

Министерство высшего и среднего специального образования
Р С Ф С Р

Горьковский ордена Трудового Красного Знамени
научно-исследовательский радиопизический институт (НИРФИ)

П р е п р и н т № 288

О ДЕПОЛЯРИЗАЦИИ РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ КОСМИЧЕСКИХ ИСТОЧНИКОВ
ИЗ-ЗА ДИСПЕРСИИ ФАРАДЕЕВСКОГО ВРАЩЕНИЯ И ОПТИМАЛЬНОЙ ПОЛОСЕ ПРИЕМА
ПРИ ПОЛЯРИЗАЦИОННЫХ НАБЛЮДЕНИЯХ

Е. Н. Виняйкин

И. Л. Крайнов

Горький 1989

В и н я й к и н Е. Н., К р а й н о в И. Д.

О ДЕПОЛЯРИЗАЦИИ РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ КОСМИЧЕСКИХ ИСТОЧНИКОВ ИЗ-ЗА ДИСПЕРСИИ ФАРАДЕЕВСКОГО ВРАЩЕНИЯ И ОПТИМАЛЬНОЙ ПОЛОСЕ ПРИЕМА ПРИ ПОЛЯРИЗАЦИОННЫХ НАБЛЮДЕНИЯХ. //Препринт № 288. - Горький: НИРФИ. - 1989. - 16 с.

УДК 523.164.42

Выполнен расчет фактора деполаризации радиоизлучения космических источников из-за дисперсии фарадеевского вращения в среде самих источников и во внешней среде для гауссовой и прямоугольной частотной характеристик приемного устройства. Рассмотрен вопрос об оптимальной ширине полосы приемника в поляризационных радиоастрономических наблюдениях при различных соотношениях между мерами вращения в среде источника и во внешней среде.

Евгений Николаевич Вяйякки
Игорь Леонидович Крайнов

О ДЕПОЛЯРИЗАЦИИ РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ КОСМИЧЕСКИХ ИСТОЧНИКОВ
ИЗ-ЗА ДИСПЕРСИИ ФАРАДЕЕВСКОГО ВРАЩЕНИЯ И ОПТИМАЛЬНОЙ
ПОЛОСЕ ПРИЕМА ПРИ ПОЛЯРИЗАЦИОННЫХ НАБЛЮДЕНИЯХ

Подписано к печати 01.11.89 г. МП 00927 . Формат 64x80/16.
Бумага писчая. Печать офсетная. Объем 0,95 усл. п. л.
Заказ 4989 . Тираж 120. Бесплатно.

Отпечатано на ротационте НИРФИ

Одной из причин деполяризации частично линейно поляризованного радиоизлучения Галактики и нетепловых космических радиосточников является дисперсия фарадеевского вращения плоскости поляризации.

Угол поворота плоскости поляризации обратно пропорционален квадрату частоты и при достаточно большой величине фарадеевского вращения и ширины полосы пропускания приемной аппаратуры радиоволны с частотами в пределах этой полосы вблизи антенны оказываются поляризованными в разных плоскостях так, что радиоизлучение деполяризуется /1-3/. Для правильного выбора ширины полосы пропускания приемника при поляризационных радиоастрономических наблюдениях с использованием той или иной разновидности модуляционного метода необходимо знать зависимость фактора деполяризации от величины фарадеевского вращения и ширины полосы. ⁺⁾ Ширина полосы должна быть не слишком малой, чтобы не ухудшить чувствительность и не слишком большой, чтобы не возникла существенная деполяризация.

Деполяризация в полосе приема из-за дисперсии фарадеевского вращения плоскости поляризации рассматривалась ранее с учетом фарадеевского вращения в среде между источником и наблюдателем /3/ и ~~или~~ в самой области генерации радиоволн /4/. Рассмотрим этот эффект с учетом фарадеевского вращения как в среде источника, так и во внешней среде. Предположим, что 1) ширина полосы приемного устройства $\Delta \nu \ll \nu_0$ (ν_0 - центральная частота), 2) диаграмма направленности антенны радиотелескопа настолько узкая, что различие углов поворота плоскостей поляризации волн, приходящих из разных направлений, можно пренебречь, 3) источник синхротронного радиоизлучения

⁺⁾ В корреляционном методе поляризационных радиоастрономических наблюдений деполяризацию в полосе можно, в принципе, исключить введением временной задержки в тракт сигнала одной из круговых поляризаций /4/.

однороден вдоль луча зрения.

Параметры Стокса для частично линейно поляризованного радиоизлучения элемента объема источника с размером dl вдоль луча зрения, находящегося на расстоянии l от ближнего края источника, в интервале частот $d\nu$ можно записать в виде

$$\begin{aligned} dI &= F(\nu) \varepsilon_{\nu} dl d\nu, \\ dQ &= P_0 F(\nu) \varepsilon_{\nu} \cos \{2[\chi_0 + \alpha_{\nu} l + \psi_{\nu}]\} dl d\nu, \\ dU &= P_0 F(\nu) \varepsilon_{\nu} \sin \{2[\chi_0 + \alpha_{\nu} l + \psi_{\nu}]\} dl d\nu, \end{aligned} \quad (I)$$

где $F(\nu)$ - энергетическая частотная характеристика приемного устройства, ε_{ν} - объемная излучательная способность, которую зададим в виде $\varepsilon_{\nu} \propto \nu^{-\alpha}$, $P_0 = \frac{\alpha+1}{\alpha+5/3}$ - степень поляризации в отсутствие фарадеевской деполаризации (на достаточно высоких частотах), χ_0 - собственный позиционный угол плоскости поляризации,

$\alpha_{\nu} = 2,37 \cdot 10^4 N_e H_{\parallel} \nu^{-2}$ - угол поворота плоскости поляризации из-за фарадеевского вращения в среде источника на частоте ν в расчете на единицу длины, N_e - электронная концентрация, H_{\parallel} - величина продольной компоненты магнитного поля, ψ_{ν} - угол поворота на частоте ν в среде между источником и наблюдателем.

