

## РАДИОАСТРОНОМИЯ И АСТРОФИЗИКА

УДК 524.354.4; 52-17

О. М. УЛЬЯНОВ, А. И. ШЕВЦОВА, А. А. СКОРИК

Радиоастрономический институт НАН Украины,  
ул. Краснознаменная, 4, г. Харьков, 61002, Украина,  
E-mail: oulyanov@rian.kharkov.ua

### АЛГОРИТМЫ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ПОЛЯРИЗАЦИОННЫХ ПАРАМЕТРОВ РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ ПУЛЬСАРОВ

*Рассмотрены оптимальные алгоритмы определения поляризационных параметров импульсного эллиптически поляризованного радиоизлучения пульсаров. Эти алгоритмы соответствуют определенному типу регистратора, который может использоваться в пункте приема сигнала. К таким регистраторам относится приемник осциллографического типа (Wave Form Receiver), регистратор корреляционного типа и параллельный спектроанализатор. Показано также, что при достаточно широкой полосе регистрации и при наличии в пункте приема линейно-поляризованного отклика радиотелескопа (соответствующего одной или двум ортогональным поляризациям) можно с большой степенью достоверности восстановить все поляризационные параметры импульсного излучения в системе отсчета источника.*

*Ключевые слова:* анизотропия, импульс, мера вращения, мера дисперсии, поляризация

#### 1. Введение

Целью настоящей работы является разработка алгоритмов оценки поляризационных параметров импульсных сигналов для декаметровых и метровых радиотелескопов и различных типов регистрирующей аппаратуры.

Известны работы [1–3], в которых предпринималась попытка трансформировать принимаемую радиотелескопом с ортогонально скрещенными диполями волну произвольной (т. е. по сути эллиптической) поляризации в две волны с круговыми поляризациями. Анализ показывает, что приведенные в цитируемых работах уравнения удовлетворительно отражают ситуацию только при небольших зенитных углах. Это связано с тем, что третья компонента электрического поля  $E_z$  в рамках цитируемых работ не восстановлена. Поэтому при малых зенитных углах, где данная компонента практически отсутствует, трансформация двух зарегистрированных линейных поляризаций в эллиптические возможна. В остальном секторе углов закон сохранения энергии падающей волны и той ее части, которая зарегистрирована и используется для восстановления, уже не выполняется. Поэтому поляризационные параметры в общем случае эллиптической поляриза-

ции падающей волны в системе отсчета (СО) источника восстанавливаются неточно.

Представленная работа свободна от этого недостатка, поскольку в системе наблюдателя  $z$  компонента электрического поля восстанавливается. Эта операция возможна потому, что аналогичная компонента в падающей поперечной волне отсутствует. Следовательно, в СО наблюдателя  $z$  компонента будет линейной комбинацией двух других компонент.

Для достижения поставленной цели использовалась ранее разработанная модель широкополосного импульсного поляризованного излучения пульсара и модель слабоанизотропной среды распространения импульсного радиоизлучения [4–7].

Основное уравнение, полученное в рамках развитых нами ранее модельных представлений, имеет следующий вид:

$$\begin{bmatrix} \dot{E}_x^g(\omega, \psi) \\ \dot{E}_y^g(\omega, \psi) \\ \dot{E}_z^g(\omega, \psi) \end{bmatrix} = \begin{vmatrix} EFS \\ g \end{vmatrix} \times \begin{vmatrix} COS_1 \\ f \end{vmatrix} \times \begin{vmatrix} COS_2 \\ e \end{vmatrix} \times \begin{vmatrix} (UN + REF) \\ d \end{vmatrix} \times \begin{vmatrix} D \\ c \end{vmatrix} \times \begin{vmatrix} R^* \\ b \end{vmatrix} \times \begin{vmatrix} PA \\ a \end{vmatrix} \times \begin{bmatrix} \dot{E}_x^0(\omega, \psi) \\ \dot{E}_y^0(\omega, \psi) \\ 0 \\ \dot{E}_z^0(\omega, \psi) \end{bmatrix}. \quad (1)$$

Здесь  $\dot{E}_x^0(\omega, \psi)$ ,  $\dot{E}_y^0(\omega, \psi)$ ,  $\dot{E}_z^0(\omega, \psi)$  – комплексные амплитуды поляризованных импульсных сигналов в СО, связанной с источником излучения,  $\omega$  – циклическая частота,  $\psi$  – фаза импульса. В этой СО ось  $z$  в каждый момент времени направлена вдоль луча зрения к наблюдателю, оси  $x$ ,  $y$  соответствуют большей и меньшей осям поляризационного эллипса в источнике излучения, центр СО в каждый момент времени совпадает с центром этого эллипса. Дальнейшая зависимость от координаты  $z$  характеризуется сечениями уравнения (1), которые обозначены индексами “0”, “a”, “b”, “c”, “d”, “e”, “f”, “g”.

$$PA = \begin{bmatrix} \cos(\chi(\psi)) & -\sin(\chi(\psi)) & 0 \\ \sin(\chi(\psi)) & \cos(\chi(\psi)) & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} -$$

матрица поворота на позиционный угол  $\chi(\psi)$ , который переводит исходный сигнал из сечения “0” (см. уравнение (1)) в сечение “a”, расположенное вблизи радиуса критической поляризации.

$$R^* = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 1 & 1 & 0 \\ -i & i & 0 \\ 0 & 0 & \sqrt{2} \end{bmatrix} \times R \times \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 1 & i & 0 \\ 1 & -i & 0 \\ 0 & 0 & \sqrt{2} \end{bmatrix} -$$

