕРЕВАН

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

Э. Г. Мирзабекян

ДИАГРАММНАЯ МОДУЛЯЦИЯ

В наших статьях [1—3] был описан новый радиометр—поляризационный радиометр,—предназначенный для исследования поляризации радиоизлучения трехсантиметрового диапазона длин волн. В случае, когда сечение в E -плоскости диаграммы направленности антенны этого радиометра отличается от сечения в H -плоскости, и исследуемый источник радиоизлучения находится в пределах диаграммы направленности антенны, но не на электрической оси ее, применяемый способ поляризационной модуляции дает новый эффект—эффект так называемой „диаграммной модуляции“.

§ 1. ДИАГРАММНАЯ МОДУЛЯЦИЯ В СЛУЧАЕ ТОЧЕЧНОГО ИСТОЧНИКА

Пусть диаграмма направленности нашей антенны в E -плоскости шире, чем в H -плоскости, т. е. сечения пространственной диаграммы направленности антенны в декартовых и полярных координатах имеют вид, приведенный на рис. 1 и 2.

Пусть теперь точечный источник неполяризованного радиоизлучения находится в пределах диаграммы направленности, но не на электрической оси ее.

Обозначим угол между электрической осью антенны и направлением на источник через β , а угол между направлением принимаемой поляризации и плоскостью падения—через α (рис. 3а). Плоскость падения—плоскость, проведенная через электрическую ось антенны и источник радиоизлучения. Угол β лежит в плоскости падения и отсчитывается от направления электрической оси, а угол α лежит

в плоскости, перпендикулярной электрической оси, и отсчитывается от направления плоскости падения.

Антенна поляризационного радиометра при приеме неполяризованного радиоизлучения возбуждает в цилиндрическом волноводе одновременно излучение со всеми направлениями вектора E принимаемой волны. С каждым направлением принимаемой поляризации связана диаграмма направленности антенны вдоль и поперек принимаемого вектора E .

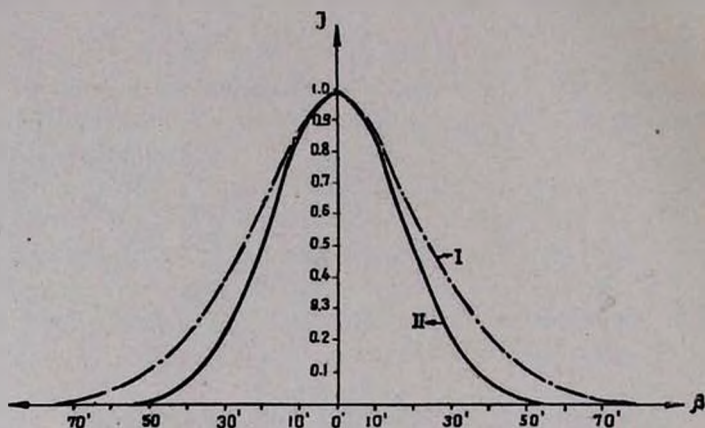


Рис. 1. Сечения диаграммы направленности антенны поляризационного радиометра в E - и H -плоскостях (в декартовых координатах)

I диаграмма направленности в E -плоскости.

II диаграмма направленности в H -плоскости.

Хотя радиоизлучение исследуемого источника неполяризовано, т. е. интенсивности излучения для любых направлений поляризаций одинаковы, в цилиндрическом волноводе поляризационного радиометра принимаемое радиоизлучение может оказаться частично поляризованным.

В самом деле, рассмотрим интенсивность двух компонент—поляризованной в направлении плоскости падения и перпендикулярно ей—радиоизлучения, принимаемого от точечного неполяризованного источника, когда источник не находится на электрической оси антенны. Когда принимаем компоненту, поляризованную вдоль плоскости падения, то

E -сечение диаграммы направленности антенны также лежит в плоскости падения (E -сечением диаграммы направленности мы будем называть сечение пространственной диаграммы вдоль вектора E принимаемой волны). Так как по условию диаграмма направленности в E -плоскости шире, чем в H -плоскости, то в этом случае диаграмма широкой стороной направлена на источник, и интенсивность принятого излучения в цилиндрическом волноводе будет определяться радиусом-вектором OP_1 (рис. 2), проведенным в направлении на источник из центра полярной диаграммы.

Во втором случае, когда принимается компонента, поляризованная перпендикулярно плоскости падения, для определения интенсивности принимаемого излучения данного направления поляризации необходимо повернуть диаграмму так, чтобы E -сечение диаграммы совпало с направлением принимаемой поляризации, т. е. необходимо повернуть диаграмму на 90° . В этом

случае диаграмма направленности будет уже обращена узкой стороной к источнику, и интенсивность принятого излучения в направлении, перпендикулярном плоскости падения, определится радиусом-вектором OP_2 , проведенным из центра полярной диаграммы в направлении на источник до пересечения с диаграммой. Так как сечения диаграммы направленности в E - и H -плоскостях различны, то ясно, что $OP_1 \neq OP_2$, т. е. интенсивности принимаемого радиоизлучения в двух рассмотренных направлениях различны. Иными словами, в цилиндрическом волноводе действительно при прохождении точечного источника неполяризован-

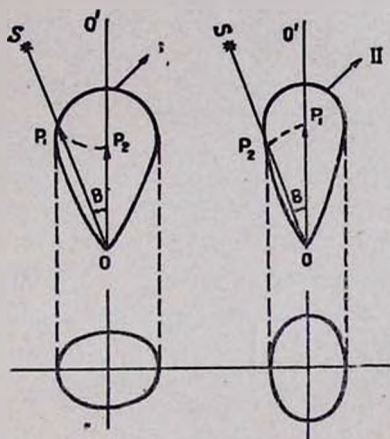


Рис. 2. Сечения полярной диаграммы направленности антенны.
I—сечение диаграммы направленности в E -плоскости.
II—сечение в H -плоскости.

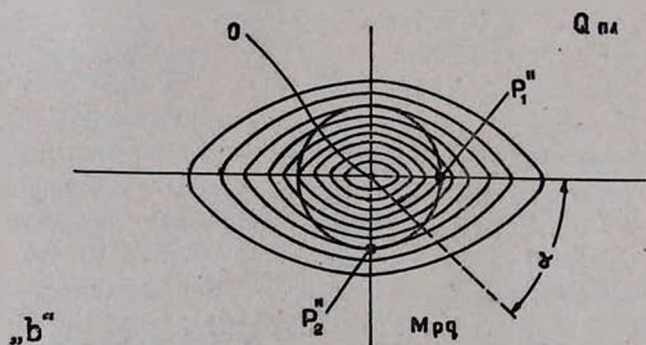
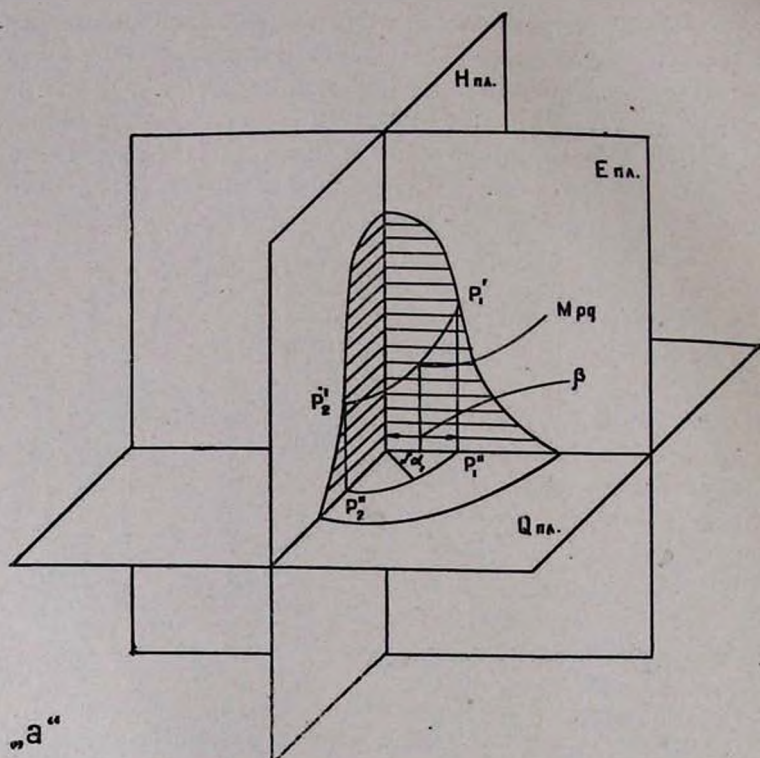


Рис. 3. К расчету диаграммной модуляции в случае точечного источника радиоплучения.

