

УДК 523.164 42

## К ВОПРОСУ ОБ ИЗМЕРЕНИИ ЛИНЕЙНОЙ ПОЛЯРИЗАЦИИ РАСПРЕДЕЛЕННОГО КОСМИЧЕСКОГО РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ

*B. B. Хрулев*

Рассматривается возможность определения поляризационных характеристик отдельных областей небосвода и последующего использования их для нахождения величины побочных эффектов, сопровождающих поляризационные измерения. С помощью векторного представления поляризованного сигнала и побочного эффекта получены выражения, позволяющие определить в первом приближении поляризационные характеристики выбранных областей. Показано, что при реальных скоростях изменения характеристик побочного эффекта от времени для ряда областей поправки к первому приближению незначительны. Приведены результаты экспериментальной проверки указанного метода на волне 31,6 см.

В работах [1–10], посвященных исследованию линейной поляризации распределенного космического радиоизлучения, отмечается, что трудности поляризационных измерений связаны в конечном счете с отсутствием эталонных протяженных источников радиоизлучения, поляризационные характеристики которых известны с высокой точностью. При наличии таких источников задача выделения эффекта, обусловленного поляризацией космического радиоизлучения, на фоне побочных эффектов (поляризации радиоизлучения Земли, непостоянство характеристик радиотелескопа при изменении поляризации антенны и т. п.) была бы сравнительно простой.

В настоящей статье рассмотрена возможность эталонирования поляризационных характеристик отдельных областей небосвода и последующего использования их для определения величины побочных эффектов, сопровождающих поляризационные измерения.

### 1. СУЩНОСТЬ МЕТОДА

Будем считать, для конкретности, что

1) главный лепесток диаграммы направленности антенны симметричен, поэтому побочный эффект, связанный с неоднородностью фона космического радиоизлучения в главном луче антенны, исключается;

2) наблюдения ведутся за областью небосвода, имеющей значительную линейно-поляризованную компоненту радиоизлучения;

3) методика наблюдения заключается в измерении интенсивности радиоизлучения при различных поляризациях антенны. В случае параболической антенны изменение ее поляризации осуществляется вращением облучателя линейной поляризации вокруг электрической оси антенны с угловой скоростью  $\Omega$ .

При вращении первичного облучателя антенны, направленной на исследуемую область небосвода, эффективная температура на входе радиометра, обусловленная поляризацией космического радиоизлучения, может быть представлена в виде

$$T(t) = \frac{T_c}{2} + \frac{T_c}{2} \cos \{ 2 [\Omega t - \chi_c(t)] \}, \\ \chi_c(t) = \chi_c^0 - q(t), \quad (1)$$

где  $T_c$  — эффективная температура на входе радиометра, обусловленная линейно-поляризованной компонентой радиоизлучения исследуемой области;  $\chi_c^0$  — позиционный угол линейной поляризации в экваториальной системе координат;  $q(t)$  — экваториальный параллактический угол;  $t$  — время. В дальнейшем будем рассматривать лишь переменную часть выражения (1).

Из-за побочных эффектов температура на входе радиометра  $T_1$  будет представлять собой сумму полезного сигнала  $(T_c/2) \cos \{ 2 [\Omega t - \chi_c(t)] \}$  и гармоник типа  $(T_n^{(1)}/2) \cos [\Omega t - \chi_n^{(1)}(t)]$ ,  $(T_n^{(2)}/2) \times \cos \{ 2 [\Omega t - \chi_n^{(2)}(t)] \}$ . С помощью гармонического анализа можно выделить из  $T_1$  составляющую  $(T_\Sigma(t)/2) \cos \{ 2 [\Omega t - \chi_\Sigma(t)] \}$ , которая в дальнейшем нас и будет интересовать. Нетрудно видеть, что данная составляющая является суммой полезного сигнала и второй гармоники побочного эффекта:

$$\frac{1}{2} T_\Sigma(t) \cos \{ 2 [\Omega t - \chi_\Sigma(t)] \} = \frac{1}{2} T_c \cos \{ 2 [\Omega t - \chi_c(t)] \} + \\ + \frac{1}{2} T_n(t) \cos \{ 2 [\Omega t - \chi_n(t)] \}, \quad (2)$$