последовательность матриц, обеспечивающая процесс трансформирования системы координат из линейного базиса в круговой, учет влияния слабой анизотропии среды распространения и обратное преобразование в линейный базис [9],

$$\text{где } R = \begin{bmatrix} e^{i\varphi_0^R(RM, \omega, \psi)} & 0 & 0 \\ 0 & e^{i\varphi_x^R(RM, \omega, \psi)} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} - \text{ матрица}$$

учета поворота плоскости поляризации,  $\varphi_{O,x}^R(\omega, \psi) \approx \mp \frac{1}{\omega^2} \frac{2\pi e^3}{m_e^2 c^2} \int_0^L N_e(z, \psi) (\vec{B}(z, \psi) \times \cos(\angle \vec{k} \vec{B}(z, \psi)) dz = \mp RM(\psi) (\lambda(\omega))^2$  показывает изменение фазы, вызванное влиянием дисперсионной задержки и фазовой задержки для обыкновенной (индекс “O”) и необыкновенной (индекс “X”) волны [10],  $RM$  – мера вращения,  $m_e$  – мас-

са покоя электрона,  $c$  – скорость света,  $e$  – заряд электрона,  $N_e$  – электронная концентрация,  $\vec{B}$  – вектор магнитной индукции,  $\vec{k}$  – волновой вектор.

$$D = \begin{bmatrix} e^{-i\varphi^D(DM, \omega, \psi)} & 0 & 0 \\ 0 & e^{-i\varphi^D(DM, \omega, \psi)} & 0 \\ 0 & 0 & e^{-i\varphi^D(DM, \omega, \psi)} \end{bmatrix} -$$

матрица, учитывающая влияние дисперсионной задержки [8], где  $\varphi^D(\omega, \psi) \approx \frac{1}{\omega} \frac{2\pi e^2}{m_e c} \times \int_0^L N_e(z, \psi) dz = \frac{e^2}{m_e c} DM(\psi) \frac{1}{f}$ ,  $DM$  – мера дисперсии.

$REF =$

$$= \begin{bmatrix} \dot{\rho}_{ps}(\dot{\epsilon}_s, \sigma, \omega) e^{-i\varphi} & 0 & 0 \\ 0 & \dot{\rho}_s(\dot{\epsilon}_s, \sigma, \omega) e^{-i\varphi} & 0 \\ 0 & 0 & \dot{\rho}_p(\dot{\epsilon}_s, \sigma, \omega) e^{-i\varphi} \end{bmatrix} -$$

матрица коэффициентов отражения Френеля

$$[11], \text{ где } \dot{\rho}_{ps}(\dot{\epsilon}_s, \sigma, \omega) = -\frac{\dot{\epsilon}_s \sin \alpha - \sqrt{\dot{\epsilon}_s - \cos^2 \alpha}}{\dot{\epsilon}_s \sin \alpha + \sqrt{\dot{\epsilon}_s - \cos^2 \alpha}} \text{ и}$$

$\dot{\rho}_p(\dot{\epsilon}_s, \sigma, \omega) = -\dot{\rho}_{ps}(\dot{\epsilon}_s, \sigma, \omega)$  – коэффициенты отражения Френеля для вертикально поляризованного излучения, использующиеся при учете отклика отраженной волны на горизонтальном и вертикальном вибраторах соответственно;

$$\dot{\rho}_s(\dot{\epsilon}_s, \sigma, \omega) = -\frac{\sin \alpha - \sqrt{\dot{\epsilon}_s - \cos^2 \alpha}}{\sin \alpha + \sqrt{\dot{\epsilon}_s - \cos^2 \alpha}} - \text{ коэффициент}$$

отражения Френеля горизонтально поляризованного излучения,  $\dot{\epsilon}_s = \text{Re}[\dot{\epsilon}_s] - i60\sigma\lambda(\omega)$  – комплексный коэффициент диэлектрической проницаемости,  $\text{Re}[\dot{\epsilon}_s]$  – его реальная часть,  $\sigma$  – проводимость подстилающей поверхности [11, 12],  $\alpha$  – угол места,  $\varphi = \sin(\alpha) 2h\omega/c$  – фазовая задержка между падающей волной и волной, отраженной от подстилающей поверхности,  $h$  – высота фазового центра вибратора над подстилающей поверхностью.  $UN$  – это единичная матрица с размерами  $3 \times 3$ .

$$COS_1 \times COS_2 =$$

$$= \begin{bmatrix} \cos \theta & -\sin \theta & 0 \\ \sin \theta & \cos \theta & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} -\sin \alpha & 0 & \cos \alpha \\ 0 & -1 & 0 \\ -\cos \alpha & 0 & -\sin \alpha \end{bmatrix} =$$

$$= \begin{bmatrix} -\sin \alpha \cos \theta & \sin \theta & \cos \alpha \cos \theta \\ -\sin \alpha \sin \theta & -\cos \theta & \cos \alpha \sin \theta \\ -\cos \alpha & 0 & -\sin \alpha \end{bmatrix} -$$