ного излучения через несимметричную диаграмму направленности антенны будет возникать частичная поляризация. Ввиду того, что диаграммы больше всего отличаются друг от друга в двух рассмотренных направлениях, то и разность между длинами векторов OP_1 и OP_2 наибольшая. Для промежуточных направлений длины векторов OP_n лежат в интервале между OP_1 и OP_2 :

$$OP_1 < OP_n < OP_2.$$

Таким образом, в цилиндрическом волноводе интенсивность принятого в направлении α радиоизлучения при фиксированном значении угла β будет функцией угла α . Вид этой функции определится кривой $P_1 P_2$ (рис. 2) пересечения конуса с вершиной в центре полярной диаграммы и углом раствора, равным 2β , с поверхностью пространственной полярной диаграммы. В случае же выражения диаграммы в декартовых координатах, зависимость интенсивности от угла α будет выражаться кривой $P_1' P_2'$ пересечения с поверхностью пространственной декартовой диаграммы кругового цилиндра с осью, совпадающей с осью диаграммы и радиусом, равным β (рис. 3а).

Ясно, что вид кривых $P_1 P_2$ или $P_1' P_2'$, определяющих изменения принимаемых интенсивностей от угла α , зависит также от углового расстояния исследуемого источника от оси антенны — от угла β . Ясно также, что если диаграмма направленности антенны в E -плоскости шире, чем в H -плоскости, то интенсивность в цилиндрическом волноводе будет наибольшей для такого направления принимаемой поляризации, при котором диаграмма широкой стороной обращена к источнику, т. е. в направлении плоскости падения. Иначе говоря, направление частичной поляризации, возникающей при косых падениях ($\beta \neq 0$) в цилиндрическом волноводе будет совпадать с направлением плоскости падения.

Определим величину этой частичной поляризации.

Общая мощность, поступающая в волновод при данном фиксированном значении угла β , равна

$$P = \int_0^{\pi/2} E^2(\alpha, \beta) d\alpha, \quad (1)$$

где $E(\alpha, \beta)$ — напряженность электрического поля в цилиндрическом волноводе в направлении z . Величина частичной поляризации равна разности мощностей в направлениях вдоль и перпендикулярно плоскости падения. (Как отмечалось выше, это направления максимальной и минимальной принимаемой интенсивности.)

Выбрав оси X и Y вдоль этих направлений, для этой разности получим

$$\begin{aligned} P_r = P_x - P_y &= \int_0^{\pi/2} E^2(\alpha, \beta_n) \cos^2 \alpha d\alpha - \int_0^{\pi/2} E^2(\alpha, \beta_n) \sin^2 \alpha d\alpha = \\ &= \int_0^{\pi/2} E^2(\alpha, \beta_n) \cos 2\alpha d\alpha. \end{aligned} \quad (2)$$

При несимметричной диаграмме направленности и при $\beta_n \neq 0$ значение $E^2(\alpha, \beta_n) \neq \text{const}$ и поэтому $P_r \neq 0$, т. е. при этих условиях в цилиндрическом волноводе будет возникать частичная поляризация принимаемого неполяризованного излучения. При работе модулятора—вращении „пластинки $\frac{\lambda}{2}$ ”—направление частичной поляризации будет вращаться, и вследствие этого в прямоугольном волноводе-анализаторе будет происходить амплитудная модуляция принимаемого радиоизлучения. При этом показания выходного прибора радиометра будут пропорциональны величине частичной поляризации—значению интеграла (2). Выходной сигнал, обусловленный диаграммной модуляцией, будет максимальным при установлении оптимальных фазовых соотношений между сигналом и опорным напряжением на синхронном детекторе. (На выходе RC -усилителя имеется синхронный детектор.) Как известно, при синхронном детектировании постоянное напряжение на выходе синхронного детектора в первом приближении равно

$$U_{\text{вых}} \approx 2 A_c \cos(\varphi - \Phi),$$

где A_c — амплитуда сигнала; φ — фаза опорного напряжения; Φ — фаза модуляции сигнала. Фаза опорного напряжения φ постоянная, фаза же модуляции сигнала Φ — определяется направлением возникающей частичной поляризации.

Как было показано выше, направление частичной поляризации всегда совпадает с направлением плоскости падения и поэтому изменяется только при изменении направления этой плоскости. Так, при изменении направления плоскости падения на угол ψ' направление частичной поляризации изменяется на этот же угол, а фаза модуляции сигнала на величину двойного угла — $2\psi'$. Это удвоение вызвано прохождением сигнала через модулятор — „пластинку $\frac{\lambda}{2}$ “. В частности,

при изменении направления плоскости падения на 90° фаза диаграммной модуляции меняется на 180° что влечет за собой изменение направления постоянного тока на выходе синхронного детектора на обратный. Когда же источник неполяризованного излучения перемещается относительно электрической оси так, что плоскость падения не меняет своего направления, фаза диаграммной модуляции остается неизменной.

Так как фаза диаграммной модуляции определяется положением плоскости падения, то можно для каждого положения плоскости падения установить по нашему желанию такое положение фазовращателя - статора мотора, при котором, в зависимости от того, для какого рода измерений работает радиометр, эффект диаграммной модуляции становится либо максимальным, либо этот эффект полностью гасится. Так, скажем, если разность фаз устанавливается равной 90° , поляризационный радиометр становится нечувствительным к диаграммной модуляции при любом таком перемещении источника относительно электрической оси антенны, при котором положение плоскости падения не изменяется. Иными словами, в этом случае диаграммная модуляция полностью „гасится“ для любых значений угла β . Если же эта разность фаз устанавливается равной 0 или 180° , то эффект диаграммной модуляции становится максимальным.

При работе же с секцией - „пластинкой“ $\frac{\lambda}{4}$ - диаграммную модуляцию можно погасить, если установить „пластинку“ $\frac{\lambda}{4}$ под углом $\pm 45^\circ$ к направлению плоскости падения — направлению частичной поляризации.

Найдем ход кривой показаний выходного прибора при прохождении неполяризованного точечного источника радиоизлучения через диаграмму направленности антенны. Источник перемещается так, что положение плоскости падения остается неизменным. Предположим, что положение фазовращателя установлено так, чтобы разность между фазой опорного напряжения и фазой модуляции сигнала, обусловленного диаграммной модуляцией, была бы равна 0 или 180° .

Для того, чтобы рассчитать кривую диаграммной модуляции, необходимо вычислить значение интеграла (2) как функцию параметра β_n . Для вычисления последнего интеграла необходимо знать вид функции $E^2(\alpha, \beta_n)$. Вид этой функции можно определить графическим способом. Для этого строим проекции кривых пересечения пространственной декартовой диаграммы направленности антенны с плоскостями, проведенными параллельно основанию, через интервалы, равные 0,04 максимальной ординаты. Эти проекции представляют собой эллипсы равной интенсивности. Далее, из центра О пересечения осей эллипсов, представляющего собой точку пересечения электрической оси с плоскостью рисунка, проводим концентрические окружности с радиусами β_n через каждые $\Delta\beta_n = 4'$. (На рис. 3б, проведена только одна окружность.) Каждой точке M_{pq} , взятой на окружности, можно приписать соответствующий коэффициент интенсивности, равный коэффициенту интенсивности эллиптического пояса, на котором лежит данная точка. Этим путем можно определить вид функции $E^2(\alpha, \beta_n)$ для каждого фиксированного углового расстояния β_n . Построенные таким образом кривые зависимости E^2 от α показывают, что с достаточной степенью точности зависимость эта линейна, т. е.

$$E^2(\alpha, \beta_n) = k(\beta_n)\alpha + C,$$

где $k(\beta_n)$ — тангенс наклона прямой, выражающей зависимость принимаемой интенсивности от угла α , а C — постоянная, которая потом сокращается. Коэффициент $k(\beta_n)$ равен

$$k(\beta_n) = \frac{E^2(\alpha = 0, \beta_n) - E^2\left(\alpha = \frac{\pi}{2}, \beta_n\right)}{\frac{\pi}{2}}.$$

Таким образом, величина частичной поляризации, как функция параметра β_n , дается выражением

$$P_r = \int_0^{\frac{\pi}{2}} k(\beta_n) \alpha \cos 2\alpha d\alpha.$$

Подставляя сюда значение $k(\beta_n)$ и выполнив интегрирование, получим

$$P_r = \frac{E^2(\alpha = 0, \beta_n) - E^2\left(\alpha = \frac{\pi}{2}, \beta_n\right)}{\pi}. \quad (3)$$

Так как показания выходного прибора пропорциональны интенсивности частичной поляризации, то по формуле (3) можно построить кривую зависимости показаний выходного прибора от угла β . Иными словами, эта кривая будет кривой изменения показаний выходного прибора радиометра при прохождении неполяризованного точечного источника радиоизлучения через диаграмму направленности антенны.

