

**ИССЛЕДОВАНИЕ
ИНСТРУМЕНТАЛЬНОЙ ЛИНЕЙНОЙ ПОЛЯРИЗАЦИИ
ЮЖНОГО СЕКТОРА
С ПЛОСКИМ ОТРАЖАТЕЛЕМ РАДИОТЕЛЕСКОПА
РАТАН-600 НА ВОЛНЕ 13 СМ**

В. И. Абрамов, Е. Н. Виняйкин

Измерена инструментальная линейная поляризация Южного сектора с плоским отражателем РАТАН-600 на волне 13 см в интервале углов места $17-87^\circ$. Ее величина составила 1.9—2.7 %, а зависимость от высоты немонотонная. Подробно рассмотрено влияние протяженности космических источников, использовавшихся для измерения инструментальной линейной поляризации, и частичной линейной поляризации радиоизлучения некоторых из них на результаты измерений.

The instrumental linear polarization of the South sector with a flat reflector of RATAN-600 has been measured at 13 cm in the intervals of elevation angles of $17-87^\circ$. Its value amounts 1.9—2.7 % and the angle dependence is nonmonotonic. An effect is considered in detail of the extension of cosmic sources used for the measurements of the instrumental linear polarization and partial linear polarization of the radio emission of some of these sources on the results of measurements.

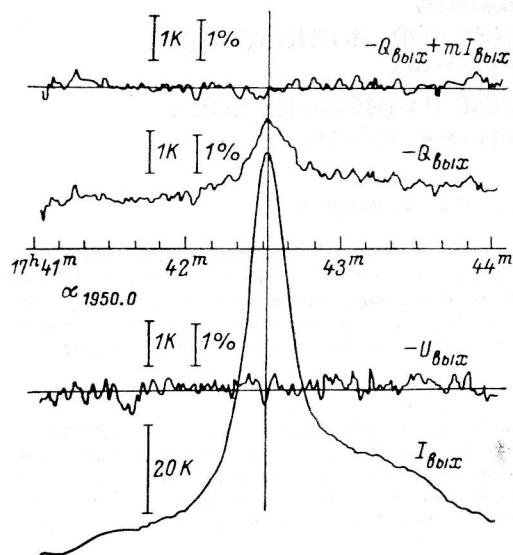
При измерениях линейной поляризации радиоизлучения космических источников необходимо учитывать инструментальную линейную поляризацию (ИЛП) радиотелескопа, характеризующую переход параметра I в Q (элемент M_{21} матрицы Мюллера [1]) и в U (элемент M_{31}). Измерения ИЛП Южного сектора с плоским отражателем РАТАН-600 на волне 13 см в зависимости от угла места были проведены в июле 1980 г. Использовался поляриметр сравнения, состоящий из штатного модуляционного радиометра и поляризационного СВЧ-тракта (ПТ) и нагруженный на первичный облучатель в виде конического рупора с дроссельной канавкой [2]. Основные параметры радиотелескопа на волне 13 см следующие:

Сектор	Юг+Плоский
Частота, ГГц	2.3
Ширина полосы пропускания на уровне 0.5 по мощности, МГц	270
Ширина ДН на уровне 0.5 по мощности	$2' \times 1^\circ$
Чувствительность по плотности потока при $\tau=1$ с	0.5 ед. потока
T_A/S	0.2 К/ед. потока

Измерения проводились методом сравнения ортогональных линейных компонент радиоизлучения. Источники регистрировались в верхней кульминации в процессе их прохождения через неподвижную диаграмму направленности (ДН) радиотелескопа. Разность мощностей вертикальной и горизонтальной поляризации соответствовала параметру Стокса Q . Для регистрации параметра U радиоизлучения источника, кульминировавшего на юге, облучатель с ПТ поворачивался на 45° по часовой стрелке (если смотреть со стороны радиометра). Поляриметр позволял измерять либо одновременно два параметра (I , Q или I , U), либо один из параметров (Q или U). В последнем случае чувствительность улучшалась вдвое по сравнению с режимом регистрации двух параметров.

Калибровочные радиоисточники, используемые для измерения ИЛП, должны быть точечными (для данной ДН), неполяризованными (или слабополяризован-

ными с известной поляризацией) и достаточно мощными. В отличие от исследования полноповоротных антенн, для которых высотную зависимость ИЛП можно измерить по одному и тому же источнику с подходящим наклоном (так как M_{21} и M_{31} обычно не зависят от азимута), для получения этой зависимости в случае меридианного инструмента необходимо регистрировать калибровочные источники с различными наклонами. Отсутствие необходимого количества источников, удовлетворяющих перечисленным выше требованиям, обусловило выбор сравнительно протяженных объектов. Радиоизлучение некоторых из них частично линейно поляризовано. Основные параметры выбранных в качестве калибровочных радиоисточников [3—9] приведены в табл. 1.