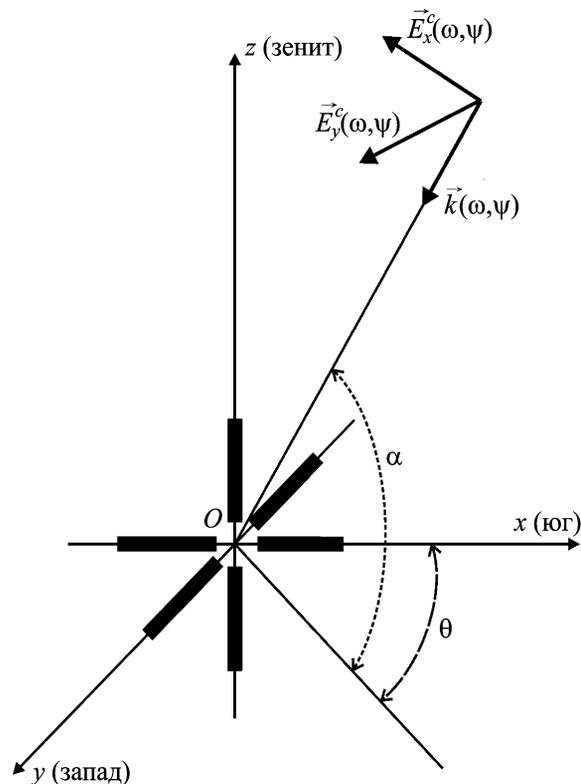
матрицы направляющих косинусов для радиотелескопа УТР-2, выбранные в соответствии с рекомендациями Международного астрономического союза (система координат, связанная с телескопом, представляет собой левую тройку векторов; система координат источника выбрана нами также левой тройкой),  $\theta$  – астрономический азимут (положительное направление определено от направления на юг через запад к северу [13] (см. рис. 1).

$EFS =$

$$= \begin{bmatrix} N_x^{eff} & 0 & 0 \\ 0 & N_y^{eff} & 0 \\ 0 & 0 & N_z^{eff} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} S_x^{eff} / S_x^d & 0 & 0 \\ 0 & S_y^{eff} / S_y^d & 0 \\ 0 & 0 & S_z^{eff} / S_z^d \end{bmatrix} -$$

диагональная матрица нормировки принятого сигнала на эффективную площадь радиотелескопа [14–16]. Элементом диагонали является отношение эффективной площади радиотелескопа  $S_{x,y,z}^{eff}$  к эффективной площади одиночного диполя  $S_{x,y,z}^d$  для выбранной линейной поляризации  $(x; y; z)$ . Например,  $EFS_{(x,x)} = S_x^{eff} / S_x^d = N_x^{eff}$ , где  $N_x^{eff}$  имеет смысл эффективного числа диполей в конкретном радиотелескопе с главной осью, расположенной вдоль оси  $x$ .  $\dot{E}_x^g(\omega, \psi)$ ,  $\dot{E}_y^g(\omega, \psi)$ ,  $\dot{E}_z^g(\omega, \psi)$  – комплексные амплитуды на выходе “среднего” линейного вибратора в лабораторной системе отсчета (ЛСО). Оси ЛСО  $x, y, z$  направлены на юг, запад и в зенит соответственно. Центр ЛСО совпадает с фазовым центром радиотелескопа.

Индексы “0”, “a”, “b”, “c”, “d”, “e”, “f”, “g” обозначают сечения уравнения (1) в различных пространственно-временных точках на пути распространения сигнала, индексы “0” и “g” соответствуют сечению уравнения (1) в СО, связанной с источником излучения, и в ЛСО соответственно.



**Рис. 1.** Взаимная ориентация ЛСО и СО падающей волны. Принимающие диполи радиотелескопа – толстые отрезки линий, расположенные соосно соответствующим осям  $x, y, z$  ЛСО. Векторы поля  $\vec{E}_x^c(\omega, \psi)$ ,  $\vec{E}_y^c(\omega, \psi)$  и волновой вектор  $\vec{k}(\omega, \psi)$  падающей волны расположены вдоль соответствующих осей  $x, y, z$  в СО, определенной в уравнении (1) как сечение “c”. Применительно к ЛСО, используемой на УТР-2, направление  $Ox$  соответствует направлению из фазового центра радиотелескопа на юг, направление  $Oy$  соответствует направлению фазовый центр – запад и  $Oz$  – направлению фазовый центр – зенит. Вертикальный вибратор (в направлении  $Oz$ ) отсутствует на радиотелескопе УТР-2. Здесь  $\theta$  – астрономический азимут,  $\alpha$  – угол места

Индексы “a”, “b”, “c”, “d”, “e”, “f” соответствуют сечениям среды распространения сигнала от источника к наблюдателю справа налево.

После компенсации дисперсионной задержки все поляризационные параметры импульсного сигнала и параметры среды распространения хорошо оцениваются в сечении “0”, если они известны в сечении “c”. Эти параметры в СО источника хорошо оцениваются, даже если в сечении “c” они известны только в одноканальном режиме спектроанализатора [4, 6]. Поэтому все наши рассуждения в этой работе будут сводиться к трансформации сигналов из сечения “g” в сигналы сечения “c”. Такая трансформация

будет производиться для всех типов регистраторов. Соответственно, если она возможна, то дальнейшая задача считается решенной.

## 2. Двухканальный Wave Form приемник

Наиболее просто все поляризационные параметры оцениваются в случае двухканального Wave Form (WF) регистратора [17, 18]. В этом режиме в ЛСО (сечение “g”) доступны значения  $\dot{E}_x^g(\omega, \psi)$  и  $\dot{E}_y^g(\omega, \psi)$ , полученные из поляризационных каналов А и В, (значение  $\dot{E}_z^g(\omega, \psi)$  в поляризационном канале С является неизвестным). Геометрия рассматриваемой задачи представлена на рис. 1.