где  $T_n(t)$  и  $\chi_n(t)$  — соответственно эффективная температура и позиционный угол второй гармоники побочного эффекта. Из соотношения (2) очевидным путем (см. рис. 1) можно получить

$$T_\Sigma^2(t) = T_c^2 + T_n^2(t) + 2T_c T_n(t) \cos \{ 2 [\chi_c(t) - \chi_n(t)] \}; \quad (3)$$

$$\operatorname{tg} [2\chi_\Sigma(t)] = \frac{T_c \sin [2\chi_c(t)] + T_n(t) \sin [2\chi_n(t)]}{T_c \cos [2\chi_c(t)] + T_n(t) \cos [2\chi_n(t)]}. \quad (4)$$

Для удобства рассмотрения воспользуемся векторной диаграммой на плоскости параметров Стокса  $Q = T \cos (2\chi)$ ,  $U = T \sin (2\chi)$  (рис. 1). На диаграмме результирующий сигнал может быть представлен вектором  $T_\Sigma$  с модулем  $T_\Sigma(t)$  и позиционным углом  $2\chi_\Sigma(t)$ . Согласно (2) он равен сумме векторов  $T_c$  и  $T_n$ . В зависимости от времени  $t$  происходит вращение  $T_c$  и  $T_n$  с угловыми скоростями  $2\chi'_c(t) = -2q'(t)$  и  $2\chi'_n(t)$  и изменение модуля вектора  $T_n$ . Величина  $T_c$  остается постоянной, так как наблюдения ведутся за одной областью небосвода. Это обстоятельство приводит к изменениям  $T_\Sigma(t)$  и  $\chi_\Sigma(t)$ , характер которых зависит от соотношения величин  $2\chi'_n(t)$ ,  $T'_n(t)$  и  $2q'(t)$ . Например, при  $2\chi'_n(t) = -2q'(t)$  относительное положение векторов  $T_c$  и  $T_n$  на диаграмме остается постоянным с течением времени и изменения  $T_\Sigma(t)$  обусловлены лишь изменением амплитуды побочного эффекта. В реальных условиях обычно выполняются условия  $2\chi'_n(t) \neq 2q'(t)$ ,  $T_n^{-1} T'_n(t) \ll 2q'(t)$ . В этом случае величина  $T_\Sigma(t)$  существенным образом зависит от взаимной ориентации векторов  $T_c$  и  $T_n$ . Из рис. 1 видно, что при определенных ориентациях  $T_c$  и  $T_n$  величина  $T_\Sigma(t)$  принимает минимальное значение. Как будет показано ниже, соотношения между поляризационными характеристиками сигнала и побочного

эффекта в момент минимума  $t_{\min}$  позволяют существенно облегчить нахождение интересующих нас величин  $\chi_c^0$  и  $T_c$ .

Рассмотрим сначала простейший случай, когда  $\chi_n(t) = 0$ ,  $T'_n(t) = 0$ . Величина  $T_\Sigma(t)$  принимает минимальное значение, когда векторы  $T_c$  и  $T_n$  на диаграмме имеют противоположные направления. Для момента времени  $t_{\min}$  справедливы следующие соотношения:

$$\begin{aligned}\chi_\Sigma(t_{\min}) &= \chi_c(t_{\min}) \\ T_\Sigma(t_{\min}) &= T_c - T_n(t_{\min}) \quad (T_c > T_n(t_{\min})),\end{aligned}\quad (5)$$

$$2 [\chi_c(t_{\min}) - \chi_n(t_{\min})] = -\pi$$

$$\chi_\Sigma(t_{\min}) = \chi_n(t_{\min})$$

$$T_\Sigma(t_{\min}) = T_n(t_{\min}) - T_c \quad (T_c < T_n(t_{\min})). \quad (6)$$