§ 2. ДИАГРАММНАЯ МОДУЛЯЦИЯ В СЛУЧАЕ ПРОТЯЖЕННОГО ИСТОЧНИКА—СОЛНЦА

Зная величину диаграммной модуляции для точечного источника можно рассчитать диаграммную модуляцию для протяженных источников.

Рассчитаем диаграммную модуляцию для Солнца, рассматривая его как совокупность точечных источников.

Каждая элементарная поверхность ΔS_{mn} (рис. 4) Солнца в зависимости от своего расположения относительно

электрической оси антенны дает диаграммную модуляцию определенной величины. Выше было отмечено, что фаза

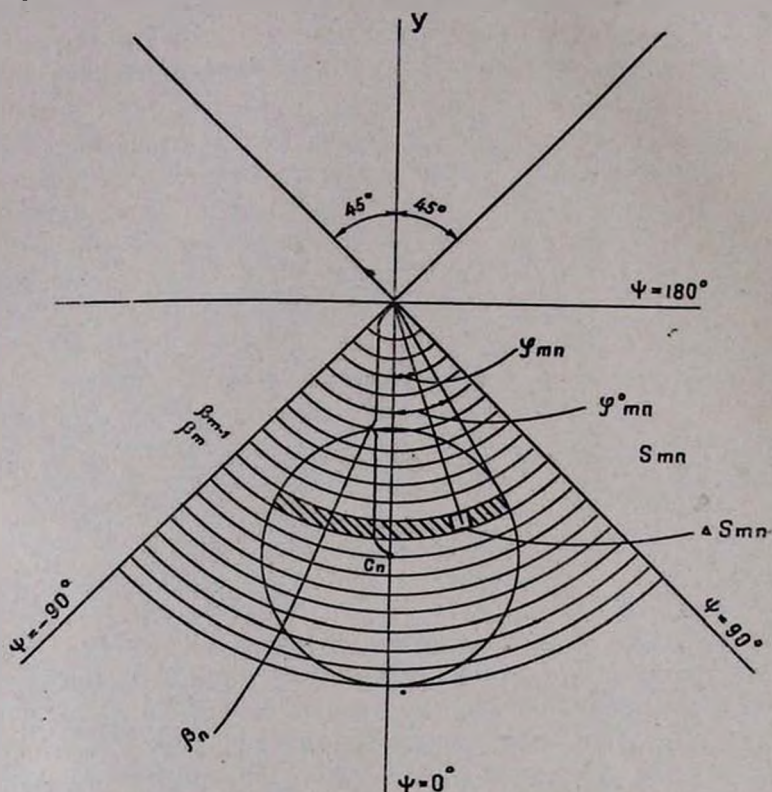


Рис. 4. К расчету диаграммной модуляции в случае протяженного источника радиоизлучения—Солнца.

сигнала диаграммной модуляции определяется положением плоскости падения. Пусть центр Солнца движется относительно электрической оси антенны в направлении оси Y . Пусть при этом фаза установлена оптимальной для сигнала, поляризованного в направлении плоскости падения, т. е. в направлении оси Y . Тогда для всех элементарных поверхностей Солнца, лежащих на диаметре, совпадающем с осью Y , фаза диаграммной модуляции будет оптимальной, а для всех других элементарных поверхностей, находящихся на

угловом расстоянии φ_{mn} от оси Y , она будет сдвинута на угол $2\varphi_{mn}$.

Для вычисления диаграммной модуляции от всего Солнца при фиксированном угловом расстоянии β_n его центра от оси антенны вычислим диаграммную модуляцию от каждой S'_{mn} полоски Солнца, составленной из элементарных поверхностей ΔS_{mn} , отстоящих на одинаковом угловом расстоянии β_m от электрической оси антенны и затем просуммируем по диску Солнца эффект от каждой такой полоски. Внутри каждой такой полоски β_m постоянно и поэтому эффект диаграммной модуляции от элементарной поверхности диска внутри этой полоски есть функция только угла φ_{mn} . Выход радиометра ΔI_{mn} , обусловленный диаграммной модуляцией элементарной поверхности ΔS_{mn} , равен

$$\Delta I_{mn} = I(\beta_m) \cos 2\varphi_{mn} \Delta S_{mn}, \quad (4)$$

где $I(\beta_m)$ — выход, обусловленный диаграммной модуляцией от точечного источника, находящегося на угловом расстоянии β_m от оси антенны в направлении оси Y .

Выход же, обусловленный диаграммной модуляцией от всей полоски S_{mn} диска Солнца, равен интегралу выражения (4) по всей площади полоски:

$$I_{mn} = \int \int_{S_{mn}} I(\beta_m) \cos 2\varphi dS.$$

Очевидно, эффект диаграммной модуляции от половинок полосок S_{mn} , лежащих вправо от оси Y , равен эффекту от левых половинок. Учитывая это и сделав соответствующие преобразования, получим

$$I_{mn} = 2 \int \int_{\frac{S_{mn}}{2}} I(\beta_m) \cos 2\varphi dS = 2 \int_0^{\varphi_{mn}} \int_{\beta_m - 1}^{\beta_m} I(\beta_m) \cos 2\varphi \cdot \beta_m^2 d\beta_m d\varphi.$$

Вынося постоянную внутри данной полоски величину $I(\beta_m)$ из-под знака интеграла и выполнив простое интегрирование, будем иметь

$$I_{mn} = I(\beta_m) (\beta_m^2 - \beta_{m-1}^2) \frac{\sin 2\varphi_{mn}}{2}.$$

Подставив сюда $\frac{S_{mn}}{\varphi_{mn}} = \beta_m^2 - \beta_{m-1}^2$, получим

$$I_{mn} = I(\beta_m) \frac{\sin 2 \varphi_{mn}^*}{2 \varphi_{mn}^2} \cdot S_{mn}.$$

Далее, просуммировав эффект диаграммной модуляции от всех полосок диска Солнца, т. е. взяв сумму вида

$$\sum_m I_{mn} = \sum_m I(\beta_m) \frac{\sin 2 \varphi_{mn}^*}{2 \varphi_{mn}^2} S_{mn}, \quad (5)$$

получим выход поляризационного радиометра, обусловленный диаграммной модуляцией от всего Солнца. Центр которого находится на угловом расстоянии β_n от электрической оси антенны.

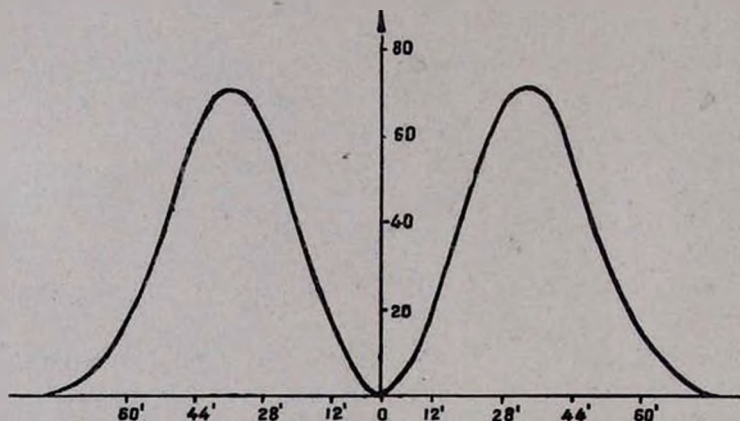


Рис. 5. Расчетная кривая диаграммной модуляции.

Для получения кривой изменения показаний выходного прибора, обусловленного диаграммной модуляцией Солнца при движении его вдоль направления оси Y , вычисляем суммы вида (5) для ряда последовательных положений Солнца. По этим вычисленным значениям и строим указанную кривую.

Вид расчетной кривой приведен на рис. 5, где по оси абсцисс отложено угловое расстояние центра диска Солнца

от электрической оси антенны, а по оси ординат—показания выходного прибора в условных единицах.