Особенность данного режима приема заключается в том, что энергия двух исходных поляризаций сигнала в СО источника излучения (сечение “0”) перераспределяется в энергию трех ортогональных линейных поляризаций в ЛСО (сечение “g”). Зная конструкцию и принципы управления принимающего радиотелескопа, коэффициенты нормировки на эффективную площадь, коэффициенты отражения Френеля и меру дисперсии, т. е. по сути матрицы  $EFS$ ,  $COS_1$ ,  $COS_2$ ,  $REF$  и  $D$ , зарегистрированные сигналы можно легко трансформировать из сечения “g” в сечение “b”.

Для решения поставленной задачи вначале следует восстановить комплексную амплитуду  $\dot{E}_z^g(\omega, \psi)$  в уравнении (1). Используя матрицу обратного поворота вокруг оси  $z$  (см. уравнение (1)), из ЛСО с координатами  $(x, y, z)$  (сечение “g”), перейдем в виртуальную СО – сечение “d”:

$$\begin{bmatrix} \dot{E}_x^d(\omega, \psi) \\ \dot{E}_y^d(\omega, \psi) \\ \dot{E}_z^d(\omega, \psi) \end{bmatrix} = COS_2^{-1} \times COS_1^{-1} \times EFS^{-1} \times \begin{bmatrix} \dot{E}_x^g(\omega, \psi) \\ \dot{E}_y^g(\omega, \psi) \\ \dot{E}_z^g(\omega, \psi) \end{bmatrix}. \quad (2)$$

В поперечной бегущей волне  $\dot{E}_z^d(\omega, \psi) = 0$ . Теперь из (2) легко восстановить недостающую поляризационную компоненту:

$$\begin{aligned} E_z^g(\omega, \psi) &= \frac{-\cos(\alpha)\cos(\theta)N_{eff}(z)}{\sin(\alpha)N_{eff}(x)} \dot{E}_x^g(\omega, \psi) - \\ &- \frac{\cos(\alpha)\sin(\theta)N_{eff}(z)}{\sin(\alpha)N_{eff}(y)} \dot{E}_y^g(\omega, \psi). \end{aligned} \quad (3)$$

Дальнейшая оценка параметров поляризации в СО источника проводится по разработанному алгоритму. Для этого нужно последовательно обратиться соответствующие матрицы из уравнения (1) и получить оценки  $\dot{E}_x^a(\omega, \psi)$ ,  $\dot{E}_y^a(\omega, \psi)$ . При этом подразумевается, что все параметры в обрабатываемых матрицах нам известны. Как оценить значение  $RM(\psi)$  и  $\chi(\psi)$  из наблюдательных данных в сечении “c” было показано в [4, 6]. Дальнейшая оценка всех поляризационных параметров из полученных значений  $|\dot{E}_{x,y}^a(\omega, \psi)|$  не вызывает трудностей. Для увеличения отношения сигнал/шум (С/Ш) в оцениваемых параметрах Стокса в сечении “a” усреднение по времени соответствующих компонент поляризационного тензора можно заменить усреднением в узкой полосе частот. Физика рассматриваемой задачи подразумевает, что параметры Стокса в узкой полосе частот являются гладкими функциями. Такой подход позволяет корректно оценивать все поляризационные параметры импульсных сигналов.

## 3. Одноканальный WF приемник

В этом режиме нам известен всего один элемент (см. уравнение (1)) в сечении “g”. Таким элементом может быть либо  $\dot{E}_x^g(\omega, \psi)$ , либо  $\dot{E}_y^g(\omega, \psi)$ . Из уравнения (3) следует, что восстановление компоненты  $\dot{E}_z^g(\omega, \psi)$  – легко решаемая задача, когда при известном  $\dot{E}_x^g(\omega, \psi)$  значение  $\sin \theta \approx 0$  или при известном  $\dot{E}_y^g(\omega, \psi)$  значение  $\cos \theta \approx 0$ . Если в ЛСО, связанной с радиотелескопом, ось  $x$  направлена на юг, то условие  $\sin \theta \approx 0$  соответствует положениям источника вблизи верхней и нижней кульминации. Понятно, что при выбранной геометрии вблизи этих положений компонента  $\dot{E}_y^d(\omega, \psi)$  проецируется преимущественно в компоненту  $\dot{E}_y^g(\omega, \psi)$  и не дает существенного вклада в остальные компоненты в сечении “g”. По отношению к соответствующим  $x$  компонентам в сечениях “d” и “g” возникает аналогичная ситуация при условии  $\cos \theta \approx 0$ .

Примем, что нам известна компонента  $\dot{E}_y^g(\omega, \psi)$  и выполняется условие  $\cos \theta \approx 0$ . Из уравнения (3) можно сразу найти компоненту  $\dot{E}_z^g(\omega, \psi)$ . Теперь из соответствующей части уравнения (2) находится составляющая  $\dot{E}_x^d(\omega, \psi)$  и далее составляющие  $\dot{E}_x^c(\omega, \psi)$  и  $\dot{E}_x^b(\omega, \psi)$ . Легко

понять, что в сигнале  $\dot{E}_x^b(\omega, \psi)$  устранено влияние дисперсионной задержки. В этом сечении уравнения (1) данный сигнал подвержен только влиянию эффекта Фарадея. Поэтому в рамках нашей модели даже в одном поляризационном канале локальные значения максимумов  $|\dot{E}_x^b(\omega, \psi)|$  в зависимости от частоты будут характеризовать максимальную длину проекции главной полуоси поляризационного эллипса на выбранное направление линейной поляризации  $x$  в сечении “ $b$ ”. Аналогично локальное значение минимумов этой функции в зависимости от частоты будут характеризовать минимальную длину проекции главной полуоси поляризационного эллипса.