$$2 [\chi_c(t_{\min}) - \chi_n(t_{\min})] = \pi$$

Из (1), (2) и (6) можно определить позиционный угол поляризованной компоненты космического радиоизлучения. Величина интенсивности находится из системы уравнений, составленной с помощью (3) для двух моментов времени  $t$  и  $t_{\min}$ . Если же скорости  $\chi'_n(t)$  и  $T'_n(t)$  отличны от нуля, то уравнению  $[T_\Sigma^2(t)]' = 0$  будут удовлетворять другие значения  $t_{\min}$ . На векторной диаграмме это эквивалентно дополнительному смещению вектора  $T_c$  на некоторый угол  $2\gamma$  по отношению к  $T_n$ . Как видно из рис. 1, соотношения (5) и (6) в данном случае изменятся, поэтому к значениям поляризационных параметров космического радиоизлучения, полученным в первом приближении ( $\chi'_n(t) = 0$  и  $T'_n(t) = 0$ ), необходимо

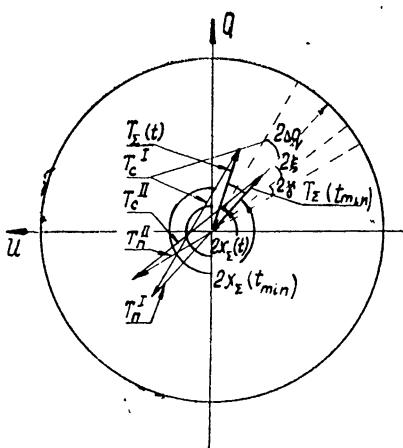


Рис. 1. Векторная диаграмма на плоскости параметров Стокса

$$Q = T \cos(2\chi), \quad U = T \sin(2\chi).$$

вводить в общем случае поправки из-за конечных скоростей изменения побочного эффекта.

## 2. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПОЛЯРИЗАЦИОННЫХ ХАРАКТЕРИСТИК В ПЕРВОМ ПРИБЛИЖЕНИИ: $T'_n(t) = 0$ , $\chi'_n(t) = 0$

Как следует из формул (5) и (6), для определения  $\chi_c^0$  необходимо знать соотношения между величинами  $T_c$  и  $T_n(t_{\min})$  в момент  $t_{\min}$ . Для этого имеются две возможности.

1. При наблюдении за исследуемой областью в достаточно большом интервале часовых углов пределы изменения  $\chi_\Sigma(t)$  будут зависеть от того, больше или меньше полезный сигнал побочного. Как видно из рис. 1, при  $T_c > T_n$  интервал изменения  $\Delta\chi_\Sigma(t)$  близок к интервалу изменения параллактического угла  $\Delta q$ , а при  $T_c < T_n$  он существенно меньше  $\Delta q$  и в любых случаях не превышает  $90^\circ$ .

2. Можно определить относительную величину  $T_c$  и  $T_n$ , исследуя

в точке минимума  $t_{\min}$  функцию  $[\operatorname{tg} 2\chi_{\Sigma}(t)]'_{t_{\min}} = -2T_c [T_c - T_n(t_{\min})] \times \times \{T_c \cos[2\chi_c(t_{\min})] + T_n(t_{\min}) \cos[2\chi_n(t_{\min})]\}^{-2} (q')_{t_{\min}}$ . При  $(q')_{t_{\min}} < 0$  условию  $T_c > T_n(t_{\min})$  соответствует  $[\operatorname{tg}(2\chi_{\Sigma})]'_{t_{\min}} > 0$ , а неравенству  $T_c < T_n(t_{\min})$  отвечает  $[\operatorname{tg}(2\chi_{\Sigma})]'_{t_{\min}} < 0$ . После того как найдено соотношение между величинами  $T_c$  и  $T_n$ , значение  $\chi_c^0$  определяется по формулам (1), (5), (6):

$$\begin{aligned}\chi_c^0 &= \chi_{\Sigma}(t_{\min}) + q(t_{\min}) && (T_c > T_n), \\ \chi_c^0 &= \chi_{\Sigma}(t_{\min}) + q(t_{\min}) + \frac{\pi}{2} && (T_c < T_n).\end{aligned}\quad (7)$$