Воспользуемся, ввиду малости ширины полосы приема, следующими приближениями

$$\begin{aligned} \varepsilon_{\nu} &\approx \varepsilon_{\nu_0} (1 - \alpha x), \\ \alpha_{\nu} &\approx \alpha_{\nu_0} (1 - 2x), \\ \psi_{\nu} &\approx \psi_{\nu_0} (1 - 2x), \end{aligned} \quad (2)$$

где $x = (\nu - \nu_0) / \nu_0$. Рассмотрение проведем для гауссовой

$$F(x) = e^{-\frac{(\sqrt{\pi} \nu_0 x)^2}{\Delta \nu}} \quad (3)$$

и прямоугольной

$$F(x) = \begin{cases} 1, & \text{если } |x| \leq \frac{\Delta\nu}{2\nu_0} \\ 0, & \text{если } |x| > \frac{\Delta\nu}{2\nu_0} \end{cases} \quad (4)$$

частотных характеристик ($\Delta\nu = \int F(\nu) d\nu$ — энергетическая ширина полосы пропускания приемной аппаратуры).

Пользуясь (2), получим путем интегрирования (1) по l от 0 до L (протяженность источника вдоль луча зрения) и по x от $-\infty$ до $+\infty$ для гауссовой частотной характеристики следующие выражения для параметров Стокса

$$I = \varepsilon_{\nu_0} L \Delta\nu,$$

$$Q = \frac{P_0 \varepsilon_{\nu_0} L \Delta\nu}{2\nu_0} \left\{ e^{-\frac{4}{\pi}(\varphi_0 + \psi_0)^2 \left(\frac{\Delta\nu}{\nu_0}\right)^2} \sin [2(\chi_0 + \varphi_0 + \psi_0)] - e^{-\frac{4}{\pi}\psi_0^2 \left(\frac{\Delta\nu}{\nu_0}\right)^2} \sin [2(\chi_0 + \psi_0)] \right\}, \quad (5)$$

$$U = \frac{P_0 \varepsilon_{\nu_0} L \Delta\nu}{2\nu_0} \left\{ -e^{-\frac{4}{\pi}(\varphi_0 + \psi_0)^2 \left(\frac{\Delta\nu}{\nu_0}\right)^2} \cos [2(\chi_0 + \varphi_0 + \psi_0)] + e^{-\frac{4}{\pi}\psi_0^2 \left(\frac{\Delta\nu}{\nu_0}\right)^2} \cos [2(\chi_0 + \psi_0)] \right\},$$

где $\varphi_0 = \alpha_{\nu_0} L$ — угол поворота плоскости поляризации на частоте ν_0 в среде источника при прохождении волной всего источника, $\psi_0 \equiv \psi_{\nu_0}$ — угол поворота на частоте ν_0 во внешней среде.^{†)}

^{†)} Величина φ_0 может быть выражена через меру вращения однородного источника $R_{\text{и}}$ (определяемую из наблюдаемой зависимости позиционного угла плоскости поляризации χ от квадрата длины волны с учетом вращения во внешней среде $\chi - R_{\text{ср}} \lambda^2 = R_{\text{и}} \lambda^2 + \chi_0$): $\varphi_0 = 2 R_{\text{и}} \lambda_0^2$, величина $\psi_0 = R_{\text{ср}} \lambda_0^2$, где $R_{\text{ср}}$ — мера вращения, обусловленная внешней средой.

Для прямоугольной частотной характеристики выражения для параметров Стокса имеют следующий вид

$$I = \varepsilon_{\nu_0} L \Delta \nu,$$

$$Q = \frac{P_0 \varepsilon_{\nu_0} L \Delta \nu}{2 \varphi_0} \left\{ \frac{\sin \left[2(\varphi_0 + \psi_0) \frac{\Delta \nu}{\nu_0} \right]}{2(\varphi_0 + \psi_0) \frac{\Delta \nu}{\nu_0}} \sin [2(\chi_0 + \varphi_0 + \psi_0)] - \frac{\sin 2\psi_0 \frac{\Delta \nu}{\nu_0}}{2\psi_0 \frac{\Delta \nu}{\nu_0}} \sin [2(\chi_0 + \psi_0)] \right\}, \quad (6)$$

$$U = \frac{P_0 \varepsilon_{\nu_0} L \Delta \nu}{2 \varphi_0} \left\{ \frac{\sin \left[2(\varphi_0 + \psi_0) \frac{\Delta \nu}{\nu_0} \right]}{2(\varphi_0 + \psi_0) \frac{\Delta \nu}{\nu_0}} \cos [2(\chi_0 + \varphi_0 + \psi_0)] + \frac{\sin 2\psi_0 \frac{\Delta \nu}{\nu_0}}{2\psi_0 \frac{\Delta \nu}{\nu_0}} \cos [2(\chi_0 + \psi_0)] \right\}.$$

Отметим, что величина α не вошла в выражения (5) и (6) поскольку она входит в члены, которыми можно пренебречь ввиду малости ширины полосы пропускания.