Покажем, как восстановить сигнал  $|\dot{E}_x^b(\omega, \psi)|$  в поляризационном канале А, если известен сигнал  $|\dot{E}_y^b(\omega, \psi)|$ , принимаемый в канале В (ситуация аналогична для восстановления сигнала в канале В при приеме сигнала из канала А). Необходимо, чтобы сигнал  $|\dot{E}_y^b(\omega, \psi)|$  был известен в некоторой полосе частот. Ширина полосы  $\Delta\omega$  должна быть такой, чтобы выполнялось несколько условий. Первое – в СО источника во всей полосе функции  $|\dot{E}_x^0(\omega, \psi) \approx |\dot{E}_x^0(\omega + \Delta\omega, \psi)|$  и  $|\dot{E}_y^0(\omega, \psi) \approx |\dot{E}_y^0(\omega + \Delta\omega, \psi)|$  должны быть гладкими. Второе – в ЛСО, следовательно и в сечении “ $b$ ”, должны устойчиво регистрироваться несколько локальных максимумов и минимумов функций  $|\dot{E}_y^g(\omega, \psi)|$  и  $|\dot{E}_y^b(\omega, \psi)|$  соответственно. При этом (см. рис. 2) интенсивность огибающей локальных максимумов функции  $|\dot{E}_y^b(\omega, \psi)|$  (обозначим ее как  $\max[|\dot{E}_y^b(\omega, \psi)|]$ ) в частотной области будет пропорциональна длине большей полуоси поляризационного эллипса. Аналогично огибающая локальных минимумов  $\min[|\dot{E}_y^b(\omega, \psi)|]$  той же функции будет пропорциональна длине меньшей полуоси поляризационного эллипса. Если с помощью любых интерполяционных алгоритмов из сигнала  $|\dot{E}_y^b(\omega, \psi)|$  восстановить обе огибающие во всей полосе, то их отношение будет примерно равно коэффициенту эллиптичности,  $\epsilon(\omega, \psi) \approx \min[|\dot{E}_y^b(\omega, \psi)|] / \max[|\dot{E}_y^b(\omega, \psi)|]$ , в сечениях “ $b$ ”, “ $a$ ”, “0” уравнения (1).

Модельные условия гладкости функций  $|\dot{E}_x^0(\omega, \psi)|$ ,  $|\dot{E}_y^0(\omega, \psi)|$  дополняются условием

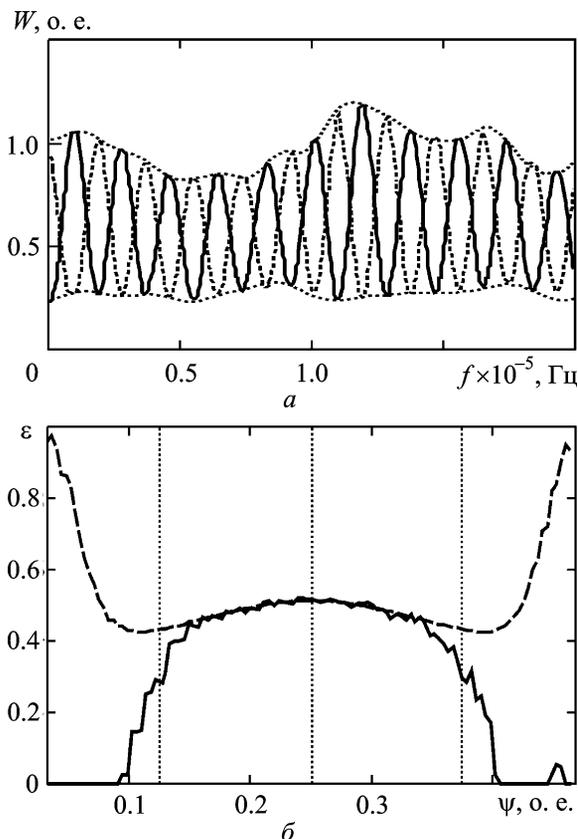


Рис. 2. Оценка коэффициента эллиптичности.  $a$  – зависимость мощности сигнала (в относительных единицах) от частоты: сплошная кривая – канал В, пунктирная линия – виртуальный канал А. (Интенсивность верхней огибающей пропорциональна квадрату модуля длины большей полуоси поляризационного эллипса. Аналогично, интенсивность нижней огибающей пропорциональна квадрату модуля длины меньшей полуоси поляризационного эллипса.)  $b$  – коэффициент эллиптичности  $\epsilon_{est}(\psi)$  в зависимости от безразмерной фазы импульса ( $t/P$ ), усредненный в полосе приема, определяемый с использованием виртуального канала А (сплошная линия), в сравнении с исходной функцией  $\epsilon(\psi)$  (пунктирная линия)

$$\arg[\dot{E}_y^0(\omega, \psi)] = \arg[\dot{E}_x^0(\omega, \psi)] \pm \pi/2, \quad (4)$$

где  $\arg[...]$  – аргумент комплексного числа. Из уравнения (1) следует, что уравнение (4) будет справедливо и в сечениях “ $a$ ” и “ $b$ ”. Оба указанных условия приводят к тому, что в сечении “ $b$ ” почти на эквидистантной сетке частот,  $\omega_i(\psi) - \omega_{i+1}(\psi) = \delta\omega(\psi)$ , максимумы сигнала  $|\dot{E}_y^b(\omega, \psi)|$  соответствуют минимумам сигнала  $|\dot{E}_x^b(\omega, \psi)|$ , и наоборот, максимумы сигнала  $|\dot{E}_x^b(\omega, \psi)|$  соответствуют минимумам сигнала  $|\dot{E}_y^b(\omega, \psi)|$ .