Как видно из этого рисунка, кривая диаграммной модуляции имеет двугорбый вид: когда электрическая ось антенны направлена на центр диска Солнца, показания выходного прибора падают до нуля, далее, по мере смещения Солнца относительно электрической оси в ту или другую сторону показания вначале растут, достигая максимума при угловом расстоянии между центром диска Солнца и электрической осью антенны, примерно равном $35'$, а затем они падают при дальнейшем увеличении этого расстояния.

Простые качественные соображения легко объясняют такой ход кривой диаграммной модуляции. Выше было указано, что фазовращатель позволяет установить желаемую разность между фазой диаграммной модуляции и фазой опорного напряжения для любого направления плоскости падения, т. е. для любого направления отклонения Солнца от электрической оси антенны. Скажем, мы установили эту разность фаз ψ равной нулю для плоскости падения, параллельной оси Y (рис. 6). Тогда для направления оси x , как это ясно из сказанного выше, $\psi = 180^\circ$, а для направлений $l'l'$ и kk' $\psi = 90^\circ$. При этом обусловленный диаграммной модуляцией постоянный ток от всех элементарных поверхностей Солнца, находящихся в секторах lok и $l'ok'$, будет положительным, а от всех элементарных поверхностей, находящихся в секторах lok' и $l'ok$, этот ток будет отрицательным, что на схематическом рисунке показано соответственно знаками „+“ и „—“. Величина же сигнала диаграммной модуляции от той или иной элементарной поверхности определяется ее расположением относительно электрической оси антенны. Когда электрическая ось антенны направляется на центр диска Солнца (рис. 6а), эффекты диаграммной модуляции от равных по площадям и симметрично расположенных „+“ и „—“ областей Солнца взаимно компенсируют друг друга и поэтому показания выходного прибора падают до нуля. При удалении диска Солнца от электрической оси антенны (рис. 6б) такая компенсация, конечно, нарушается, и показания выходного прибора, обус-

ловленные диаграммой модуляции, растут и достигают максимума, когда весь диск Солнца оказывается в „+“ секторе (рис. 6с), а центр его — на угловом расстоянии ϑ_{max} от электрической оси антенны. На угловом расстоянии ϑ_{max}

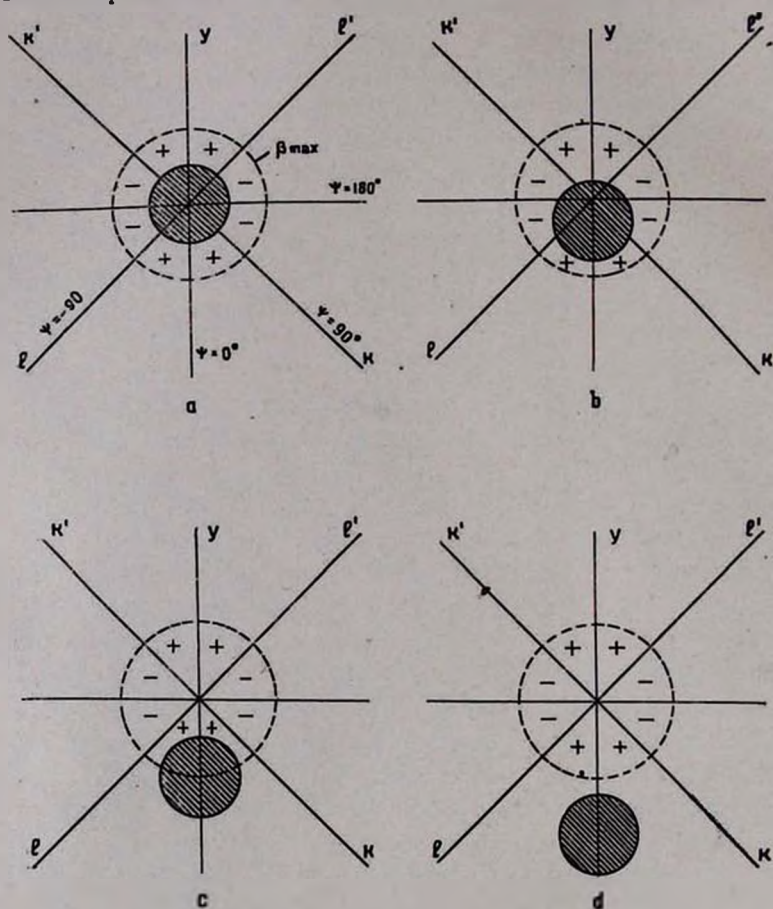


Рис. 6. К объяснению вида кривой диаграммной модуляции в случае протяженного источника радиополучения.

эффект диаграммной модуляции от точечного источника достигает максимальной величины — на этом расстоянии разницы в E - и H -сечениях диаграммы направленности антенны максимальна. Далее, при дальнейшем движении Солнца, эффект

диаграммной модуляции уменьшается: Солнце постепенно выходит из диаграммы направленности антенны—показания выходного прибора убывают до нуля.

В настоящей статье численный расчет диаграммной модуляции сделан для одного конкретного случая, когда диаграммы направленности антенны в E - и H -плоскостях имеют вид, приведенный на рис. 1. Конечно, высота максимумов кривой, начерченной на рис. 5, т. е. максимальная величина сигнала диаграммной модуляции, и угловое расстояние источника от электрической оси антенны, когда сигнал диаграммной модуляции достигает этой максимальной величины, зависят от степени асимметрии диаграмм направленности в E - и H -плоскостях.

Имеется ряд способов, позволяющих по нашему желанию, в зависимости от того, для решения какого рода задач предполагается использовать поляризационный радиометр, в той или иной степени менять разницу в ширине диаграмм направленности антенны в E - и H -плоскостях, и тем самым ослаблять или усиливать эффект диаграммной модуляции и уменьшать или увеличивать угловое расстояние от электрической оси, при котором сигнал диаграммной модуляции достигает максимальной величины.

В заключение следует отметить, что описанный в настоящей статье новый эффект—эффект диаграммной модуляции—открывает широкие и интересные возможности использования поляризационного радиометра.

Է. Ա. ՄԻՐՋԱՐԵԿՅԱՆ

ԴԻԱԳՐԱՄԱՅԻՆ ՄՈԴՈՒԼՅԱՅԻՆ

Ա մ փ ո փ ո լ մ

Հոդվածում նկարագրվում է մի նոր էֆեկտ, որն առաջանում է բևեռացման ուղիղմանորի օգնությամբ չափումներ կատարելիս—ալյակս կոչված դիսգրամային մոդուլյացիայի էֆեկտը:

Էֆեկտի էությունը կախնում է հետևյալում. եթե բևեռացման ուղիղմանորի անտենայի ուղղվածության դիպրամները E - և



Ի հարթություններում սիմետրիկ չեն և հետազոտվող ռադիոճառագայթման աղբյուրը չի գտնվում անտենայի էլեկտրական առանցքի վրա, ապա այդ աղբյուրից ընդունվող հզորությունը ալիքամուղում մոդուլյացիայի է ենթարկվում մոդուլյատորի պարաման կրկնակի հաճախականությամբ և ելքում առաջ է գալիս դիագրամային մոդուլյացիայի սիգնալ:

Տեսականորեն քննարկված է դիագրամային մոդուլյացիան, հաշվված է այդ էֆեկտը կետային և ձգված աղբյուրների դեպքերում: Այդ հաշվումների հիման վրա կառուցված դիագրամային մոդուլյացիայի կորը ունի թամբի ձև: Երբ աղբյուրը գտնվում է անտենայի էլեկտրական առանցքի վրա դիագրամային մոդուլյացիայի սիգնալը հալսասար է զերոյի: Այդ առանցքից հեռանալիս սիգնալն աճում է, հասնելով մաքսիմումի E և ի հարթություններում անտենայի ուղղվածության դիագրամների ասիմետրիայի աստիճանով որոշվող անկյունային հեռավորության վրա: Այնուհետև ալն ընկնում է, հասնելով զերոյի, երբ աղբյուրը դուրս է գալիս անտենայի ուղղվածության դիագրամից: Դուրս է բերված դիագրամային մոդուլյացիայի ֆազայի կապը աղբյուրի էլեկտրական առանցքից ունեցած շեղման ուղղությունից:

Դիագրամային մոդուլյացիայի էֆեկտը կարող է ուժեղացվել և թուլացվել կախված այն բանից, թե ինչ տիպի չափումների համար է օգտագործվում բեռացման ռադիոմետրը: Այդ էֆեկտի առկայությունը բաց է անում բեռացման ռադիոմետրի օգտագործման լայն հնարավորություններ:

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Н. Л. Кайдановский, Э. Г. Мирзавекян, С. Э. Хайкин, Труды V совещания по вопросам космогонии, стр. 113, Москва, 1956.
2. Э. Г. Мирзавекян, Сообщения Бюраканской обсерватории, вып. XIX, 1956.
3. Э. Г. Мирзавекян, Сообщения Бюраканской обсерватории, вып. XX, 1956.