Пользуясь (5) и (6) можно вычислить степень поляризации $P = (Q^2 + U^2)^{1/2} / I$ регистрируемого радиоизлучения с учетом рассматриваемого эффекта. Для гауссовой частотной характеристики

$$P = \frac{P_0}{2|\varphi_0|} \left\{ e^{-\frac{8}{\pi}(\varphi_0 + \psi_0)^2 \left(\frac{\Delta \nu}{\nu_0}\right)^2} + e^{-\frac{8}{\pi} \psi_0^2 \left(\frac{\Delta \nu}{\nu_0}\right)^2} - 2 \cos 2\varphi_0^* \cdot e^{-\frac{4}{\pi} [(\varphi_0 + \psi_0)^2 + \psi_0^2] \left(\frac{\Delta \nu}{\nu_0}\right)^2} \right\}^{1/2}, \quad (7)$$

для прямоугольной

$$\rho = \frac{P_0}{2|\psi_0|} \left\{ \left[\frac{\sin 2(\varphi_0 + \psi_0) \frac{\Delta\nu}{\nu_0}}{2(\varphi_0 + \psi_0) \frac{\Delta\nu}{\nu_0}} \right]^2 + \left(\frac{\sin 2\psi_0 \frac{\Delta\nu}{\nu_0}}{2\psi_0 \frac{\Delta\nu}{\nu_0}} \right)^2 - 2 \cos 2\varphi_0 \frac{\sin 2(\varphi_0 + \psi_0) \frac{\Delta\nu}{\nu_0}}{2(\varphi_0 + \psi_0) \frac{\Delta\nu}{\nu_0}} \frac{\sin 2\psi_0 \frac{\Delta\nu}{\nu_0}}{2\psi_0 \frac{\Delta\nu}{\nu_0}} \right\}^{1/2} \quad (8)$$

Значения позиционного угла χ плоскости поляризации можно определить, пользуясь (5) или (6), из соотношения $\operatorname{tg} 2\chi = U/Q$.

Из (7) и (8) можно получить выражения для степени поляризации в рассматривавшихся ранее частных случаях. Переходя в (7) и (8) к пределу бесконечно узкой полосы пропускания получим /1/

$$\rho = P_0 \left| \frac{\sin \varphi_0}{\varphi_0} \right|. \quad (9)$$

Если пренебречь фарадеевским вращением в источнике по сравнению с вращением во внешней среде, то из (5), (7) получим /3/

$$\rho = P_0 e^{-\frac{(\Delta\psi)^2}{\pi}}, \quad (10)$$

а из (6), (8) получим /3/

$$\rho = P_0 \left| \frac{\sin \Delta\psi}{\Delta\psi} \right|, \quad (11)$$

где $\Delta\psi = 2\psi_0 (\Delta\nu/\nu_0)$ - разность углов поворота плоскостей поляризации волн, частоты которых отличаются на $\Delta\nu$, т.е. от $\nu_0 - (\Delta\nu/2)$ до $\nu_0 + (\Delta\nu/2)$.

Если же, напротив, пренебречь фарадеевским вращением во внешней среде по сравнению с вращением в источнике, то из (7)

следует [†])

$$P = \frac{P_0}{2|\varphi_0|} \left\{ 1 + e^{-\frac{8}{\pi} \varphi_0^2 \left(\frac{\Delta\nu}{\nu_0}\right)^2} - 2 \cos 2\varphi_0 e^{-\frac{4}{\pi} \varphi_0^2 \left(\frac{\Delta\nu}{\nu_0}\right)^2} \right\}^{1/2}, \quad (12)$$