Для определения  $T_c^l$  составим систему уравнений с помощью соотношения (3), взятого для двух моментов времени  $t$  и  $t_{\min}$ :

$$\begin{aligned}T_{\Sigma}(t_{\min}) &= |T_c - T_n(t_{\min})|, \\ T_{\Sigma}^2(t) &= T_c^2 + T_n^2(t_{\min}) + 2T_c T_n(t_{\min}) \cos\{2[\chi_c(t) - \chi_n(t_{\min})]\}.\end{aligned}\quad (8)$$

Выразим  $\chi_c(t)$  и  $\chi_n(t_{\min})$  через  $\chi_{\Sigma}(t_{\min})$  и  $q(t)$ . При  $T_c > T_n(t_{\min})$  из (1) и (5) найдем

$$\begin{aligned}\chi_c(t) &= \chi_c^0 - q(t) = \chi_{\Sigma}(t_{\min}) + q(t_{\min}) - q(t) = \chi_{\Sigma}(t_{\min}) - \Delta q, \\ \chi_n(t_{\min}) &= \chi_{\Sigma}(t_{\min}) + \frac{\pi}{2}.\end{aligned}\quad (9)$$

Аналогичным образом можно написать соответствующие соотношения для случая  $T_c < T_n(t_{\min})$ . Подставляя (9) в (8), получим

$$\begin{aligned}T_{\Sigma}(t_{\min}) &= |T_c - T_n(t_{\min})|, \\ T_{\Sigma}(t) &= T_c^2 + T_n^2(t_{\min}) - 2T_c T_n(t_{\min}) \cos(2\Delta q).\end{aligned}\quad (10)$$

Из системы (10) определим первое приближение эффективной температуры, обусловленной поляризованной компонентой:

$$T_c^l = 0,5 \{ \pm T_{\Sigma}(t_{\min}) + [T_{\Sigma}^2(t_{\min}) - 2[T_{\Sigma}^2(t_{\min}) - T_{\Sigma}^2(t)] [1 - \cos(2\Delta q)]^{-1}]^{1/2} \}. \quad (11)$$

В выражении для  $T_c$  знак (+) соответствует случаю  $T_c > T_n(t_{\min})$ , а знак (-) неравенству  $T_c < T_n(t_{\min})$ .

Для определения величины  $\Delta q = q(t) - q(t_{\min})$  можно воспользоваться известными формулами сферической астрономии, например,

$$\operatorname{tg} q(t) = \frac{\cos \varphi \sin t}{\sin \varphi \cos \delta - \cos \varphi \sin \delta \cos t}, \quad (12)$$

где  $\varphi$  — географическая широта места наблюдения,  $\delta$  — склонение исследуемой области,  $t$  — часовой угол.

### 3. ПОПРАВКА К ПЕРВОМУ ПРИБЛИЖЕНИЮ

Как уже отмечалось, учет зависимости характеристик побочного эффекта от времени наблюдения приводит к изменению условий минимума (5) и (6). В этом случае связь между позиционными углами сигнала и побочного эффекта имеет вид (см. рис. 1)

$$\begin{aligned} 2[\chi_c(t_{\min}) - \chi_n(t_{\min})] &= -\pi + 2\gamma & (T_c > T_n(t_{\min})), \\ 2[\chi_c(t_{\min}) - \chi_n(t_{\min})] &= \pi + 2\gamma & (T_c < T_n(t_{\min})). \end{aligned} \quad (13)$$

Как видно из рис. 1, поправка к величине позиционного угла, определяемого с помощью первого приближения, равна  $\xi$ ,

$$\sin(2\xi) = \frac{T_n(t_{\min})}{T_\Sigma(t_{\min})} \sin(2\gamma). \quad (14)$$

Зависимость величины  $\gamma$  от  $(T_n^{-1} T'_n)_{t_{\min}}$ ,  $(\chi'_n)_{t_{\min}}$  и  $(q')_{t_{\min}}$  может быть найдена из уравнения  $[T_\Sigma^2(t)]' = 0$ :

$$T_n(t)T'_n(t) - T_cT'_n(t)\cos(2\gamma) + 2T_cT_n(t)(\chi'_c - \chi'_n)\sin(2\gamma) = 0. \quad (15)$$