Э. Е. Хачикян

К ВОПРОСУ О ПОЛЯРИЗАЦИИ ИЗЛУЧЕНИЯ КРАБОВИДНОЙ ТУМАННОСТИ

После открытия поляризации света Крабовидной туманности [1] детальное поляриметрическое исследование ее было нами опубликовано в 1955 г. [2]. Это исследование позволило сделать следующие выводы.

1. Степень поляризации меняется от точки к точке туманности, достигая 50—60% в центральной части, которая излучает в основном в непрерывном спектре.

2. Плоскость преимущественных колебаний приблизительно постоянна в центральной части туманности и хаотична на периферии.

3. Излучение туманности согласуется с гипотезой о существенной роли релятивистских электронов в излучении непрерывного спектра Крабовидной туманности.

4. Магнитное поле в центральной части туманности весьма однородно. Таким образом, предположение о крайней запутанности магнитного поля в этой части туманности оказалось совершенно неверным.

Эти результаты в дальнейшем были подтверждены работами ряда авторов [3, 4, 5, 6, 7]. Однако в них не рассмотрены периферийные области туманности. Некоторые граничные области туманности были исследованы в [2]. Уже в [8, 9] обращалось внимание на яркую восточную часть туманности, имеющей дугообразный вид. Отмечалось, что здесь степень поляризации выше, чем в других периферийных областях, причем направление плоскости преимущественных колебаний меняется регулярно и в среднем перпендикулярно границе туманности.

Для более подробного исследования этого вопроса нами были получены две серии снимков Крабовидной туманности через поляризатор на 8" и 21" телескопах системы Шмидта Бюраканской обсерватории. Сведения о снимках помещены в табл. 1, где φ — положение плоскости пропускания поляризатора по отношению к произвольному нульпункту. Методика наблюдений та же, что и в [2].

Результаты исследования нанесены на схематический рисунок туманности, где яркие в непрерывном спектре области, обведены пунктиром (рис. 1 и 2). Каждая измеряемая

Таблица 1

Дата снимка	Длительность экспозиции	φ	Сорт пластинок	Телескоп
16.9.1955	1 час. 45 мин.	0	Кодак	8"
17.9.1955	"	60	"	"
19.9.1955	"	120	"	"
12.11.1956	2 час. 00 мин.	0	"Зенит Ильфорт"	21"
14.11.1956	"	60	"	"
1.12.1956	"	120	"	"

область содержала 330 кв. сек дуги в случае 8" камеры и 65 кв. сек в случае 21" камеры. Масштаб поляризации и размер диафрагмы также показаны на рисунках.

Полученные результаты в основном подтверждают выводы предыдущих работ и позволяют сделать некоторые дальнейшие заключения относительно излучения периферийных областей Крабовидной туманности.

Как видно из рисунков, степень поляризации и направление плоскости преимущественных колебаний для восточной дугообразной и западной периферийных областей отличаются от таковых других граничных областей туманности. Подобный же характер поляризации для этих областей получен недавно Хильтнером [10] и теперь не вызывает сомнений. Следует отметить также высокую степень поляризации яркой области в южной части туманности.

С точки зрения механизма релятивистских электронов магнитное поле в рассматриваемых периферийных областях

должно быть неоднородным, и магнитные силовые линии должны быть параллельны внешнему контуру туманности. Интересно отметить, что между центральной яркой частью.

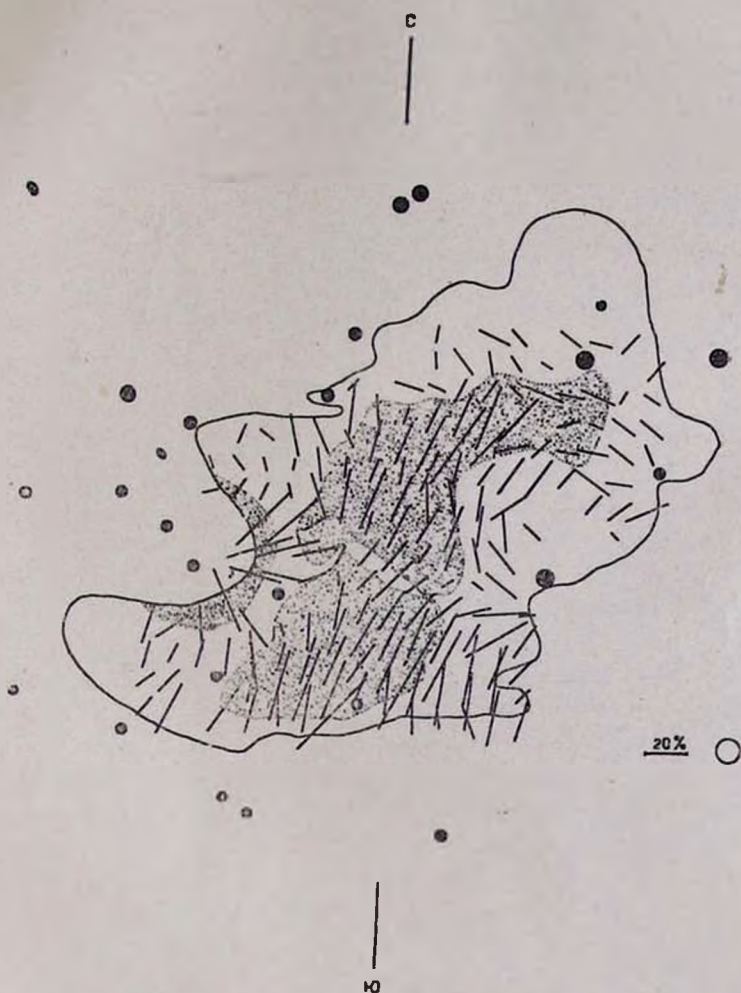


Рис. 1.

с одной стороны, и восточной и западной яркими частями туманности — с другой, имеются менее яркие промежуточные

области (что особенно хорошо заметно в восточной части). Усиление яркости к границе туманности, возможно, является следствием столкновения расширяющейся туманности с тем-

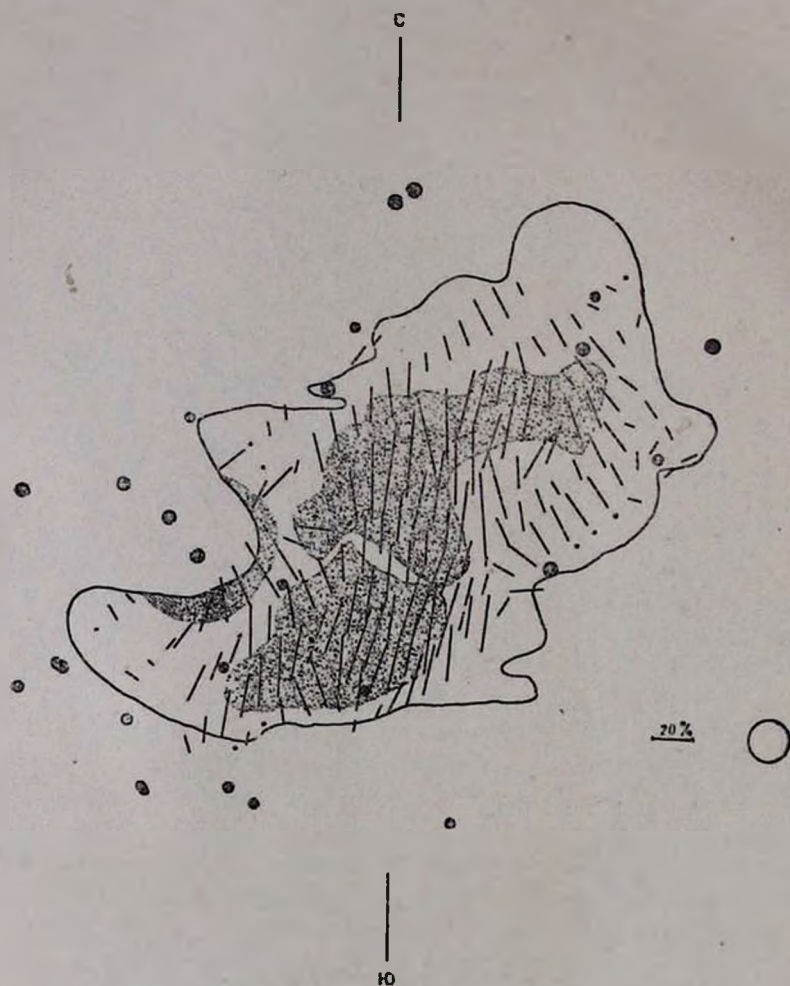


Рис. 2.