Поскольку энергии, переносимые сигналами  $\dot{E}_x^b(\omega, \psi)$  и  $\dot{E}_y^b(\omega, \psi)$ , также приблизительно одинаковы в полосе частот  $\Delta\omega$ , зная шаг сетки  $\delta\omega(\psi)$  из сигнала  $\dot{E}_y^b(\omega, \psi)$ , можно восстановить сигнал  $|\dot{E}_x^b(\omega, \psi)|$  с помощью техники виртуального канала, которая рассмотрена ниже.

Под виртуальным поляризационным каналом мы будем понимать искусственно созданный отклик  $|\dot{E}_x^b(\omega, \psi)|$ , отсутствующий в сечении “b”. Форма этого отклика должна быть близкой к форме оригинального отклика. На первом шаге создания виртуального канала из сигнала  $|\dot{E}_y^b(\omega, \psi)|$ , который рассматривается как оригинал в области  $\Delta\omega$ , с помощью быстрого преобразования Фурье (FFT) получаем два изображения сигнала,  $\dot{S}p_{+sh}(\Omega, \psi)$  и  $\dot{S}p_{-sh}(\Omega, \psi)$ , сдвинутых на комплексно сопряженные фазовые множители  $\exp(\pm i\Omega\omega_{sh}(\psi))$ :

$$\dot{S}p_{+sh;-sh}(\Omega, \psi) = FFT\left[|\dot{E}_x^b(\omega, \psi)|\right]\exp(\pm i\Omega\omega_{sh}(\psi)),$$

где  $\omega_{sh}(\psi) = \delta\omega(\psi)/2 = \Delta\omega/(2n_{\max}(\psi))$  – сдвиг по частоте (т. е. сдвиг по аргументу оригинала),  $n_{\max}(\psi)$  – номер ненулевой максимальной гармоники в спектре  $|\dot{S}p_{+sh}(\Omega, \omega)|^2$ ,  $\Omega$  – циклическая частота в области изображения.

На втором шаге из полученных изображений сигналов в виртуальных каналах (+sh; -sh) с помощью обратного быстрого преобразования Фурье (IFFT) формируем сигнал виртуального канала  $|\dot{E}_x^b(\omega, \psi)|$ :

$$|\dot{E}_x^b(\omega, \psi)| = \frac{IFFT\left[\dot{S}p_{+sh}(\Omega, \psi) + \dot{S}p_{-sh}(\Omega, \psi)\right]}{2}.$$

Эту процедуру можно повторять много раз, задавая значение  $\omega_{sh(j)}(\psi) = \omega_{sh(j-1)}(\psi)/2$  на  $j$ -ом шаге итерации. Именно такая процедура была использована для получения оценки  $\epsilon_{est}(\omega, \psi)$  в данном режиме приема. Виртуальные поляризационные каналы генерировались для того, чтобы увеличить количество узлов, для которых известны значения минимумов и максимумов огибающих в области регистрируемых частот. Найденные результаты оценки коэффициента эллиптичности в сравнении с исходными значениями этой величины, полученными из оценок длин главных полуосей поляризационного эллипса, представлены на рис. 2.

Флуктуационные ошибки оценок коэффициента эллиптичности зависят от уровня шумов в регистрируемых поляризационных каналах. В нашем модельном случае они не превышают 3 % в центре импульса. Увеличение систематической ошибки в оценке коэффициента эллиптичности на краях импульса объясняется уменьшением отношения С/Ш.

Можно видеть, что огибающие сигнала  $\max\left[|\dot{E}_x^b(\omega, \psi)|\right]$  и  $\min\left[|\dot{E}_x^b(\omega, \psi)|\right]$  адекватно отражают наше интуитивное представление о свойствах данной модели. Именно эти огибающие для сигналов, распространяющихся в слабо анизотропной плазме, несут всю информацию об амплитудах гармоник,  $|\dot{E}_x^0(\omega, \psi)|$ ,  $|\dot{E}_y^0(\omega, \psi)|$ , формирующих эллипсы поляризации на различных частотах.

Полученные оценки длин главных полуосей поляризационного эллипса являются ключом к наиболее точному решению обратной задачи и наиболее точному определению параметра  $RM$ .

Дальнейшая оценка поляризационных параметров не представляет трудностей, т. к. нам из модельных представлений заведомо известно, что в сечении “0” взаимная фаза двух линейных поляризаций отличается на  $\pm\pi/2$ .

#### 4. Двухканальный корреляционный приемник

В этом режиме в ЛСО (сечение “g”) известны четыре элемента корреляционной матрицы, которые можно записать в виде поляризационного тензора:

$$J(\omega, \psi) = \frac{c}{4\pi} \begin{pmatrix} \dot{E}_x^g(\omega, \psi)\overline{\dot{E}_x^g(\omega, \psi)} & \dot{E}_x^g(\omega, \psi)\overline{\dot{E}_y^g(\omega, \psi)} \\ \dot{E}_y^g(\omega, \psi)\overline{\dot{E}_x^g(\omega, \psi)} & \dot{E}_y^g(\omega, \psi)\overline{\dot{E}_y^g(\omega, \psi)} \end{pmatrix}.$$

Как следствие, известны и мощности в каналах А и В:  $|\dot{E}_x^g(\omega, \psi)|^2$  и  $|\dot{E}_y^g(\omega, \psi)|^2$ . Как было показано выше (см. уравнение (3)), компонента  $\dot{E}_z^g(\omega, \psi)$  является линейно зависимой от двух других компонент.