Усредненные измеренные (выходные) кривые $I_{\text{вых}}(\alpha)$, $\theta_{\text{вых}}(\alpha)$ и $U_{\text{вых}}(\alpha)$ (α — прямое восхождение) источников Стрелец А, Омега, Орион А, Дева А и Лебедь А приведены на рис. 1—3. В табл. 2 и на рис. 4 представлены зависимости измеренной осевой ИЛП $\tilde{m}_{21}(0)$ и $\tilde{m}_{31}(0)$ [элементов $\tilde{M}_{21}(0)$ и $\tilde{M}_{31}(0)$ матрицы Мюллера в процентах от $\tilde{M}_{11}(0)$] от угла места h без учета протяженности источников и возможной частичной поляризации некоторых из них. В трех

Рис. 1. Усредненные кривые $I_{\text{вых}}(\alpha)$, $Q_{\text{вых}}(\alpha)$, $U_{\text{вых}}(\alpha)$ и $Q_{\text{вых}}(\alpha) - mI_{\text{вых}}(\alpha)$ для источника Стрелец А.

последних столбцах табл. 2 указано количество записей соответствующих параметров Стокса, использовавшихся при усреднении. Поскольку дополнительно проведенные измерения показали, что ИЛП, вносимая поляриметром, ничтожно мала, то табл. 2 и рис. 4 характеризуют ИЛП антенны.

Как и следовало ожидать, для антенны, обладающей симметрией относительно вертикальной плоскости, величина $\tilde{M}_{31}(0)$ пренебрежимо мала при всех углах места. В то же время величина $\tilde{M}_{21}(0)$, которая оказалась отрицательной на всех высотах (что соответствует горизонтальной ИЛП), зависит от угла места и составляет 1.9—2.7 % от $\tilde{M}_{11}(0)$.

Однако калибровочные источники являются протяженными, а два из них частично поляризованы. Поэтому для более точного определения ИЛП M_{21} необходимо учесть эти факторы. С этой целью решена задача о влиянии конечного углового размера неполяризованного источника на результаты измерения ИЛП антенны с «ножевой» ДН.

ТАБЛИЦА 1

Источник	$\alpha_{1950.0}$	$\delta_{1950.0}$	Угловые размеры		Плотность потока на волне 13 см, ед. потока	Наличие линейной поляризации на волне ~13 см
			$(\Delta\alpha)_{0.5}$	$(\Delta\delta)_{0.5}$		
Стрелец А	17 ^h 42 ^m 32 ^s *	-28°55'	3'	3'	~1500	Отсутствует [9]
Омега (M17)	18 17 36.5	-16 12 40''	4.9	8.0	1095	»
Орион А (M42)	5 32 51	- 5 25 39	3.8	4.3	413	»
Дева А (M87)	12 28 17.56	12 40 01.7	40'' (ядро) 390 (гало)	20'' 420	140, из них 27% гало	Поляризована юго-западная часть гало [7]
Лебедь А	19 57 44.56	40 35 46	Расстояние между компонентами 110 40		953	Возможно, поляризована западная компонента [90]

Компоненты вектора Стокса на выходе антенны в случае прохождения протяженного неполяризованного источника через неподвижную ДН можно записать в виде:

$$I_{\text{вых}}(t) = \bar{M}_{11}(t) S; \quad Q_{\text{вых}}(t) = \bar{M}_{21}(t) S; \quad U_{\text{вых}}(t) = \bar{M}_{31}(t) S, \quad (4)$$

где

$$M_{ij}(t) = \left[\int_{\Omega_{\text{и}}} M_{ij}(x, y) I(x - x_{\text{и}}, y - y_{\text{и}}) dx dy \right] \left[\int_{\Omega_{\text{и}}} I(\xi, \eta) d\xi d\eta \right]^{-1}$$

— сглаженное источником сечение элемента $M_{ij}(x, y)$ матрицы Мюллера антенны; $I(\xi, \eta)$ — распределение интенсивности радиоизлучения по источнику; x, y