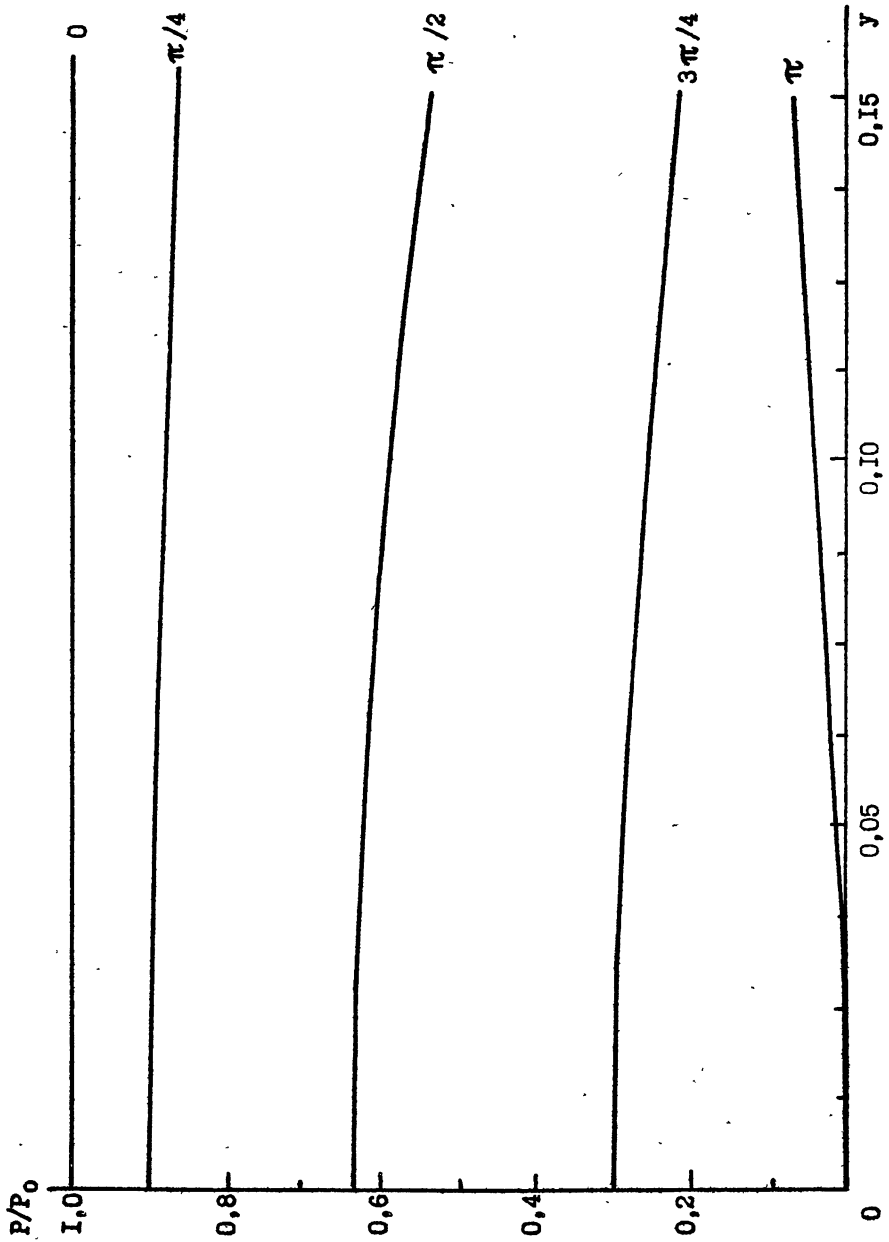
а из (8)

$$P = \frac{P_0}{2|\varphi_0|} \left\{ 1 + \left(\frac{\sin 2\varphi_0 \frac{\Delta\nu}{\nu_0}}{2\varphi_0 \frac{\Delta\nu}{\nu_0}} \right)^2 - 2 \cos 2\varphi_0 \left(\frac{\sin 2\varphi_0 \frac{\Delta\nu}{\nu_0}}{2\varphi_0 \frac{\Delta\nu}{\nu_0}} \right) \right\}^{1/2}. \quad (13)$$

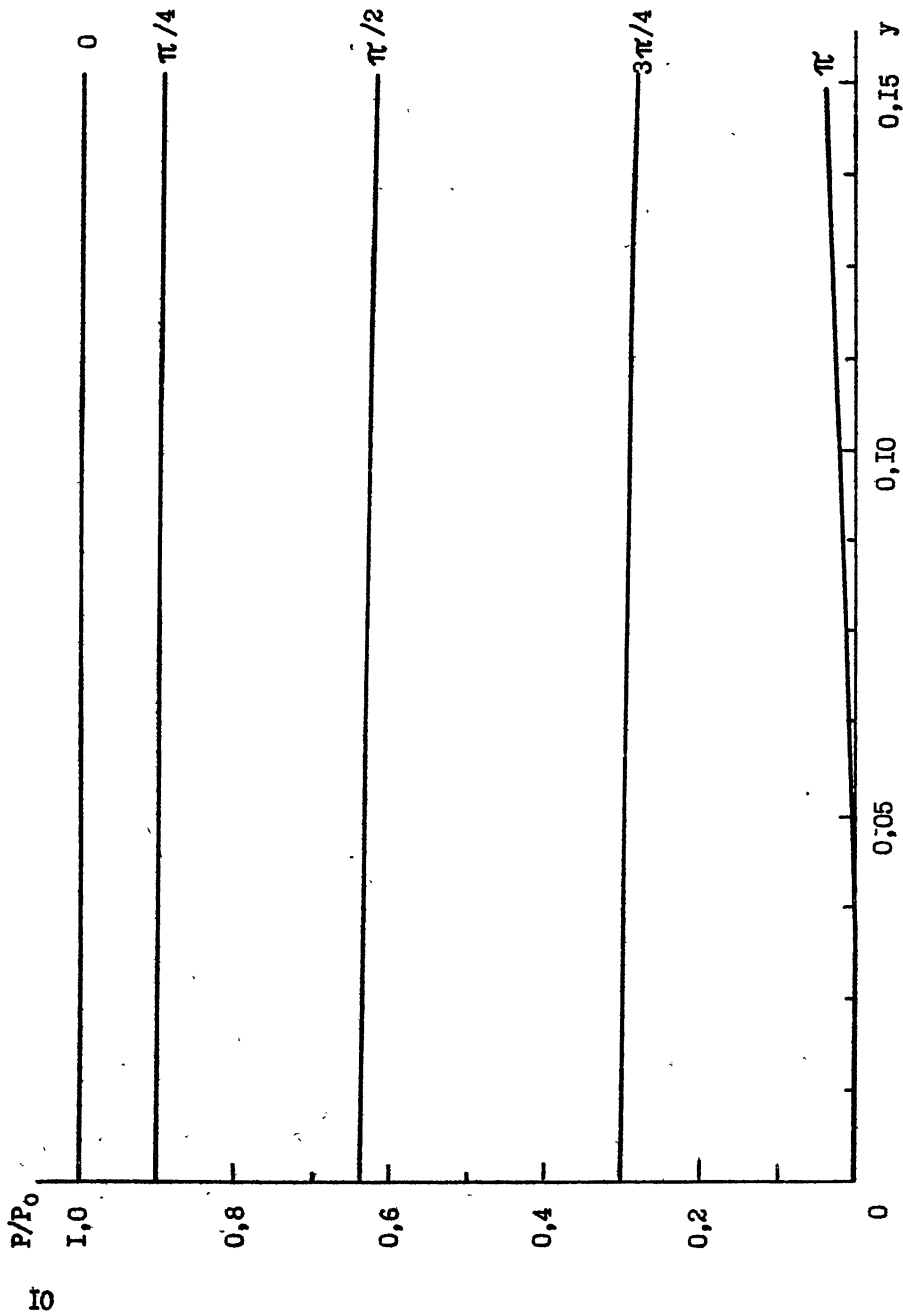
Выше уже отмечалось, что ширина полосы приемной аппаратуры должна быть не слишком малой, чтобы не ухудшить чувствительность, и не слишком большой, чтобы не возникла существенная деполаризация ^{††}). В связи с этим рассматривается понятие оптимальной ширины полосы приема /5/, доставляющей на заданной частоте ν_0 максимум отношению интенсивности поляризованной компоненты радиоизлучения $I_p = \rho I$ к уровню шума $\propto 1/\sqrt{\Delta\nu}$. Таким образом, приходим к нахождению максимума функции

