ИЗВЕСТИЯ ВЫСШИХ УЧЕБНЫХ ЗАВЕДЕНИЙ

*Том XVI, № 12* *РАДИОФИЗИКА* *1973*

УДК 523 164 4

# О ВЛИЯНИИ ФАРАДЕЕВСКОГО ВРАЩЕНИЯ НА ИЗМЕРЕНИЯ ФУНКЦИИ ВИДИМОСТИ КОСМИЧЕСКИХ РАДИОИСТОЧНИКОВ

*Е. Н. Виняйкин*

Влияние фарадеевского вращения плоскости поляризации радиоволн на интерферометрические измерения угловых размеров дискретных источников качественно описано в работе [1]. Однако, насколько нам известно, количественно этот вопрос в литературе не рассматривался, несмотря на то, что он представляет определенный интерес с точки зрения выбора оптимальных параметров аппаратуры. В связи с этим ниже обсуждается влияние фарадеевского вращения плоскости поляризации излучения на измерения функции видимости космических радиоисточников.

Рассмотрим сначала случай, когда обе приемные антенны имеют линейную поляризацию. Пусть вибраторы ориентированы вдоль оси $x'$. Для спектральных амплитуд поля источника в пунктах приема 1 и 2 можно написать следующие выражения:

$$(E_{\omega x'})_1 = (E_{\omega x})_1 \cos\frac{\alpha_1}{\omega^2} - (E_{\omega y})_1 \sin\frac{\alpha_1}{\omega^2}; \tag{1}$$

$$(E_{\omega x'})_2^* = (E_{\omega x})_2^* \cos\frac{\alpha_2}{\omega^2} - (E_{\omega y})_2^* \sin\frac{\alpha_2}{\omega^2}, \tag{2}$$

где $\frac{\alpha_{1;\,2}}{\omega^2}$ — углы поворота плоскостей поляризации, ориентированных в источнике в направлениях $x$ и $y$, причем $\alpha_{1;\,2} = 9{,}3\cdot 10^5 \int\limits_{1;\,2} N_e H_\parallel dl$ — величины, с точностью до численного множителя равные мерам вращения на путях от источника до пунктов приема 1 и 2 соответственно; $N_e$ — электронная концентрация в $см^{-3}$, $H_\parallel$ — продольная составляющая магнитного поля в эрстедах, $dl$ — элемент пути в сантиметрах. Знак * в (2) означает комплексную сопряженность.

Перемножив выражения (1) и (2) и усреднив по времени, получим для неполяризованного источника ($\overline{(E_{\omega x})_1 (E_{\omega y})_2^*} = \overline{(E_{\omega y})_1 (E_{\omega x})_2^*} = 0$)

$$\overline{E_{\omega 1} E_{\omega 2}^*} = \overline{E_{0\omega 1} E_{0\omega 2}^*} \cos\frac{\alpha_1 - \alpha_2}{\omega^2}. \tag{3}$$

Здесь $\overline{E_{0\omega 1} E_{0\omega 2}^*} \equiv \overline{(E_{\omega x})_1 (E_{\omega x})_2^*} = \overline{(E_{\omega y})_1 (E_{\omega y})_2^*}$. Кроме того, в левой части соотношения (3) опущен индекс $x'$.

Мы можем, далее, написать выражение для нормированной функции видимости $\gamma$, которая, как известно (см., например, [2]), сопряжена по Фурье с распределением яркости по источнику:

$$\gamma = \gamma_0 \cos\frac{\alpha_1 - \alpha_2}{\omega^2}, \tag{4}$$

где $\gamma_0 = \overline{E_{0\omega 1} E^*_{0\omega 2}} (\overline{|E_{0\omega 1}|^2} \, \overline{|E_{0\omega 2}|^2})^{-1/2}$; временной сдвиг между сигналами 1 и 2 предполагается равным нулю.