ными облаками. Такое столкновение могло привести к искривлению силовых линий. Одновременно должно было

произошли уплотнение силовых линий, т. е. увеличение напряженности магнитного поля, причем наибольшее уплотнение должно быть в средней части дуги. Как видно из рисунков, наибольшая степень поляризации наблюдается в этой части дуги.

В других периферийных областях туманности степень поляризации намного меньше или вообще отсутствует, а направление плоскости преимущественных колебаний беспорядочное.

Է. Ն. ԽԱՉԻԿՑԱՆ

ԽԵՅԳԵՏՆԱԶԻՎ ՄԻԳԱՄԱԾՈՒԹՅԱՆ ՃԱՌԱԳԱՅԹՄԱՆ ԲԵՎԵՌԱՅՄԱՆ
ՀԱՐՑԻ ԱՌԹԻՎ

Ա մ փ ո փ ու լ մ

Բյուրականի աստղադիտարանի Շմիդտի սխառմի 8" և 21" դիտակների օգնությամբ ստացված երկու սերիա լուսանկարների հիման վրա չափված է Խեյգեսնաձև միգամածության ճառագայթման բևեռացման աստիճանը նրա տարբեր մասերում: Առանձնահատուկ ուշադրություն է նվիրվել միգամածության եզրային մասերին: Չափումների արդյունքները ներկայացված են սխեմատիկ ձևով (նկ. 1 և 2): Ցույց է արված, որ միգամածության արևելյան և արևմտյան եզրային տիրույթներում բևեռացման աստիճանը ավելի բարձր է, քան մյուս եզրային տիրույթներում, իսկ էլեկտրական վեկտորի առավելագույն տատանումների հարթությունը փոփոխվում է, մնալով միջին հաշվով ուղղահայաց միգամածության եզրին: Հիշյալ մասերում պայծառության աճը գեպի միգամածության եզրը և բևեռացման ակտիվի բնույթը հավանաբար հետևանք է լայնացող միգամածության և մուլթ ամպերի ընդհարման:

ЛИТЕРАТУРА

1. В. А. Домбровский, ДАН СССР, 94, 1021, 1954.
2. Э. Е. Хачикян, ДАН АрмССР, 21, 63, 1955.
3. Г. А. Шайн, С. Б. Пикельнер, Р. Н. Ихсанов, А. Ж., 32, 395, 1955.

4. *M. Martel*, CR, 242, 1847, 1956.
5. *J. H. Oort and T. Walraven*, BAN XII, № 462, 1956.
6. *С. Б. Пикельнер*, А. Ж., 33, 785, 1956.
7. *M. Martel*, CR, 243, 1726, 1956.
8. *Э. Е. Хачикян*, Автореферат кандидатской диссерт., Ереван, 1956.
9. *Э. Е. Хачикян*, Кандидатская диссертация: „Поляриметрическое и калориметрическое исследование туманностей“, Ереван, 1957.
10. *W. A. Hiltner*, Ap. J., 125, 300, 1957.

Н. Л. Иванова

НАБЛЮДЕНИЯ 59 ЛЕБЕДЯ В 1954-1956 гг.

В 1954—1956 гг. на 10" телескопе АСИ-5 продолжались наблюдения 59 Лебеда, целью которых по-прежнему являлось спектрофотометрическое исследование непрерывного спектра. В качестве звезды сравнения использовалась расположенная близко к 59 Лебеда ($m=4.86$, класс В3 пе) звезда ω' Лебеда ($m=4.89$, класс В3). Такой выбор звезды сравнения позволил получить более точные результаты и непосредственно проследить сходство и различие в спектрах нормальной и эмиссионной звезд.

Спектры 59 Лебеда (табл. 1) и звезды сравнения были промерены на саморегистрирующем микрофотометре Бюра-

Таблица 1

Год	Число наблюдений
1954	5
1955	13
1956	11

канской обсерватории и обработаны по ранее описанному методу [1]. На рис. 1 приводятся микрофотограммы спектров 59 (а) и ω' (б) Лебеда, снятых с одинаковой экспозицией на одной и той же пластинке. Из рисунка видно, что, несмотря на присутствие эмиссии за границей Бальмеровской серии 59 Лебеда, распределение энергии двух звезд в каждой области (в фотографической и в ультрафиолетовой) почти одинаково и, следовательно, цветовые температуры почти одинаковы.

Абсолютные градиенты ω' Лебеда (звездой сравнения служила α Лирь) оказались равными для области 3650—4600 Å 1.04 (Φ_1) и для области 3100—3650 Å 0.91 (Φ_2). Эти значения близки к значениям, полученным Д. Шалонжем и Л. Диван [2], $\Phi_1=1.08$ и $\Phi_2=0.94$.

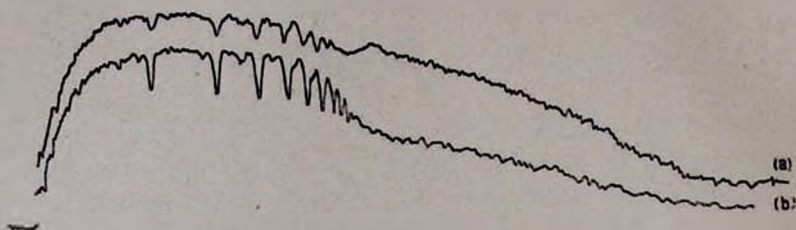


Рис. 1.

Цветовая температура ω' Лебеда оказалась ниже средней цветовой температуры звезд соответствующего класса и это, по-видимому, связано с тем, что она относится к классу светимости Ib [2].

Абсолютные градиенты 59 Лебеда для двух областей спектра и величина Бальмеровского скачка (D), полученные рядом исследователей за двадцатилетний период наблюдений, приводятся в табл. 2.

Таблица 2

Автор	Год	Φ_1	Φ_2	D
Шалонж, Барбье [3]	1935—39	0.88	0.70	—0.01
Шалонж, Диван [2]	1948	1.02	0.93	+0.01
Мирзоян [4]	1949—50	0.93	1.01	—0.03
Иванова [5]	1952—53	1.02	1.11	—0.04
Цой Дэй О [6]	1954	0.93	1.00	+0.05
Иванова	1954	1.00	1.03	+0.02
Иванова	1955	0.97	0.94	—0.01
Иванова	1956	0.93	1.03	—0.01

Как видно из табл. 2, наиболее высокую цветовую температуру 59 Лебеда имела в 1935—1939 гг.; в фотографической области эта температура совпадала с температурой абсорбционных звезд В3—В5 и несколько превосходила ее

в ультрафиолетовой области. Наблюдения периода 1948—1956 гг. показали понижение цветовой температуры, достигшей минимума для ультрафиолетовой области в 1953 г. Происшедшие одновременно с этим изменения эквивалентных ширины и контуров водородных линий и уменьшение величины Бальмеровского скачка до минимального значения ($D = -0.04$) дали нам [5] основание предположить, что этот период характеризовался относительно интенсивным выбрасыванием материи из звезды.

Можно с уверенностью сказать, что у 59 Лебеда в период между 1939 и 1948 гг. появилась оболочка небольшой оптической толщины, которая присутствует во все последующие годы, изменяясь, по-видимому, в толщине.

Следуя Струве и Мериллу [7], мы можем отнести 59 Лебеда к группе звезд со *стационарными оболочками*.

Для того, чтобы дать представление об этой группе, отметим, что характерными ее представителями являются звезды: 1) ϵ Тельца, у которой, так же как у 59 Лебеда, эмиссионные компоненты наблюдаются только у самых ранних членов серии Бальмера, слабы в $H\gamma$ и отсутствуют в $H\delta$ и у более высших членов этой серии; ширина ряда линий $He I$ наводит на мысль о быстром осевом вращении (порядка 200 км/сек) на экваторе [8]. Измеренные же Кёртисом [9] ширины линий излучения дали для 59 Лебеда скорость вращения 320 км/сек; 2) Плейона, по временам всецело теряющая свою эмиссию и обнаруживающая ее через значительный промежуток времени; так в 1938 г. у нее снова появилась водородная эмиссия после 32-летнего отсутствия. Скорость ее вращения равна 300 км/сек [9]; 3) Нормальные Ве-звезды, как, например, π Акварума и k Дракона.