[†]) Формула, аналогичная (12) и (13), для частотной характеристики в виде резонансной кривой одиночного колебательного контура следует из формулы (2) работы /4/, если в ней положить величину задержки $\tau = 0$. Отметим, что в /4/ использовалось определение ширины полосы пропускания на уровне 0,5 по мощности, а не энергетической ширины полосы как в данной работе.

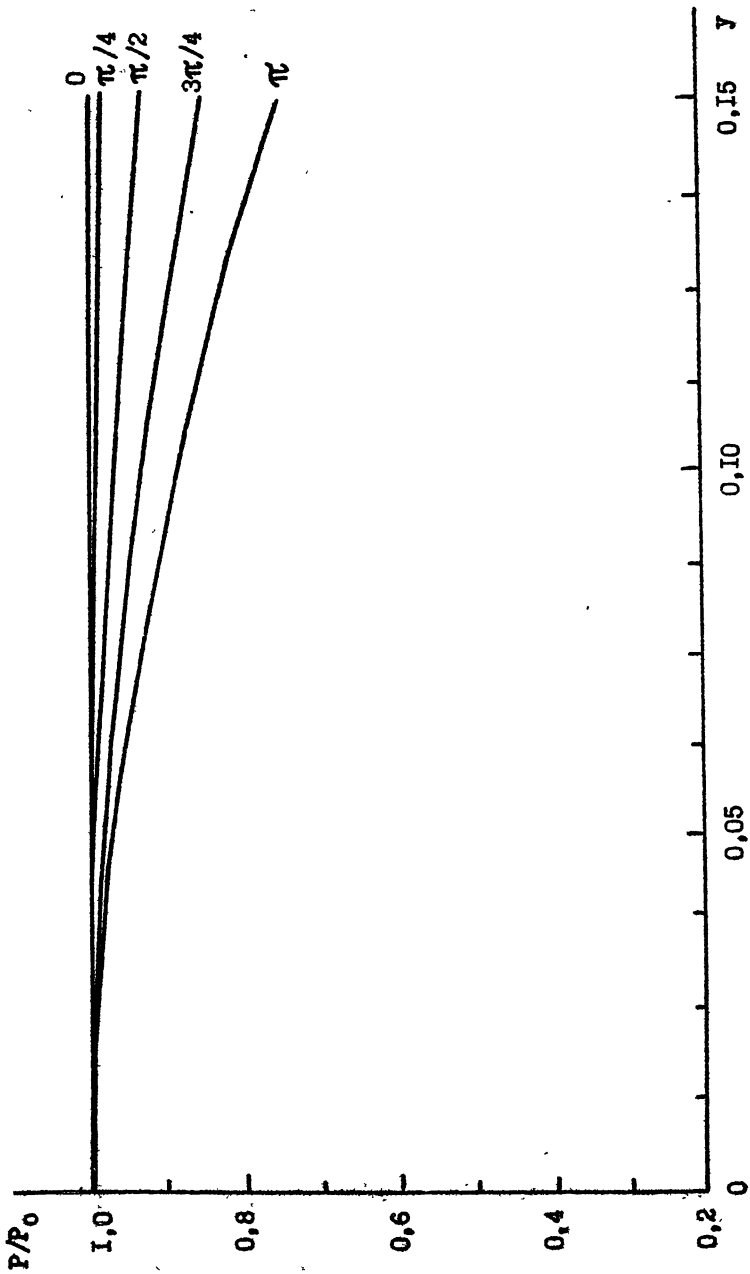
^{††}) На рис. 1-3 в целях иллюстрации приведены графики факторов деполаризации P/P_0 в зависимости от $\Delta\nu/\nu_0$ в интервале от 0 до 0,15 для гауссовой частотной характеристики. На рис. 1 приведено семейство кривых P/P_0 , построенных по формуле (7) при $\varphi_0 = \varphi$ для следующих значений φ_0 : 0; $\pi/4$, $\pi/2$, $3\pi/4$ и π . На рис. 2 приведено семейство кривых P/P_0 , построенных по формуле (12) при тех же значениях φ_0 ; на рис. 3 - по формуле (10) при тех же значениях φ_0 .