В случае однородного фарадеевского вращения, когда $\alpha_1 = \alpha_2$, $\gamma = \gamma_0$, т. е. измеренная функция видимости равна истинной. Формула (4) описывает влияние фарадеевского вращения при бесконечно узкой полосе пропускания приемного устойства. Учтем теперь конечность ширины регистрируемого спектрального интервала. Предположим, что отношение энергетической полосы пропускания к центральной частоте приема $(\Delta\omega)_0/\omega_0 \ll 1$. Энергетическая полоса пропускания $(\Delta\omega)_0$ равна, по определению, интегралу от энергетической частотной характеристики приемника $\int_0^\infty F(\omega)\, d\omega$. Ввиду малости отношения $(\Delta\omega)_0/\omega_0$ будем считать $E_{0\omega 1;2}$ постоянными. Можно также воспользоваться следующим приближением:

$$\frac{1}{\omega^2} = \frac{1}{(\omega_0 + \xi)^2} \approx \frac{1}{\omega_0^2}\left(1 - 2\frac{\xi}{\omega_0}\right). \tag{5}$$

С учетом (5) интегрирование по частоте дает

$$\gamma = \gamma_0 f \cos\frac{\alpha_1 - \alpha_2}{\omega_0^2}, \tag{6}$$

где

$$f = (\Delta\omega_0)^{-1} \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{F}(\xi) \cos\left(2\frac{\alpha_1 - \alpha_2}{\omega_0^3}\xi\right) d\xi. \tag{7}$$

Формула (6) является обобщением формулы (4) на случай конечной ширины полосы пропускания приемника. Функция $f$ при

$$F(\omega) = \begin{cases} 1 & \text{для } |\xi| \leqslant \dfrac{(\Delta\omega)_0}{2} \\ 0 & \text{для } |\xi| > \dfrac{(\Delta\omega)_0}{2} \end{cases}$$

равна

$$\frac{\sin[(\alpha_1 - \alpha_2)(\Delta\omega)_0/\omega_0^3]}{(\alpha_1 - \alpha_2)(\Delta\omega)_0/\omega_0^3},$$

а в случае гауссовой частотной характеристики

$$F(\omega) = \exp - \left\{\left[\frac{\sqrt{\pi}\,(\omega - \omega_0)}{(\Delta\omega)_0}\right]^2\right\},$$

$$f = \exp - \left\{\left[\frac{(\alpha_1 - \alpha_2)(\Delta\omega)_0}{\sqrt{\pi}\,\omega_0^3}\right]^2\right\}.$$

Итак, фактор, описывающий влияние фарадеевского вращения на функцию видимости источника, состоит из двух сомножителей. Один, $\cos\frac{\alpha_1 - \alpha_2}{\omega_0^2}$, описывает вращение на центральной частоте и может привести к полной декорреляции сигналов в пунктах 1 и 2. Именно это явление и отмечалось в работе [1]. При повороте линейного облучателя на угол $\pi/2$ наблюдалось исчезновение или появление интерференции. Другой сомножитель $f$ связан с дисперсией фарадеевского вращения. Он зависит от $(\alpha_1 - \alpha_2)$ слабее, чем $\cos \frac{\alpha_1 - \alpha_2}{\omega_0^2}$, поскольку $(\alpha_1 - \alpha_2)$ в $f$ умножается на малую величину $(\Delta\omega)_0/\omega_0$. В работе [3] проведен анализ деполяризации космического радиоизлучения из-за дисперсии фарадеевского вращения. Функция $f$ равна деполяризующему фактору в [3], если заменить $(\alpha_1 - \alpha_2)$ на $2\alpha$. В [3] приведены графики функции $f$.

Допустим теперь, что одна из антенн имеет линейную поляризацию, а другая—круговую. Для неполяризованного источника аналогично (6) можно получить следующую формулу:

$$\gamma = \frac{1}{\sqrt{2}} \gamma_0 f \exp\left(i \frac{\alpha_1 - \alpha_2}{\omega_0^2}\right). \tag{8}$$

В этом случае вместо $\cos \frac{\alpha_1 - \alpha_2}{\omega_0^2}$ мы имеем $\exp\left(i \frac{\alpha_1 - \alpha_2}{\omega_0^2}\right)$. Поэтому в случае бесконечно узкой полосы пропускания приемника фарадеевское вращение не оказывает влияния на $|\gamma|$, т. е. на величину огибающей функции видимости, влияя лишь на ее фазу.