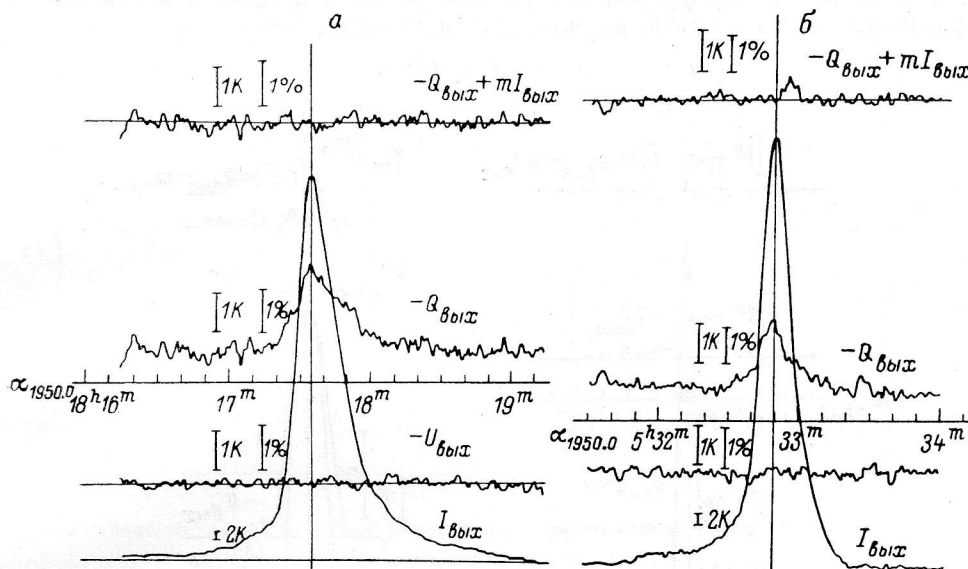


Рис. 2. Усредненные кривые $I_{\text{вых}}(a)$, $Q_{\text{вых}}(a)$, $U_{\text{вых}}(a)$ и $Q_{\text{вых}}(a) - mI_{\text{вых}}(a)$ для источника Омега (а) и усредненные кривые $I_{\text{вых}}(a)$, $Q_{\text{вых}}(a)$, $U_{\text{вых}}(a)$ и $Q_{\text{вых}}(a) - mI_{\text{вых}}(a)$ для источника Орион А (б).

и ξ, η — угловые декартовы системы координат, начало которых совпадает соответственно с электрической осью антенны и центром источника, причем оси

ТАБЛИЦА 2

Источник	Высота кульминации	$\bar{m}_{21}(0), \%$	$\bar{m}_{31}(0), \%$	Количество записей		
				I	Q	U
Стрелец А Омега	17°14'	-2.20 ± 0.12	< 0.18	3	2 без I	3 без I
	30 00	-1.95 ± 0.12	< 0.09	2	1 без I	2 без I
Орион А	40 47	-1.96 ± 0.11	< 0.12	2	1 с I	1 с I
					2 без I	2 без I
Дева А	58 41	-2.12 ± 0.10	< 0.08	3	2 с I	5 без I
					6 без I	
Лебедь А	86 51	-2.70 ± 0.12	< 0.09	1	3 с I	
					2 без I	2 без I
					1 с I	

x и ξ направлены вертикально; $S = \int_{\Omega_{\text{и}}} I(\xi, \eta) d\xi d\eta$ — плотность потока радиоизлучения источника; $x_{\text{и}}(t)$ и $y_{\text{и}}(t)$ — траектория движения источника; t — часовой угол источника; $\Omega_{\text{и}}$ — угловые размеры источника.

Выражения для нормированных сглаженных источником величин $\bar{m}_{ij}(x_{\text{и}}, y_{\text{и}})$, которые в случае «ножевой» ДН сводятся к одномерным интегралам антенного сглаживания, имеют вид:

$$\begin{aligned} \bar{m}_{11}(x_n, y_n) &\equiv \frac{\bar{M}_{11}(x_n, y_n)}{\bar{M}_{11}(0, 0)} = \frac{\int M_{11}(x_n, y) I_2(y - y_n) dy}{\int M_{11}(0, y) I_2(y) dy} = \frac{I_{\text{ВЫХ}}(t)}{I_{\text{ВЫХ}}(0)}; \\ \bar{m}_{21}(x_n, y_n) &\equiv \frac{\bar{M}_{21}(x_n, y_n)}{\bar{M}_{11}(0, 0)} = \frac{\int M_{21}(x_n, y_n) I_2(y - y_n) dy}{\int M_{11}(0, y) I_2(y) dy} = \frac{Q_{\text{ВЫХ}}(t)}{I_{\text{ВЫХ}}(0)}; \\ \bar{m}_{31}(x_n, y_n) &\equiv \frac{\bar{M}_{31}(x_n, y_n)}{\bar{M}_{11}(0, 0)} = \frac{\int M_{31}(x_n, y) I_2(y - y_n) dy}{\int M_{11}(0, y) I_2(y) dy} = \frac{U_{\text{ВЫХ}}(t)}{I_{\text{ВЫХ}}(0)}, \end{aligned} \quad (2)$$