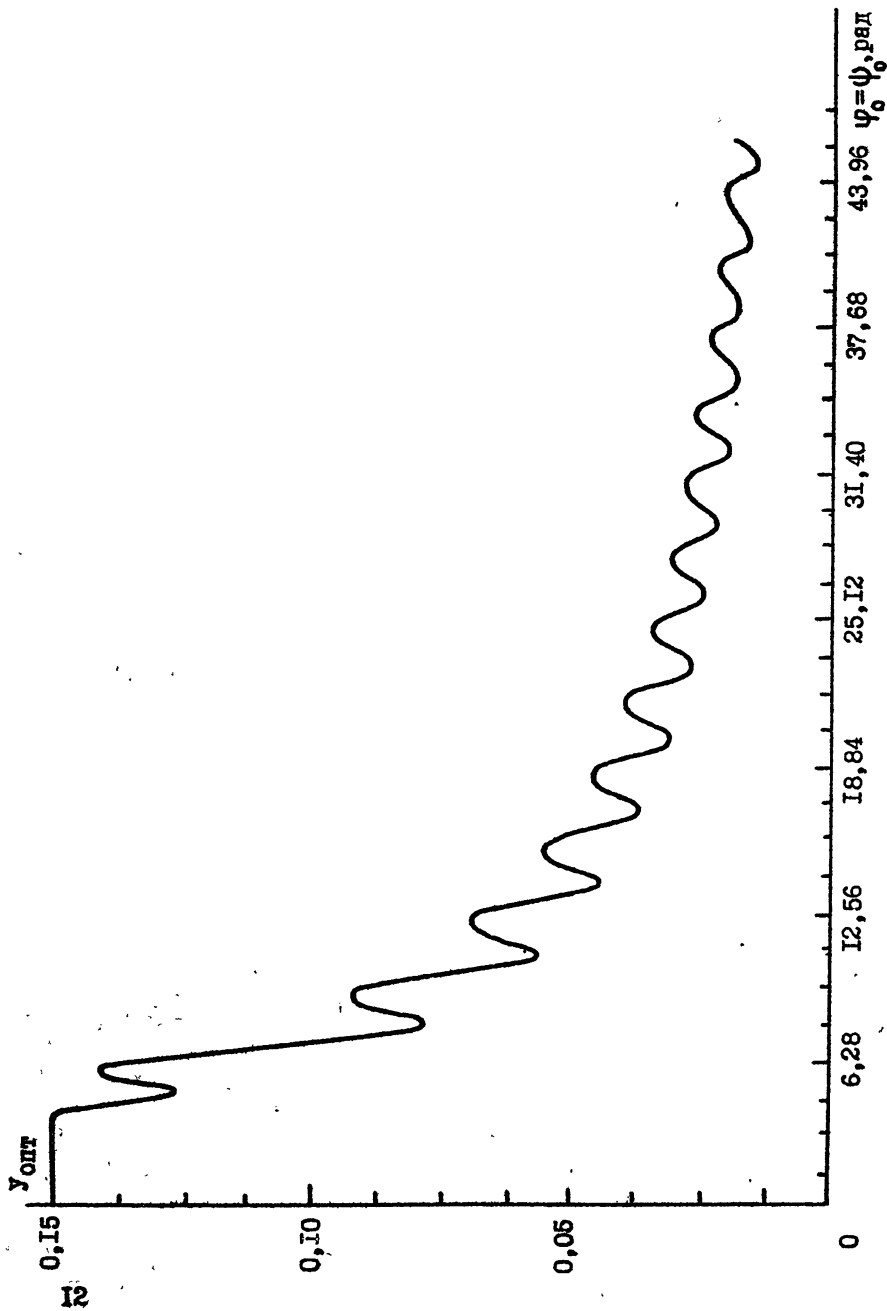
Р и с. I



Р и с. 2



Р и с. 3



Р и с. 4

$$\Phi(y, \varphi_0, \psi_0) = y^{3/2} \rho(y, \varphi_0, \psi_0), \quad (14)$$

где $y = \Delta y / y_0$.

Вычисление оптимального значения относительной ширины полосы пропускания $y_{\text{опт}}$ для гауссовой частотной характеристики проведено в трех характерных случаях (рассматривался интервал значений y (0 - 0,15)).

На рис. 4 приведена зависимость $y_{\text{опт}}$ от $\varphi_0 = \psi_0$, т.е. для случая равенства углов фарадеевского вращения в источнике и во внешней среде. Постоянство $y_{\text{опт}} = 0,15$ при $\varphi_0 = \psi_0 < 4$ означает, что наибольшее значение функции $\Phi(y, \varphi_0 = \psi_0)$ достигается на границе рассматриваемого интервала по y (0 - 0,15). Из рис. 4 видно, что при $\varphi_0 > 4$ $y_{\text{опт}} \sim 1/\varphi_0$, если усреднить по осцилляциям.