Из уравнения (1) следует, что при выбранном способе трансформации СО из одного сечения в другое (с индексами “0”, “a”, “b”, “c”) относительная фаза между сигналами  $\dot{E}_x^{0,a,b,c}(\omega, \psi)$  и  $\dot{E}_y^{0,a,b,c}(\omega, \psi)$  в каждом сечении остается равной  $\pm\pi/2$ . Это происходит потому, что в этом диапазоне сечений СО трансформируются из одного

сечения в другое с помощью переноса с соответствующим вращением. Тогда в любом из сечений “0”, “a”, “b”, “c” (для наглядности далее выберем сечение “b”) на каждой частоте  $\omega$  будут выполняться соотношения:

$$\begin{cases} \dot{E}_x^b(\omega, \psi) = \left| \dot{E}_x^b(\omega, \psi) \right| \exp(i\beta(\omega, \psi)), \\ \dot{E}_y^b(\omega, \psi) = \varepsilon^b(\omega, \psi) \dot{E}_x^b(\omega, \psi) \exp(\pm i(\pi/2)), \end{cases} \quad (5)$$

где  $\varepsilon^b(\omega, \psi)$  – коэффициент эллиптичности (или обратный ему коэффициент) в выбранной СО,  $\beta(\omega, \psi)$  – произвольная неизвестная начальная фаза. Аналогичные соотношения в сечении “g” будут отличаться от предыдущих наличием дополнительного фазового сдвига  $\varphi(\omega, \psi)$  между каналами:

$$\begin{cases} \dot{E}_x^g(\omega, \psi) = \left| \dot{E}_x^g(\omega, \psi) \right| \exp(i\beta(\omega, \psi)), \\ \dot{E}_y^g(\omega, \psi) = \varepsilon^g(\omega, \psi) \dot{E}_x^g(\omega, \psi) \exp(\pm i(\varphi(\omega, \psi) \pm \pi/2)); \end{cases} \quad (6)$$

$$\begin{cases} \dot{E}_x^g(\omega, \psi) = \left| \dot{E}_x^g(\omega, \psi) \right| \exp(i\beta(\omega, \psi)), \\ \dot{E}_y^g(\omega, \psi) = \left| \dot{E}_y^g(\omega, \psi) \right| \exp(i(\beta(\omega, \psi) + \varphi(\omega, \psi) \pm \pi/2)). \end{cases}$$

Из уравнений (2), (3) можно восстановить сигналы в сечении “d” с точностью до фазового множителя  $\exp(i\beta(\omega, \psi))$ :

$$\begin{cases} \dot{E}_x^d(\omega, \psi) = a \sqrt{\left| \dot{E}_x^g(\omega, \psi) \right|^2 + b \sqrt{\left| \dot{E}_y^g(\omega, \psi) \right|^2}} \times \\ \times \exp\left(i \arg \left[ \dot{E}_x^g(\omega, \psi) \overline{\dot{E}_y^g(\omega, \psi)} \right]\right), \\ \dot{E}_y^d(\omega, \psi) = c \sqrt{\left| \dot{E}_x^g(\omega, \psi) \right|^2 + d \sqrt{\left| \dot{E}_y^g(\omega, \psi) \right|^2}} \times \\ \times \exp\left(i \arg \left[ \dot{E}_x^g(\omega, \psi) \overline{\dot{E}_y^g(\omega, \psi)} \right]\right). \end{cases} \quad (7)$$

где  $a = -\cos(\theta) / (\sin(\alpha) N_x^{eff})$ ,  
 $b = -\sin(\theta) / (\sin(\alpha) N_y^{eff})$ ,  $c = -\sin(\theta) / N_x^{eff}$ ,  
 $d = \cos(\theta) / N_y^{eff}$ .

В уравнение (7) входят только известные коэффициенты и элементы корреляционной матрицы, полученные в сечении “g”. Отметим, что фазовый множитель  $\exp(i\beta(\omega, \psi))$  не окажет влияния на дальнейшие оценки поляризационных параметров. Обратив матрицы  $(UN + REF)$ , учитывающие

влияние интерференции падающей и отраженной волн в уравнении (1), можно восстановить соответствующие поляризационные компоненты  $\dot{E}_x^c(\omega, \psi)$ ,  $\dot{E}_y^c(\omega, \psi)$  в пространстве под ионосферой (сечение “c”). Далее следует произвести компенсацию дисперсионной задержки и тем самым привести сигнал в сечение “b”. Полученные оценки  $\dot{E}_x^b(\omega, \psi)$  и  $\dot{E}_y^b(\omega, \psi)$  можно использовать для определения поляризационных параметров либо в формализме волновых представлений, либо в формализме параметров Стокса. В первом случае нужно продолжать обращать уравнение (1), переходя в сечение “a”. Во втором случае из параметров  $\dot{E}_x^b(\omega, \psi)$ ,  $\dot{E}_y^b(\omega, \psi)$  можно получить матрицу когерентности в сечении “b” (см. уравнение (5)). Далее по известным формулам [19] можно получить все значения параметров Стокса ( $I^b(\omega, \psi)$ ,  $Q^b(\omega, \psi)$ ,  $U^b(\omega, \psi)$ ,  $V^b(\omega, \psi)$ ) в выбранной СО (сечение “b”). Эта СО находится на том же расстоянии от источника излучения, что и фазовый центр радиотелескопа, и свободна от интерференционного множителя. Неопределенность фазового множителя  $\exp(i\beta(\omega, \psi))$  не играет никакой роли, т. к. он одинаковым образом входит в каждую из компонент  $\dot{E}_x^d(\omega, \psi)$  и  $\dot{E}_y^d(\omega, \psi)$  и поэтому выпадает из любого члена матрицы когерентности в любой СО в сечениях “0”, “a”, “b” уравнения (1).