причем при выводе (2) учтено, что угловые размеры источника в вертикальном направлении гораздо больше ширины ДН и принято, что

$$I(\xi, \eta) = I_1(\xi) I_2(\eta).$$

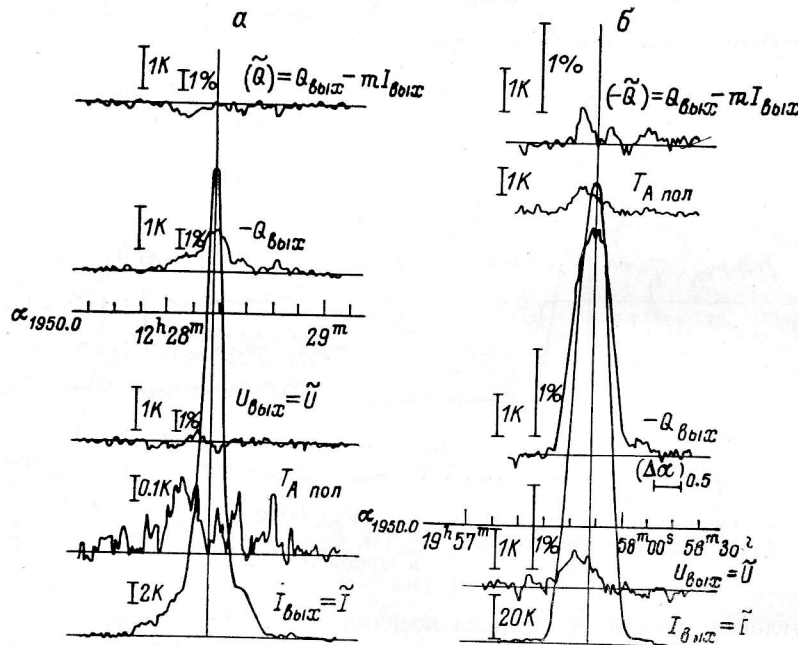


Рис. 3. Усредненные кривые $I_{\text{ВЫХ}}(a)$, $Q_{\text{ВЫХ}}(a)$, $U_{\text{ВЫХ}}(a)$, $Q_{\text{ВЫХ}}(a) - mI_{\text{ВЫХ}}(a)$, $T_{\text{А ПОЛ}}(a)$ для источника Дева А (а) и усредненные кривые $I_{\text{ВЫХ}}(a)$, $Q_{\text{ВЫХ}}(a)$, $U_{\text{ВЫХ}}(a)$, $Q_{\text{ВЫХ}} - mI_{\text{ВЫХ}}(a)$ для источника Лебедь А (б).

Элементы матрицы Мюллера связаны с амплитудно-фазовыми ДН на основных (F_{xx} , F_{yy}) и кроссполаризованных компонентах (F_{xy} , F_{yx}) следующими соотношениями [1]:

$$\begin{aligned} M_{11} &= \frac{1}{2} [(|F_{xx}|^2 + |F_{yy}|^2) + (|F_{yx}|^2 + |F_{xy}|^2)] = M_{11}^{\text{ОСН}} + M_{11}^{\text{КР}}; \\ M_{21} &= \frac{1}{2} [(|F_{xx}|^2 - |F_{yy}|^2) - (|F_{yx}|^2 - |F_{xy}|^2)] = M_{21}^{\text{ОСН}} + M_{21}^{\text{КР}}; \\ M_{31} &= \frac{1}{2} [(|F_{x'x'}|^2 - |F_{y'y'}|^2) - (|F_{y'x'}|^2 - |F_{x'y'}|^2)] = M_{31}^{\text{ОСН}} + M_{31}^{\text{КР}}, \end{aligned} \quad (3)$$

где x' , y' — система, повернутая на 45° (от оси x к оси y) по отношению к системе x , y .