2. В случае $\psi_0 \ll \varphi_0$ рассматриваемая функция Φ возрастает с ростом y в интервале (0 - 0,15) при любых значениях φ_0 , т.е. для этого частного случая оптимальное значение ширины полосы пропускания в указанном выше смысле отсутствует.

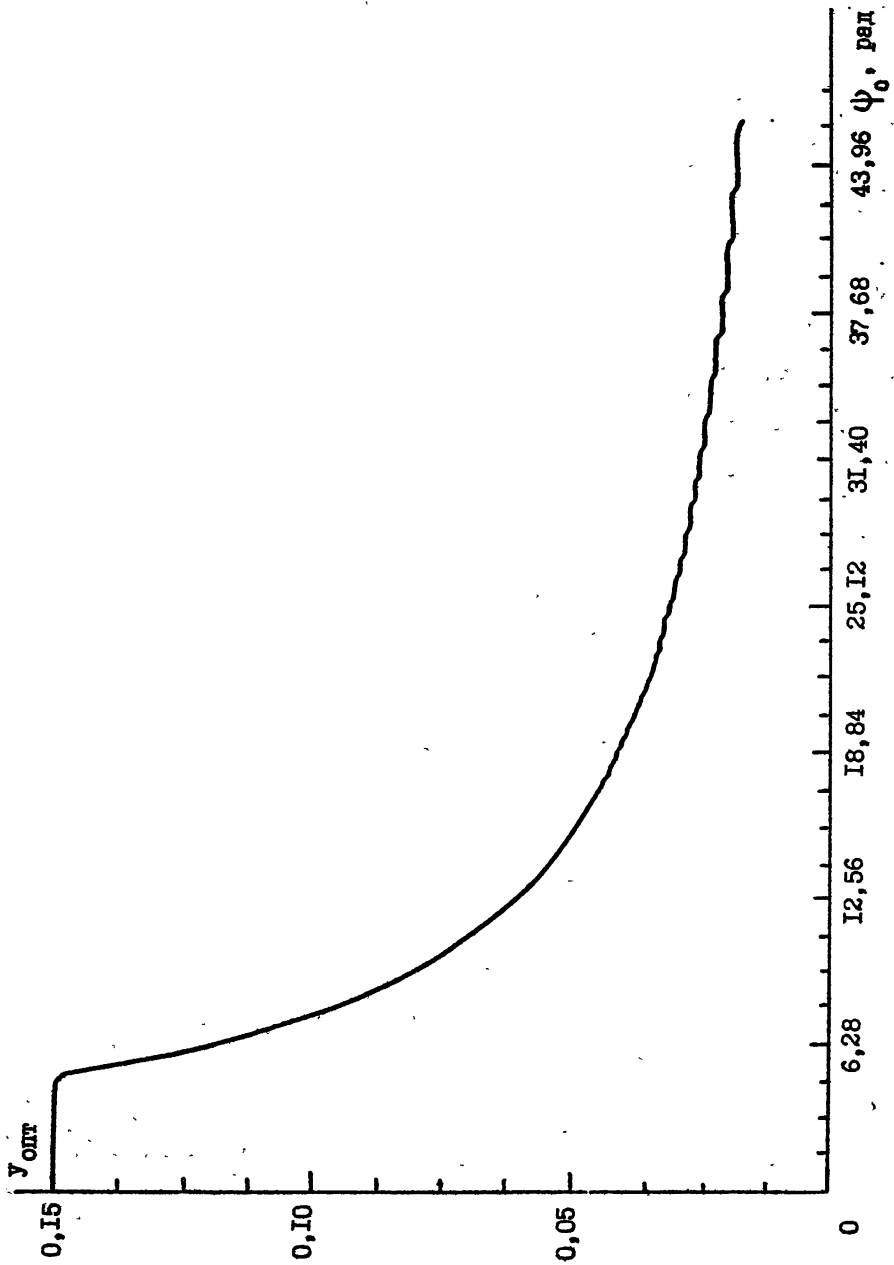
3. В противоположном частном случае $\varphi_0 \ll \psi_0$ для $y_{\text{опт}}$ имеется аналитическое решение

$$y_{\text{опт}} = \frac{\sqrt{3\pi}}{4} \frac{1}{\psi_0}. \quad (15)$$

На рис. 5 зависимость $y_{\text{опт}}(\psi_0)$ по (15) представлена в виде графика. Значение $y_{\text{опт}} = 0,15$ на этом графике для $\psi_0 < 5,1$ свидетельствует о том, что определенное по (15) $y_{\text{опт}} > 0,15$.

Подставляя (15) в (10), получаем $(\rho/\rho_0) \approx 0,5$.^{+) Аналогично и в случае I. (т.е. когда $\varphi_0 \approx \psi_0$) $\rho/\bar{\rho}(y=0) \approx 0,5$, где $\bar{\rho}(y=0) = 1/2\varphi_0$ - усредненное по осцилляциям значение степени поляризации при бесконечно малой ширине полосы пропускания для $\varphi_0 > 1$. Таким образом, при ширине полосы равной оптималь-}

^{+) Для прямоугольной частотной характеристики (4) в частном случае 3 $y_{\text{опт}} = 0,918/\psi_0$. Подставляя $y = y_{\text{опт}}$ в (II), получим $\rho/\rho_0 \approx 0,5$.}



ной степень поляризации вдвое меньше, чем при очень узкой полосе. Если же $\psi = \psi_{\text{опт}}/4$, то фактор деполаризации равен 0,95 т.е. наблюдаемая степень поляризации всего на 5% меньше истинной, чувствительность же при этом уменьшается вдвое по сравнению с таковой при оптимальной ширине полосы приема.