Учитывая, что при реальных скоростях изменения побочного эффекта  $2\gamma$  не превышает 0,2 rad, соотношение (15) можно упростить, положив  $\cos(2\gamma) \approx 1$ , а  $\sin(2\gamma) \approx 2\gamma$ . В результате находим

$$\gamma = \frac{1}{4} \frac{T_\Sigma(t_{\min})}{T_c^l} [(q')_{t_{\min}} + (\chi'_n)_{t_{\min}}]^{-1} (T_n^{-1} T'_n)_{t_{\min}}, \quad (16)$$

где

$$T_\Sigma(t) = T_c^l - T_n^l(t_{\min}),$$

$$(q')_{t_{\min}} = -(\chi'_c)_{t_{\min}}.$$

Подставляя (16) в (14) и вводя обозначение  $T_c^l/T_n^l(t_{\min}) = \beta$ , получим выражение для определения  $\xi$ :

$$\sin(2\xi) = -\frac{1}{2\beta} [(q')_{t_{\min}} + (\chi'_n)_{t_{\min}}]^{-1} (T_n^{-1} T'_n)_{t_{\min}}. \quad (17)$$

Для вычисления  $\xi$  с помощью (17) необходимо знать величины  $\beta$ ,  $(\chi'_n)_{t_{\min}}$  и  $(T_n^{-1} T'_n)_{t_{\min}}$  в момент минимума. Воспользуемся первыми приближениями значений  $T_c^l$ ,  $T_n^l(t_{\min})$ ,  $\chi_c^0$ . Тогда  $\beta = T_c^l/T_n^l(t_{\min})$ , а  $(\chi'_n)_{t_{\min}}$  и  $(T_n^{-1} T'_n)_{t_{\min}}^l$  определяются из зависимостей  $\chi_n^l(t)$  и  $T_n^l(t)$ . Последние нетрудно получить, например, с помощью векторной диаграммы (рис. 1), пользуясь экспериментальными значениями  $\chi_\Sigma(t)$  и  $T_\Sigma(t)$  и первыми приближениями величин  $T_c^l$  и  $\chi_c^0$ . Поправку к первому приближению эффективной температуры, обусловленной линейной поляризацией, нетрудно найти из векторной диаграммы.

$$\Delta T = T_c^{ll} - T_c^l = T_\Sigma(t_{\min}) \frac{\sin[2(|\gamma| + |\xi|)]}{\sin(2|\gamma|)} - T_\Sigma(t) \frac{\sin(2\Delta\chi_\Sigma)}{\sin(2\Delta q)}, \quad (18)$$

где

$$\Delta\chi_\Sigma = |\chi_\Sigma(t) - \chi_\Sigma(t_{\min})|,$$

$$\Delta q = |q(t) - q(t_{\min})|.$$

Так как  $\xi < \gamma \ll 1$ , при  $\beta > 1$  выражение (18) можно упростить, положив  $\sin[2(|\gamma| + |\xi|)] = 2(|\gamma| + |\xi|)$  и  $\sin(2|\gamma|) = 2|\gamma|$ :

$$\Delta T_c = T_\Sigma(t_{\min}) \left( 1 \pm \frac{|\xi|}{|\gamma|} \right) - T_\Sigma(t) \frac{\sin(2\Delta\chi_\Sigma)}{\sin(2\Delta q)}. \quad (19)$$

#### 4. О ВОЗМОЖНОСТЯХ ПРАКТИЧЕСКОГО ПРИМЕНЕНИЯ МЕТОДА

Рассмотренный метод целесообразно применять для областей небосвода, имеющих максимальные скорости изменения параллактического угла и значительную поляризацию. Из рис. 2 видно, что в достаточно большом интервале часовых углов первому из этих условий удовлетворяют области небосвода со склонениями  $\delta > \varphi$  ( $\varphi$  — широта места наблюдения). Предлагаемый метод позволяет не только определить поляризационные характеристики радиоизлучения указанных областей, но и найти зависимости  $\chi_n(t)$  и  $T_n(t)$  вдоль соответствующих траекторий. Знание  $\chi_n(t)$  и  $T_n(t)$  облегчает выделение полезного эффекта при детальном изучении распределения линейной поляризации по небосводу.