В настоящий период своего развития 59 Лебеда имеет тонкую оболочку, незначительно влияющую на ее цветовую температуру.

Однако тонкие оболочки звезд Ве иногда сильно утолщаются (γ Кассиопеи, Плейона), чему способствуют быстрые вращения этих звезд, а также внутренние причины, приводящие к выбрасыванию материи.

Принадлежность 59 Лебеда к кратной системе типа Трапедии Ориона, большая скорость вращения, появляющаяся по временам эмиссия в водородных линиях, и изменения цветовой температуры позволяют ожидать в будущем значительные изменения в ее атмосфере, что делает интересными систематические наблюдения за этой звездой.

Ն. Լ. ԻՎԱՆՈՎԱ

59 ԿԱՐԱՊԻ 1954—56 ԹՎԱԿԱՆՆԵՐԻ ԴԻՏՈՒՄՆԵՐԸ

Ա մ փ ո փ ու մ

1954—56 թվականներին, 10⁰⁰ АСИ-5 դիտակի միջոցով կատարվել են 59 Կարապի աստղի սպեկտրոֆոտոմետրիկ դիտումներ: Վերջին 20 տարվա ընթացքում մի շարք դիտողների կողմից կատարված ուսումնասիրությունները ցույց են տալիս, որ 1939—48 տարիների ժամանակամիջոցում այդ աստղի շուրջը գոյացել է ոչ մեծ օպտիկական խորություն ունեցող թաղանթ, որը պահպանվել է և հետագա տարիներին, ըստ երևույթին փոխելով խորությունը:

Աշխատանքում բերվում է մի խումբ կալույն թաղանթ ունեցող աստղերի բնութագիրը: Այդ խմբին կարելի է վերագրել և 59 Կարապի աստղը:

ЛИТЕРАТУРА

1. Н. Иванова, Известия АН АрмССР, серия ФМЕТ наук, 6, 87, 1953.
2. D. Chalonge et L. Divan, Ann. d'Ap. 15, 13, 1952.
3. D. Barbier et D. Chalonge, Ann. d'Ap. 4, 42, 1941.
4. Л. Мирзоян, Астр. журн., 30, 153, 1953.
5. Н. Иванова, Сообщения Бюраканской обсерватории, вып. 14, 26, 1954.
6. Цой Дяй О, Астр. журн., 33, 503, 1956.
7. L. Aller, Astrophysics, Nuclear transformations, Stellar interiors and Nebulae, p. 142, 1954.
8. O. Struve and K. Wurm, Ap. J. 88, 84, 1938.
9. О. Струве, Эволюция звезд. И.—Л., 1954.

К. А. Григорян

ИЗБИРАТЕЛЬНОЕ ПОГЛОЩЕНИЕ В ЗЕМНОЙ АТМОСФЕРЕ

Материал для суждения о прозрачности земной атмосферы в Бюракане и изменениях ее с течением времени был получен как попутный результат при электрофотометрических наблюдениях звезд ассоциаций Цефея II, Персея II [1] и некоторых сверх-гигантов (μ Цефея, VV Цефея и др.).

Для учета избирательного поглощения в земной атмосфере была применена методика, предложенная Никоновым [2]. В указанной методике, с целью учета поглощения, наряду с программными звездами наблюдаются также стандартные звезды 5—6 раз в течение ночи, через приблизительно равные промежутки времени. Результаты этих наблюдений дают возможность определить по методу двусторонних линий Буге внеатмосферные значения звездной величины и цветовых эквивалентов стандартных звезд. Зная эти величины, не представляет уже трудности получить значения фактора избирательного поглощения для каждой ночи в зависимости от времени.

В качестве стандартных звезд были использованы HD 36399 (спектр O9, $V = 4.92$; $B - V = -0.04$; $U - B = 0.21$) и HD 209975 (спектр B9IV, $V = 5.01$; $B - V = +0.09$; $U - B = 0.85$).

Наблюдения, использованные для определения коэффициентов прозрачности, нами были собраны с 1954 по 1956 г. звездным электрофотометром Бюраканской обсерватории [1].

Как известно, показатель прозрачности атмосферы оп-

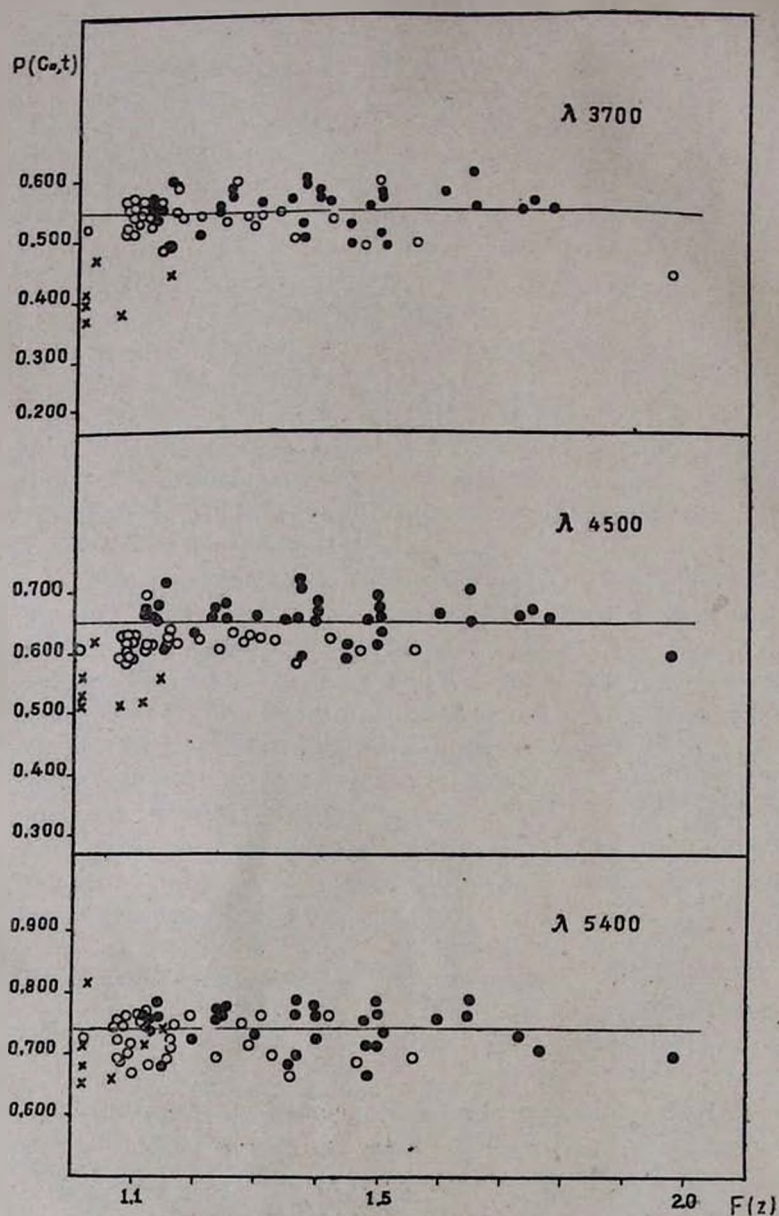


Рис. 1.

ределяется следующей известной формулой:

$$p_{\lambda} = e^{-2.5 \alpha(C, t)}. \quad (1)$$

где $\alpha(C, t)$ — избирательное поглощение в данной λ .

Из формулы (1) видно, что для определения показателя прозрачности атмосферы в трех фильтрах отдельно (эффективные длины волн которых составляют $\lambda\lambda$ 3700А, 4500А, 5400А) необходимо знать коэффициенты избирательного поглощения в этих же фильтрах. Используя независимые определения $\alpha_{ж}$ и простые соотношения $\alpha_c = \alpha_{жс} + \alpha_{ж}$, $\alpha_{\phi} = \alpha_{сф} + \alpha_c$, можно определить α_c и α_{ϕ} для этих же эффективных длин волн.

Результаты обработки 219 наблюдений вышеуказанных стандартных звезд даны в табл. 1. В ней приведены: порядковый номер, дата наблюдения и средние значения коэффициентов прозрачности, $\overline{p_{ж}}$, $\overline{p_c}$ и $\overline{p_{\phi}}$.