В случае малых несовершенств антенны можно записать выражения для ДН вблизи главного лепестка на основных компонентах в виде ($X = x/x_0$, $Y = y/y_0$; x_0 , y_0 — ширины ДН):

$$\begin{aligned} |F_{xx}|^2 &= (1 + \alpha_G) F[(1 - \alpha_0)(X - \alpha_x), (1 + \alpha_0)Y]; \\ |F_{yy}|^2 &= (1 - \alpha_G) F[(1 + \alpha_0)X, (1 - \alpha_0)(Y - \alpha_y)], \end{aligned} \quad (4)$$

где малые величины $\alpha_G, \alpha_\theta, \alpha_x, \alpha_y$ отвечают искажениям ДН на основных поляризациях, обусловленных различными несовершенствами антенны. Величина α_G характеризует «вариации» осевого усиления антенны при изменении ее поляризации. Эти вариации могут быть вызваны несовершенствами облучателя (асимметрия ДН относительно поляризации), зеркала (погрешности поверхности, форма раскрыва, щели между щитами), рассеянием на окружающих предметах (тягах, земле). Величина α_θ обусловлена «эллиптичностью» сечения ДН облучателя при идеальной зеркальной системе. Величины α_x, α_y отражают существование «перекоса» электрической оси антенны относительно ее геометрической оси (при идеальном зеркале с вертикальной и горизонтальной симметрией), который при переключении поляризации антенны приводит к ска-

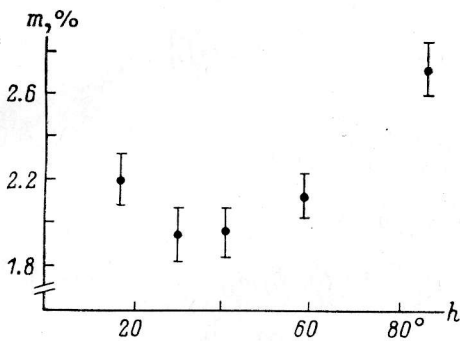


Рис. 4. Угловая зависимость осевой инструментальной линейной поляризации Южного сектора с плоским отражателем.

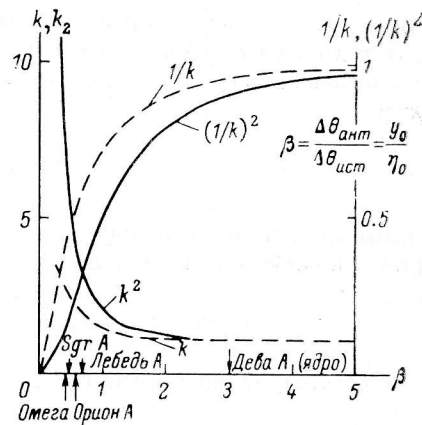


Рис. 5. Зависимость коэффициентов $k, k^2, 1/k, 1/k^2$ от β .

нированию ДН. Причиной «перекоса» может быть поперечное смещение фазового центра облучателя из фокуса зеркала (например, в случае облучателя в виде открытого конца круглого волновода из-за наличия паразитной моды E_{01}).

Разлагая (4) в ряд по α_i и учитывая только члены первого порядка малости, после подстановки в (3) можно получить:

$$M_{11}^{осн} \approx F(X, Y) - \frac{1}{2} [F'_X(X, Y) \alpha_x + F'_Y(X, Y) \alpha_y];$$

$$M_{21}^{осн} \approx M_{21}^G + M_{21}^3 + M_{21}^u,$$

где

$$M_{21}^G = \alpha_G F(X, Y) \approx \alpha_G M_{11}^{осн};$$

$$M_{21}^3 = \alpha_\theta [F'_Y(X, Y) Y - F'_X(X, Y) X];$$

$$M_{21}^u = \frac{1}{2} [\alpha_y F'_Y(X, Y) - \alpha_x F'_X(X, Y)]. \quad (5)$$

Как показывает анализ, для зеркальных антенн влиянием кроссполяризации на элементы M_{11} и M_{21} в большинстве случаев можно пренебречь. Поскольку для синфазной апертуры $F(X, Y)$ — симметричная функция, то, как следует из (5), представление M_{21} в виде суммы трех членов является разложением ИЛП на осевую симметричную M_{21}^G и внеосевые $M_{21}^3(0, 0) = M_{21}^u(0, 0) = 0$ симметричную M_{21}^3 и антисимметричную M_{21}^u функции.