Рассмотрим в целях иллюстрации три примера.

1. При наблюдениях поляризации галактического радиоизлучения приближенно реализуется случай $\varphi_0 \approx \psi_0$. Действительно наблюдаемая мера вращения в области вблизи $l = 142^\circ$, $b = 8^\circ$ $R \approx 1,5 \text{ рад} \cdot \text{м}^{-2}$ /6/, а типичное значение меры вращения в ионосфере $R_{\text{ср}} \approx 3 \text{ рад} \cdot \text{м}^{-2}$. На частоте 150 МГц $\varphi_0 \approx \psi_0 \approx 7 \text{ рад}$, соответствующее значение оптимальной относительной ширины полосы $\psi_{\text{опт}} \approx 0,1$. Более приемлемое вчетверо меньшее значение $\psi \approx 0,025$, что соответствует ширине полосы $\Delta\nu \approx 4 \text{ МГц}$.

2. В последние годы у некоторых радиоисточников обнаружены меры вращения $|R_{\text{н}}| \approx 1000 \text{ рад} \cdot \text{м}^{-2}$ /7,8/. Таковы поляризованные области в радиодуге вблизи центра Галактики /7/, квазары 3С 119, 3С 147 и радиогалактики 3С 218 и 3С 295 /8/. В силу этого выполняется неравенство $\varphi_0 \gg \psi_0$ (ни одна из внешних сред - межгалактическая, межзвездная и ионосфера не обеспечивают таких значений меры вращения). Оптимальное значение ширины полосы здесь отсутствует и выбор полосы определяется тем, чтобы фактор деполаризации $P(\psi)/P(0)$ был бы достаточно близок к 1. Например, наблюдениям источника 3С 147 ($R_{\text{н}} = -1510 \text{ рад} \cdot \text{м}^{-2}$) на волне 3 см ($\varphi_0 = 2,7$), производимым с относительной шириной полосы 0,1, соответствует фактор деполаризации $P(0,1)/P(0) = 0,96$.

3. Поляризованное галактическое радиоизлучение на частоте 88 МГц генерируется на расстоянии ≈ 3 парсек от солнечной системы (радиоизлучение более удаленных областей деполаризовано) /9/. Мера вращения для этого диапазона, как нетрудно оценить, не превосходит $0,1 \text{ рад} \cdot \text{м}^{-2}$. Таким образом, имеет место неравенство $\varphi_0 \ll \psi_0$. Оценим оптимальное значение ширины полосы приема на частоте 38 МГц. Полагая как и выше для ионосферы $R_{\text{ср}} \approx 3 \text{ рад} \cdot \text{м}^{-2}$ имеем $\varphi_0 \approx 187$. По формуле (15) $\psi_{\text{опт}} \approx 0,004$. Вчетверо меньшее значение $\psi \approx 0,001$ соответствует ширине полосы $\approx 40 \text{ кГц}$.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Разин В.А. Предварительные результаты измерения поляризации космического радиоизлучения на волне 1,45 м. // Радиотехника и электроника. -1956. -Т. I, в. 6. -С. 846-851.
2. Гетманцев Г.Г., Разин В.А. Труды Пятого совещания по вопросам космогонии. -М.:Изд. АН СССР. -1956. -С. 496.
3. Разин В.А., Хрулев В.В. Деполяризация космического радиоизлучения из-за дисперсии фарадеевского вращения плоскостей поляризации радиоволн. // Изв. вузов - Радиофизика. -1965. -Т. 8, в. 6. -С. 1063-1068.
4. Гетманцев Г.Г., Токарев Ю.В. К вопросу о деполяризации и корреляционном методе измерения поляризации космического радиоизлучения. // Изв. вузов - Радиофизика. -1967. -Т. 10, в. 2. -С. 170-174.
5. Разин В.А., Хрулев В.В. // Изв. вузов - Радиофизика. -1965. -Т. 8. -С. 857.
6. Разин В.А., Хрулев В.В., Федоров В.Т., Волохов С.А., Мельников А.А., Пасека А.М., Пупышева Л.В. Наблюдения поляризации космического радиоизлучения вблизи антицентра Галактики на волнах 70,60 и 40 см. // Изв. вузов - Радиофизика. -1968. -Т. II, в. 10. -С. 1461-1472.
7. Tsuboi M., Inoue M., Handa T. Prominent polarized plumes in the galactic center region and their magnetic field. // *Astronom. J.* -1986. -V. 92, N4. -P. 818-824.
8. Kato T., Tabara H., Inoue M., Aizu Ko. Extragalactic radio sources with very large Faraday rotation. // *Nature.* - 1987. -V. 329. -p. 223-224.
9. Абрамов В.И., Беликович В.В., Белов И.Ф., Володин А.Г., Корелов О.А., Разин В.А., Строков А.Ю., Теплых А.И., Формозов Б.С. Предварительные результаты исследования линейно поляризованного галактического радиоизлучения на частотах 84 и 88 МГц. // Тезисы докладов XIX Всесоюзной радиоастрономической конференции по галактической и внегалактической радиоастрономии. -Таллин, 1987. -С. 86-87.

Дата поступления статьи

13 июня 1989 г.