Допустим, что измерения сводятся к снятию «разрезов» по прямому восхождению при различных значениях  $\delta$ . При этом в процессе наблюдения азимут антенны остается постоянным ( $0^\circ$  или  $180^\circ$ ), а высота  $h$  изменяется в зависимости от значений выбираемых  $\delta$  ( $h = (90^\circ + \varphi) - \delta$ ). Для выделения полезного сигнала в этом случае необходимо знать зависимость побочных эффектов от  $h$ . Так как в реальных случаях изменение побочных эффектов с азимутом незначительно в пределах между элонгациями областей с  $\delta > \varphi$ , то  $\chi_n(t)$  и  $T_n(t)$  характеризуют зависимость характеристики побочных эффектов от высоты при выбранном азимуте. С другой стороны, регулярные измерения поляризации эталонных областей позволяют получить информацию о суточных и сезонных изменениях побочных эффектов.

С целью проверки возможности практического использования метода были проведены поляризационные наблюдения на волне 31,6 см. Выбранная область имела следующие координаты: склонение  $\delta = 64^\circ$ , прямое восхождение  $\alpha = 3^h48^m$  (галактические координаты  $b^{\text{II}} = +8^\circ$ ,  $l^{\text{II}} = 142^\circ$ ). Широта места наблюдения равнялась  $\varphi = 55^\circ39'$ . Наблюдения проводились с помощью радиотелескопа с параболическим рефлектором диаметром 8 м.

На рис. 3 и 4 приведены экспериментальные зависимости  $T_z(t)$  и  $\chi_z(t)$ . Как показали измерения, исходные положения, принятые в настоящей работе, вполне удовлетворительны. Для указанной области были найдены следующие поляризационные характеристики: второе приближение температуры поляризованной компоненты, усредненной по главному лучу антенны  $T_p^{\text{II}} = 1,65^\circ\text{K}$ , позиционный угол линейной поляризации в галактической системе координат  $(\chi_c^r)^{\text{II}} = 2,6^\circ$  ( $(\chi_c^s)^{\text{II}} = 43^\circ$ ), отношение  $T_c^{\text{I}}/T_n^{\text{I}}(t_{\min}) = \beta = 1,9$ . Поправки к первому приближению:

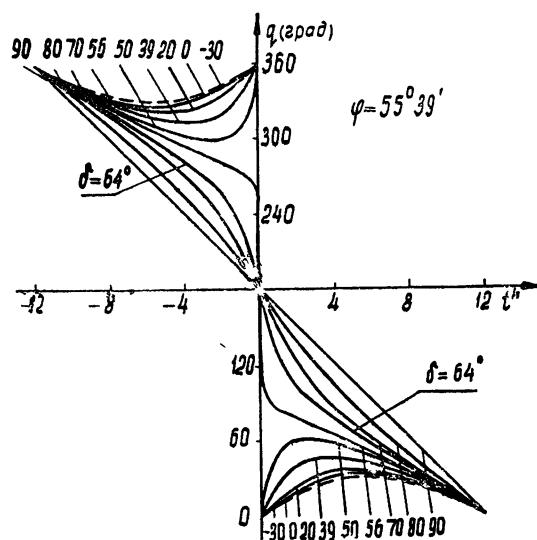


Рис. 2. Зависимость экваториального параллактического угла  $q(t)$  от часового угла  $t$ .

$$\xi = \chi_c^{\text{II}} - \chi_c^{\text{I}} = -0,8^\circ, \quad \Delta T_p = T_p^{\text{II}} - T_p^{\text{I}} = -0,1^\circ\text{K}.$$

Результаты измерений поляризации космического радиоизлучения от области небосвода вблизи антицентра Галактики на волне 31,6 см будут изложены в отдельной статье.