Искажения, вносимые сглаживанием (2), для каждой составляющей M_{21} будут различными. Рассмотрим их на примере гауссовых ДН антенны

$$F(X, Y) = e^{-(X^2+Y^2)}$$

и распределения интенсивности радиоизлучения источника в горизонтальной плоскости

$$I_2 = I_0 e^{-\left(\frac{\eta}{\eta_0}\right)^2}.$$

Подставляя $M_{11} = m_{11} = e^{-(X^2+Y^2)}$ в (2), получим $\tilde{m}_{11} = e^{-\left[X_n^2 + \left(\frac{1}{k} Y_n\right)^2\right]}$, причем $K = [(1 + \beta^2)/\beta^2]^{1/2}$, $\beta = y_0/\eta_0$.

а) Составляющая M_{21}^G . Подставляя $M_{21}^G = m_{21}^G = \alpha_G e^{-(X^2+Y^2)}$ в (2) и заменяя пределы интегрирования на $\pm \infty$, получим

$$\tilde{m}_{21}^G = \alpha_G e^{-\left[X_n^2 + \left(\frac{1}{k} Y_n\right)^2\right]}.$$

Сравнивая \tilde{m}_{21}^G с m_{21}^G , видим, что сглаживание приводит к уширению кривой в k раз в горизонтальной плоскости.

б) Составляющая M_{21}^3 . Подставляя $M_{21}^3 = m_{21}^3 = 2\alpha_3 (X^2 - Y^2) e^{-(X^2+Y^2)}$ в (2), получим

$$\tilde{m}_{21}^3 = 2\alpha_3 \left\{ X_n^2 - \left[\frac{1}{2} \frac{k^2 - 1}{k^2} + \left(\frac{1}{k} Y_n \right)^2 \right] \right\} e^{-\left[X_n^2 + \left(\frac{1}{k} Y_n\right)^2\right]}.$$

Сглаживание приводит в данном случае не только к уширению кривой в k раз в горизонтальной плоскости, но и к появлению осевой ИЛП, равной

$$\tilde{m}_{21}^3(0, 0) = -\frac{\alpha_3}{1 + \beta^2} = -\frac{e}{2} m_{21}^3(0, Y)_{\max} \frac{1}{1 + \beta^2}.$$

Кривая остаточной внеосевой ИЛП $\tilde{m}_{21}^3 = \tilde{m}_{21}^3 - \tilde{m}_{21}^3(0, 0) \tilde{m}_{11}$, описываемая выражением

$$\tilde{m}_{21}^3 = 2\alpha_3 \left\{ X_n^2 - \left(\frac{1}{k} Y_n \right)^2 \right\} e^{-\left[X_n^2 + \left(\frac{1}{k} Y_n\right)^2\right]},$$

уширяется сглаживанием в k раз, а ее максимум уменьшается в k^2 раз.

в) Составляющая M_{21}^H . Подставляя $m_{21}^H = \alpha_H (X - Y) e^{-(X^2+Y^2)}$ в (2), получим, полагая $\alpha_x = \alpha_y = \alpha_H$,

$$\tilde{m}_{21}^H = \alpha_H \left[X_n - \frac{1}{k} \left(\frac{1}{k} Y_n \right) \right] e^{-\left[X_n^2 + \left(\frac{1}{k} Y_n\right)^2\right]}.$$

Сглаживание приводит в данном случае к уширению кривой в k раз в горизонтальной плоскости и уменьшению ее максимума в k раз. Зависимости $k(\beta)$, $k^2(\beta)$, $k^{-1}(\beta)$ и $k^{-2}(\beta)$ приведены на рис. 5.

Учтем теперь возможную линейную поляризацию Девы А и Лебеда А на волне 13 см. Как уже отмечалось выше, имеются сведения о наличии небольшой линейной поляризации в Деве А [7] и Лебеде А [9] на волне 11 см, близкой к волне 13 см. Поскольку точные данные о поляризации радиоизлучения этих источников на волне 13 см не известны, то распределение по ним ИЛП с погрешностью $\ll 1\%$ казалось бы невозможно. Тем не менее задача оказывается разрешимой, если учесть некоторую априорную информацию об источнике и элементах матрицы Мюллера антенны. Дело в том, что распределение поляризации в Деве А и Лебеде А неоднородно, и имеются области, где ею можно пренебречь. Если угловые размеры этих неполяризованных областей больше или примерно равны ширине ДН радиотелескопа, то их можно использовать в качестве калибровочных для определения ИЛП. При этом оказывается возможным найти и распределение поляризованного радиоизлучения по всему источнику.