Если обе антенны имеют круговую поляризацию одинакового знака, то

$$\gamma = \gamma_0 f \exp\left(i \frac{\alpha_1 - \alpha_2}{\omega_0^2}\right). \tag{9}$$

Этот тип антенн наиболее благоприятен для интерферометрических измерений в условиях сильного и неоднородного фарадеевского вращения плоскости поляризации радиоволн.

Рассмотрим вопрос об оптимальной ширине полосы пропускания приемника (см. в этой связи также [4]). Отношение сигнала к шуму на выходе коррелометра, пропорциональное выражению $f\sqrt{(\Delta\omega)_0}$, имеет наибольшее значение при наименьшей ширине полосы $(\Delta\omega)_{0\,\text{опт}}$, удовлетворяющей уравнению

$$(f\sqrt{(\Delta\omega)_0})' = 0. \tag{10}$$

Для П-образной частотной характеристики (10) принимает вид

$$(\Delta\nu)_{0\,\text{опт}} = \frac{46\,\nu_0^3}{|\alpha_1 - \alpha_2|}. \tag{11}$$

В (11) мы перешли от круговых частот к обычным; частота в формуле (11) выражена в герцах.

Приведем некоторые оценки. Примем, как и в [4], для ионосферы $\alpha \approx 4 \cdot 10^{19}$. Для расстояний между антеннами $D \leqslant 1000$ *км* можно принять $\alpha_1 - \alpha_2 \approx 10^{-2}\alpha$ [5]. Оценим интервал частот, в котором можно считать $\cos \frac{\alpha_1 - \alpha_2}{\omega_0^2}$ единицей. Очевидно, для этого необходимо, чтобы $\frac{|\alpha_1 - \alpha_2|}{\omega_0^2} \ll \frac{\pi}{2}$. Разрешив это неравенство, имеем $\nu_0 \gg 80$ *Мгц*. Таким образом, на частотах $\nu_0 \leqslant 80$ *Мгц* возможна декорреляция сигналов из-за вращения на центральной частоте, если прием ведется на две линейно-поляризованные антенны. Для того же значения $(\alpha_1 - \alpha_2)$ имеем $(\Delta\nu)_{0\,\text{опт}} = 84$ *кгц* на частоте 9 *Мгц* и $(\Delta\nu)_{0\,\text{опт}} = 1{,}8$ *Мгц* на частоте 25 *Мгц*.

Для $D \approx 10000$ *км* $(\alpha_1 - \alpha_2)$ может быть порядка $\alpha$. В работе [6] $D = 7900$ *км*. На частоте 18 *Мгц* $(\Delta\nu)_{0\ опт} = 6{,}7$ *кгц*. В [6] осуществлялась полоса шириной 2,1 *кгц*, что практически равно оптимальному значению.

В заключение благодарю В. А. Разина за полезные замечания, С. А. Волохова, А. С. Сизова и А. И. Теплых за обсуждение работы.

## ЛИТЕРАТУРА

1. O. B. Slee, P. K. Wraith, Nature, 214, 971 (1967).
2. М. Борн, Э. Вольф, Основы оптики, изд. Наука, М., 1970.
3. В. А. Разин, В. В. Хрулев, Изв. высш. уч. зав.—Радиофизика, 8, № 6, 1063 (1965).
4. В. А. Разин, В. В. Хрулев, Изв. высш. уч. зав.—Радиофизика, 8, № 5, 857 (1965).
5. Е. А. Бенедиктов, Г. Г. Гетманцев, Л. В. Гришкевич, Л. М. Ерухимов, Н. А Митяков, Изв. высш. уч. зав —Радиофизика, 11, № 2, 169 (1968).
6. T. D. Carr, M. A. Lynch, M. P. Paul, G. W. Brown, I. May, N. F. Six, V. M. Robinson, W. F. Block, Radio Sci., 5, 1223 (1970).

Научно-исследовательский радиофизический институт

Поступила в редакцию
24 января 1973 г.