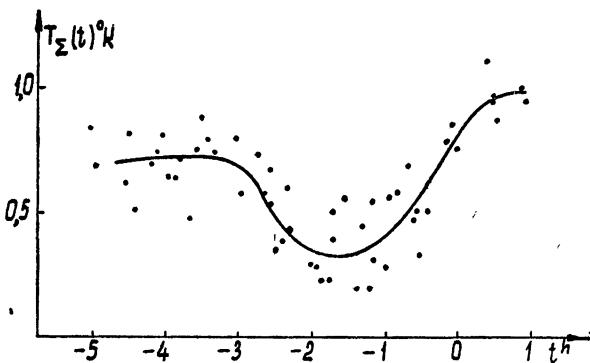


Рис. 3. Зависимость эффективной температуры суммарного радиоизлучения  $T_\Sigma(t)$  от часового угла при наблюдении области с координатами  $\delta=64^\circ$ ,  $\alpha=3^h 48^m$ .

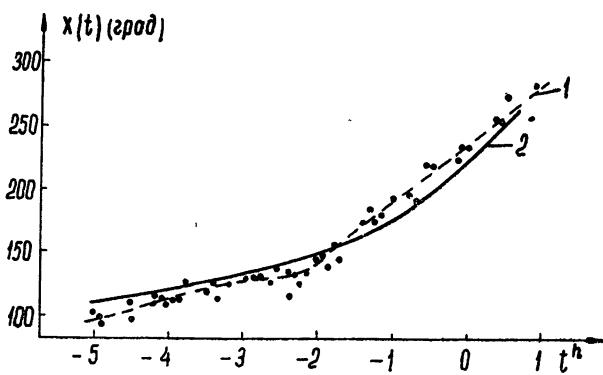


Рис. 4. Зависимость позиционного угла  $\chi(t)$  от часового угла:

1—суммарное радиоизлучение; 2—линейно-поляризованный компонент радиоизлучения области с координатами  $\delta=64^\circ$ ,  $\alpha=3^h 48^m$ .

В заключение приношу глубокую благодарность В. А. Разину, под руководством которого была выполнена данная работа.

#### ЛИТЕРАТУРА

- Л. В. Пузышева, В. А. Разин, Изв высш уч. зав.—Радиофизика, 8, 857, № 5, (1965).
- В. А. Разин, Радиотехника и электроника, 1, 864 (1965); Астрон. ж., 35, 241 (1958).
- J. L. Rawsey, E. Harting, Austr. J. Phys., 13, 740 (1960).
- J. M. Thomson, Nature, 180, 495 (1957).
- R. Wielebinski, J. R. Shakeshaft, I. I. K. Pauliny-Toth, Observatory, 82, 158 (1962).
- G. Westerhout, C. L. Seeger, W. N. Brouw, J. Tinbergen, BAN, 16, 187 (1962).
- W. N. Brouw, C. A. Muller, J. Tinbergen, BAN, 16, 213 (1962).
- E. M. Berkhuijsen, W. N. Brouw, BAN, 17, 185 (1963).

- 
9. E. M. Berkhoujsen, W. N. Brouw, C. A. Muller, J. Tinbergen, BAN, 17, 465 (1964).
  10. R. Wielebinski, J. R. Shakeshaft, Monthly Not. Roy. Astron. Soc., 128, 19 (1964).

Научно-исследовательский радиофизический институт  
при Горьковском университете

Поступила в редакцию  
24 марта 1967 г.

## ON MEASUREMENTS OF THE LINEAR POLARIZATION OF BACKGROUND RADIATION

*V. V. Khroulyov*

The possibility is considered to determine the polarization characteristics of separate regions of the sky and their further usage for finding the values of the spurious effects accompanying the polarization measurements. By means of the vector representation of polarization signal and spurious signal, there are obtained the expressions allowing the polarization characteristics of the selected regions to be found in the first approximation. It is shown that at real velocities of the change of characteristics of the spurious effect in time for a number of regions, the corrections to the first approximation are small. The results of the experimental verification of the given method at the wavelength 31.6 cm are presented.

---