В работе [7] приведены результаты измерений линейной поляризации радиоизлучения Девы А с помощью 100-м радиотелескопа, в Эффельсберге на волне 11.1 см с шириной ДН 4.8. Поляризация, наблюдавшаяся в центре Девы А, была неотличима от той, которая наблюдалась от точечных радиоисточников как инструментальная. Отсутствие поляризации на волне 11.1 см [7] согласуется с выводами работы [10] для этой волны, но противоречит результату работы [11], в соответствии с которой на той же волне степень поляризации ин-

тегрального радиоизлучения центральной области Девы А равна $(1.0 \pm 0.2) \%$. Из рис. 3 следует, что в наших измерениях $U_{\text{вых}}(t=0) \approx 0$, что с учетом пренебрежимо малого значения M_{31} также свидетельствует об эффективности действия деполаризующих факторов при наблюдении центральной области Девы А с ДН шириной $\sim 2-4'$. Поэтому будем считать, что выходные параметры Стокса во время кульминации Девы А удовлетворяют уравнениям (2) (справедливым для неполяризованного источника) в пределах ширины ДН радиотелескопа. Используя измеренные значения $I_{\text{вых}}(t)$, $Q_{\text{вых}}(t)$ и $U_{\text{вых}}(t)$, получим из (2) значения $\tilde{m}_{21}(0) = -(2.12 \pm 0.10) \%$, $\tilde{m}_{31}(0) \approx 0$, приведенные в табл. 3.

Анализ кривой $\tilde{m}_{21}(t)$ (рис. 3) показывает, что с погрешностью $< 0.1 \%$ она не содержит составляющих внеосевой ИЛП ($\tilde{m}_{21}^3(t) \approx 0$, $\tilde{m}_{21}^1(t) \approx 0$). Как следует из рис. 5, влияние конечных размеров ядра Девы А (радиоизлучение которого вносит подавляющий вклад при $t=0$) на величину $\tilde{m}_{21}^3(t)$ и $\tilde{m}_{21}^1(t)$ мало (например, ослабление $\max\{m_{21}^3(t)\}$ с учетом гало не превышает 20% , а $\max\{m_{21}^1(t)\} - 5 \%$). Поэтому можно считать, что ИЛП южного сектора с плоским отражателем радиотелескопа РАТАН-600 на углах места $h \approx 58^\circ$ носит осевой характер, т. е.

$$m_{21}(t) \approx m_{21}^G(t) = m_{21}(0) m_{11}(t) = \alpha_G m_{11}(t) = m m_{11}(t).$$

Поскольку при изменении угла места возникновение элементов m_{21}^3 и m_{21}^1 маловероятно, то естественно предположить, что последнее равенство справедливо для всех углов места. А так как размеры источника практически не влияют на $m_{21}^G(0) = \tilde{m}_{21}^G(0)$, то исследование ИЛП в данном случае можно проводить по протяженным источникам.

Если источник и радиотелескоп удовлетворяют условиям

$$\begin{aligned} V \ll Q \sim U \ll I; M_{ij} \ll M_{jj} \ll M_{jj}; M_{32}, M_{31} \approx 0; M_{21}(t) = \\ = \frac{M_{21}(0)}{M_{11}(0)} M_{11}(t) \equiv m_{21}(0) M_{11}(t) \equiv m M_{11}(t), \end{aligned}$$

что выполнялось в наших измерениях, то сглаженные по ДН распределения параметров Стокса исследуемого радиоизлучения можно записать в виде:

$$\tilde{I}(\alpha) = I_{\text{вых}}(\alpha); \tilde{Q}(\alpha) = Q_{\text{вых}}(\alpha) - m I_{\text{вых}}(\alpha); \tilde{U}(\alpha) = U_{\text{вых}}(\alpha),$$

где

$$\alpha = \alpha_n + t.$$

Кривые $\tilde{I}(\alpha)$, $\tilde{Q}(\alpha)$, $\tilde{U}(\alpha)$ и $\tilde{T}_{\text{Апол}}(\alpha)$ для источника Дева А приведены на рис. 3, из которого видно, что западная часть гало источника частично поляризована. Это хорошо согласуется с измерениями поляризации радиоизлучения гало Девы А на волне 11.1 см с помощью 100-м радиотелескопа в Эффельсберге [7].