Таблица 1

№	Дата	$\overline{p_{ж}}$	$\overline{p_c}$	$\overline{p_{\phi}}$
1	17. X. 1954	0.76	0.65	0.56
2	18. I. 1955	0.76	0.66	0.56
3	19. I. 1955	0.73	0.64	0.53
4	21. I. 1955	0.74	0.65	0.55
5	22. I. 1955	0.68	0.62	0.52
6	29. I. 1955	0.76	0.66	0.55
7	28. I. 1955	0.75	0.66	0.58
8	30. I. 1955	0.77	0.69	—
9	31. I. 1955	0.78	0.67	0.58
10	1. II. 1955	0.78	0.70	0.58
11	31. VIII. 1955	0.71	0.62	0.57
12	27. VIII. 1955	0.71	0.61	0.55
13	7. IX. 1955	0.69	0.60	0.52
14	8. IX. 1955	0.76	0.63	0.55
15	9. IX. 1955	0.75	0.52	0.56
16	6. IX. 1956	0.71	0.53	0.40
17	10. IX. 1956	0.74	0.57	0.44

Полученные значения коэффициентов прозрачности были сопоставлены с различными массами воздуха этих стандартных звезд. Результаты этих сопоставлений показаны на рис. 1.

Из этого рисунка видно, что показатели прозрачности

для трех различных сезонов наблюдений очень близки друг к другу. Средние значения этих величин составляют: $\bar{p}_m = 0.74$, $\bar{p}_c = 0.53$, $\bar{p}_\phi = 0.56$.

Малое рассеяние значений показателей прозрачности, по-видимому, можно объяснить тем, что для наблюдения нами специально были выбраны хорошие ночи.

Зависимость коэффициентов прозрачности от эффективных длин волн показана на рис. 2. Из этого рисунка можно, по-видимому, предполагать, что эта зависимость очень близка к линейной.

Рассмотрим вопрос о приближенном законе рассеяния свега в земной атмосфере. Как известно, земная атмосфера

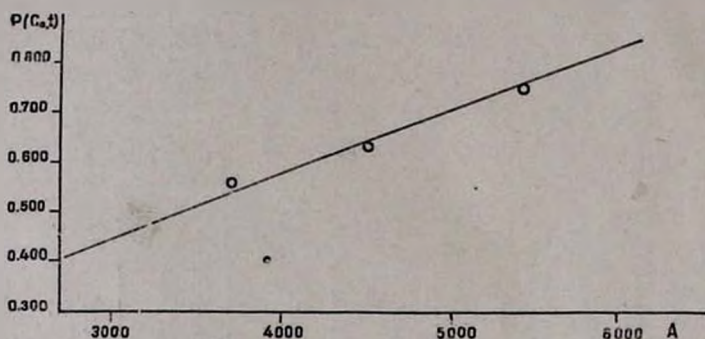


Рис. 2.

представляет собой неоднородную оптическую среду и закон Релея для нее не соблюдается. Поэтому напишем закон экстинкции в земной атмосфере, т. е. выражение для полной оптической толщины для данной λ следующим образом:

$$\tau_\lambda = a\lambda^{-4} + b\lambda^{-p(\lambda)} + c, \quad (2)$$

где первый член соответствует чисто релеевскому рассеянию, второй член—рассеянию мелкими частицами, а третий член—рассеянию крупными частицами с диаметром, значительно превышающим λ . На рис. 3 показана зависимость $\lg \bar{p}_\lambda$ от λ^{-4} для средних коэффициентов прозрачности Бюракана, полученных электрофотометрическим спосо-

бом автором и спектрофотометрическим способом Л. В. Мирзояном [3] и Н. Л. Ивановой [4].

Линии на рис. 3 представляют такие же зависимости, но только для более высокорасположенных обсерваторий, согласно [5].

Рассмотрение рис. 3 позволяет сделать следующие выводы:

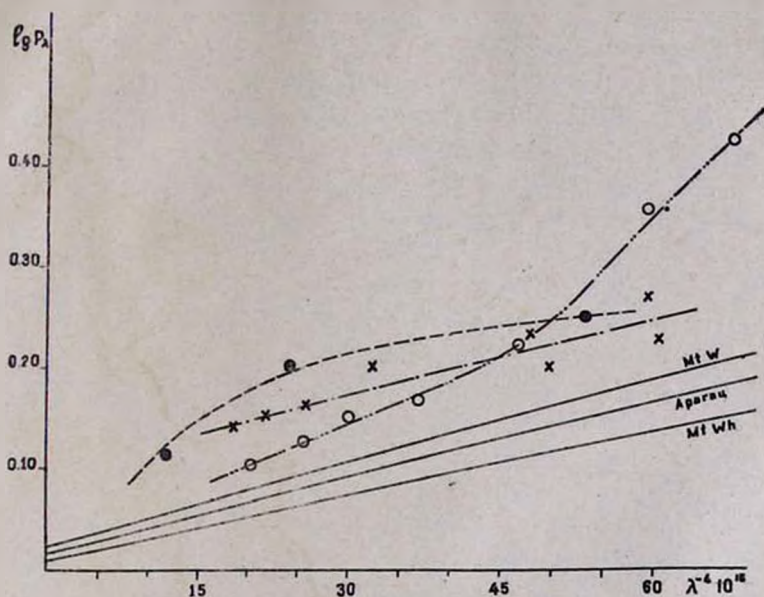


Рис. 3.

1. Рассеяние света в земной атмосфере в Бюракане, по-видимому, не подчиняется полностью релеевскому закону. Этот факт подтверждается и спектрофотометрическими наблюдениями Мирзояна и Ивановой (рис. 3).

2. Ход изменений логарифма коэффициента прозрачности $\lg \bar{P}_\lambda$ в зависимости от λ^{-1} в длинноволновой области спектра у трех авторов почти одинаков. В коротковолновой части спектра расхождение между результатами Ивановой [4], с одной стороны, и Мирзояна [3] и автора, с другой, достаточно велико.

В заключение выражаю благодарность сотруднице обсерватории Р. К. Шахбазян за помощь в наблюдениях.

Կ. Ա. ԳՐԻԳՈՐՅԱՆ

ԸՆՏՐՈՂԱԿԱՆ ԿԼԱՆՈՒՄԸ ԵՐԿՐԻ ՄԹՆՈԼՈՐՏՈՒՄ

Ա մ փ ո փ ու մ

Ներկա աշխատանքում բերված են մթնոլորտի թափանցելիության գործակցի քա չափումների արդյունքները ինչ 3700, 4500 և 5400 էֆեկտիվ ալիքային երկարությունների համար:

Օգտագործված են 1954 թ. մինչև 1956 թ. Բյուրականում կատարված աստղերի էլեկտրաֆոտոմետրիկ դիտումները, թվով 219: Թափանցելիության գործակցի կախումը օդային ղանգվածից $F(z)$ — հիշյալ երեք ալիքային երկարությունների համար բերված է № 1 նկարում: Տարբեր գիշերների համար այդ մեծությունների միջին արժեքները բերված են № 1 աղյուսակում:

№ 2 նկարում տրված է թափանցելիության միջին գործակցի կախումը ալիքային երկարությունից (λ):

№ 3 նկարի վրա բերված է այդ գործակցի լոգարիթմի կախումը λ⁻⁴-ից տարբեր հեղինակների կողմից ստացված արդյունքների հիման վրա: Աշխատանքում ստացված են հետևյալ եղրակացությունները:

1. Լուսիի ցրումը երկրի մթնոլորտում (Բյուրականում) հավանաբար լրիվ չի ենթարկվում Լեյբի օրենքին: Այդ փաստը հաստատվում է նույնպես սպեկտրոֆոտոմետրիկ դիտումներով:

2. Թափանցելիության գործակցի լոգարիթմի lg p_λ կախումը λ⁻⁴-ից, սպեկտրի երկարալիքային մասում, հեղինակի, Միրզոյանի և Իվանովայի չափումների համաձայն համարյա համընկնում են իրար հետ, իսկ կարճալիքային մասում հեղինակի և Միրզոյանի գրեթե միանման արդյունքները խիստ տարբերվում են Իվանովայի արդյունքներից:

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Կ. Григорян, Сооб. Бюракан. обсерв., XXII, 34, 1957
2. В. Никонов, Бюлл. Абаст. обсерв., 14, 1953.
3. Л. Мирзоян, Сооб. Бюракан. обсерв., XVI, 41, 1955.
4. Н. Иванова, Сооб. Бюракан. обсерв., XVI, 53, 1955.
5. Л. Мирзоян, Изв. АН АрмССР, VI, № 2, 13, 1953.