Что же касается источника Лебедь А, то, как видно из рис. 3, параметр \tilde{U} обращается в нуль при $\alpha_{1950.0} \approx 19^{\text{h}}57^{\text{m}}55^{\text{s}} = \alpha_0$. В предположении, что и параметр \tilde{Q} в этой точке равен нулю, воспользуемся для определения величины m ($h = h_{\text{кульм. Леб. А}}$) соотношением (6), т. е., полагая $\tilde{Q}(\alpha_0) = 0$, находим $m = \frac{Q_{\text{вых}}(\alpha_0)}{I_{\text{вых}}(\alpha_0)} = (-2.7 \pm 0.12) \%$. На рис. 3 приведены кривые $\tilde{Q}(\alpha) = -Q_{\text{вых}}(\alpha) + m I_{\text{вых}}(\alpha)$ и $\tilde{T}_{\text{Апол}}(\alpha)$. Видно, что поляризация обусловлена в основном западной компонентой.

Поскольку линейная поляризация в тепловых источниках Омега и Орион А и в Стрельце А отсутствует, то определение по ним величины $m = \tilde{m}_{21}(0)$ не вызывает особых затруднений и осуществляется подстановкой измеренных значений $I_{\text{вых}}(0)$, $Q_{\text{вых}}(0)$ в (6).

Таким образом, проведенные измерения показали, что ИЛП на Южном секторе с плоским отражателем радиотелескопа РАТАН-600 на волне 13 см имеет в основном осевой характер (т. е. обусловлена «вариациями» осевого усиления радиотелескопа при переключении поляризации) и соответствует горизонтальной поляризации ($m < 0$). Зависимость m от высоты является немонотонной, а величина m изменяется в пределах $1.9-2.7 \%$.

Полученная зависимость ИЛП от угла места свидетельствует о сложности механизма ее возникновения и требует проведения специальных исследований для выяснения вклада различных поляризационных эффектов с целью оптимизации поляризационных характеристик РАТАН-600.

Авторы благодарны Ю. Н. Парийскому, В. А. Разину, Д. В. Королькову, И. Ф. Белову, Н. С. Соболевой, А. Б. Берлину, Е. Е. Спангенбергу, М. Г. Мингалиеву, С. А. Трушкину, Л. Шариповой, С. Юсуповой, В. Г. Архангельскому, В. Д. Вьюгину за содействие в выполнении работы.

Литература

1. Есепкина Н. А., Корольков Д. В., Парийский Ю. Н. Радиотелескопы и радиометры. М.: Наука, 1973.
2. Абрамов В. И., Белов И. Ф. Поляризационные тракты поляриметров дециметрового диапазона волн радиотелескопа РАТАН-600. — В кн.: XIV Всесоюзная радиоастрономическая конференция, сентябрь 1982 г. Тезисы докладов. Ереван, 1982, с. 290.
3. A survey of 109 α recombination line emission in galactic HII region of the northern sky / E. C. Reifstein, T. L. Wilson, B. F. Burke e. a. — *Astron. and Astrophys.*, 1970, 4, p. 357.
4. Klein M. J., Stelzried C. T. Calibration radio sources for radio astronomy: precision flux-density measurements at 2295 MHz. — *Astron. J.*, 1976, 81, p. 1078.
5. The absolute spectrum of Cas. A: an accurate flux density scale and a set of secondary calibrators / J. W. M. Baars, R. Genzel, I. I. K. Pauliny-Toth, A. Witzel — *Astron. and Astrophys.*, 1977, 61, p. 99.
6. Hargrave P. J., Ryle M. Observations of Cygnus A with the 5-km radio telescope. — *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 1974, 166, p. 305.
7. The radio continuum halo of M87 / H. Andernach, J. R. Baker, A. von Kap-herr, R. Wielebinski. — *Astron. and Astrophys.*, 1979, 74, p. 93.
8. A full synthesis map of Sgr A at 5 GHz / R. D. Ekers, W. M. Goss, U. J. Schwarz e. a. — *Astron. and Astrophys.*, 1975, 43, p. 159.
9. Tabara H., Inoue M. A catalogue of linear polarization of radio sources. — *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, 1980, 39, p. 379.
10. Gardner F. F., Morris D., Whiteoak J. B. The linear polarization of radio sources between 11 and 20 cm wavelength. — *Austral. J. Phys.*, 1969, 22, p. 79.
11. De Young D. S., Hogg D. E., Wilkes C. T. Polarization and total intensity maps of extragalactic radio sources at 3.7 and 11 centimeters. — *Astrophys. J.*, 1979, 228, p. 43.

Поступила в редакцию 13 января 1983 г.