Теперь, зная оценочное значение меры вращения  $RM_{est}$ , можно легко получить оценки  $I^a(\omega, \psi)$ ,  $Q^a(\omega, \psi)$ ,  $U^a(\omega, \psi)$ ,  $V^a(\omega, \psi)$  в сечении “a”:

$$\begin{bmatrix} \dot{I}^a(\omega, \psi) \\ \dot{Q}^a(\omega, \psi) \\ \dot{U}^a(\omega, \psi) \\ \dot{V}^a(\omega, \psi) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \cos(2\varphi_O^R(\omega, \psi)) & \sin(2\varphi_O^R(\omega, \psi)) & 0 \\ 0 & -\sin(2\varphi_O^R(\omega, \psi)) & \cos(2\varphi_O^R(\omega, \psi)) & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \times \begin{bmatrix} \dot{I}^b(\omega, \psi) \\ \dot{Q}^b(\omega, \psi) \\ \dot{U}^b(\omega, \psi) \\ \dot{V}^b(\omega, \psi) \end{bmatrix}.$$

Из этих значений можно найти оценки всех отнесенных параметров и хода позиционного угла вдоль профиля импульса [9, 19].

Таким образом, как и в случае двухканального WF приема использование корреляционного приема позволяет восстановить все поляризационные параметры радиоизлучения в СО источника с точностью, обусловленной погрешностями оценки меры вращения и хода позиционного угла.

## 5. Двухканальный спектроанализатор

В этом режиме нам известны всего два элемента,  $\dot{E}_x^g(\omega, \psi)\dot{E}_x^g(\omega, \psi)$  и  $\dot{E}_y^g(\omega, \psi)\dot{E}_y^g(\omega, \psi)$ , в ЛСО (сечение “g”), которые нужно трансформировать в сечение “c”. Из уравнений (6) следует, что в этом режиме угол  $\varphi(\omega, \psi)$  неизвестен. Тогда мы вынуждены искать приближенные решения аналогично тому, как это было показано выше для одноканального WF режима. Примем условие наблюдений, при котором  $\sin \theta \approx 0$  (т. е. источник находится либо вблизи верхней, либо вблизи нижней кульминации). Тогда, модифицируя уравнение (7), получим:

$$\begin{cases} |E_x^c(\omega, \psi)|^2 = a^2 \frac{|E_x^g(\omega, \psi)|^2}{|1 + \dot{\rho}_{ps}(\dot{\epsilon}, \sigma, \omega)|^2}, \\ |E_y^c(\omega, \psi)|^2 = d^2 \frac{|E_y^g(\omega, \psi)|^2}{|1 + \dot{\rho}_s(\dot{\epsilon}, \sigma, \omega)|^2}. \end{cases} \quad (8)$$

Дальнейший алгоритм во многих аспектах повторяет алгоритм, рассмотренный для одноканального WF режима. Отличие состоит лишь в том, что в режиме двухканального спектроанализатора компенсация дисперсионного запаздывания возможна только с помощью постдетекторного алгоритма, тогда как в WF режиме приема аналогичная компенсация возможна с помощью когерентного алгоритма. Второе различие связано с наличием не одного, а двух зарегистрированных каналов.

## 6. Одноканальный спектроанализатор

В этом режиме нам известен всего один элемент в сечении “g”. Пусть таким элементом будет  $\dot{E}_x^g(\omega, \psi)\dot{E}_x^g(\omega, \psi)$ . По аналогии с предыдущим

рассмотрением примем, что  $\sin \theta \approx 0$ . Теперь в уравнениях (8) остается контролируемым только верхнее равенство. Как показывает численное моделирование, если азимутальный угол лежит в интервале  $\pm 7.5^\circ$ , даже этого оказывается достаточно, чтобы оценить все поляризационные параметры в СО источника излучения (сечение “a”). После получения оценки сигнала  $|\dot{E}_x^c(\omega, \psi)|^2$  и дальнейшей постдетекторной компенсации влияния дисперсионного запаздывания можно получить сигнал  $|\dot{E}_x^b(\omega, \psi)|^2$ . Теперь в сечении “b” нужно смоделировать виртуальный канал  $|\dot{E}_y^b(\omega, \psi)|^2$ . Дальнейший алгоритм аналогичен уже рассмотренным.

## 7. Результаты

Полученные результаты оценки поляризационных параметров Стокса в сравнении с исходными значениями этих величин представлены на рис. 3.

Из приведенных результатов ясно, что усреднение в частотной области искажает оценку линейно поляризованной компоненты излучения во всех сечениях уравнения (1) после сечения “a”. При этом параметры Стокса в сечении “a” того же уравнения рассматриваются нами как исходные поляризационные параметры радиоизлучения источника. В то же время в сечении “b” уравнения (1) можно с высокой точностью оценить коэффициент эллиптичности, меру вращения и позиционный угол зарегистрированного излучения. Это позволяет, обратив соответствующие матрицы уравнения (1), входящие в  $R^*$ , оценить поляризационные параметры излучения в системе источника.

## 8. Выводы

Разработаны алгоритмы определения всех поляризационных параметров импульсного радиоизлучения пульсаров в декаметровом диапазоне длин волн при различных режимах регистрации.

Для режима двухканального WF и корреляционного режима получены наиболее точные решения. Для режима двухканального спектроанализатора точные решения могут быть получены для малых азимутов (часовой угол до  $\pm 30$  мин). Наиболее модельно-зависимые решения получены для одноканального спектроанализатора.

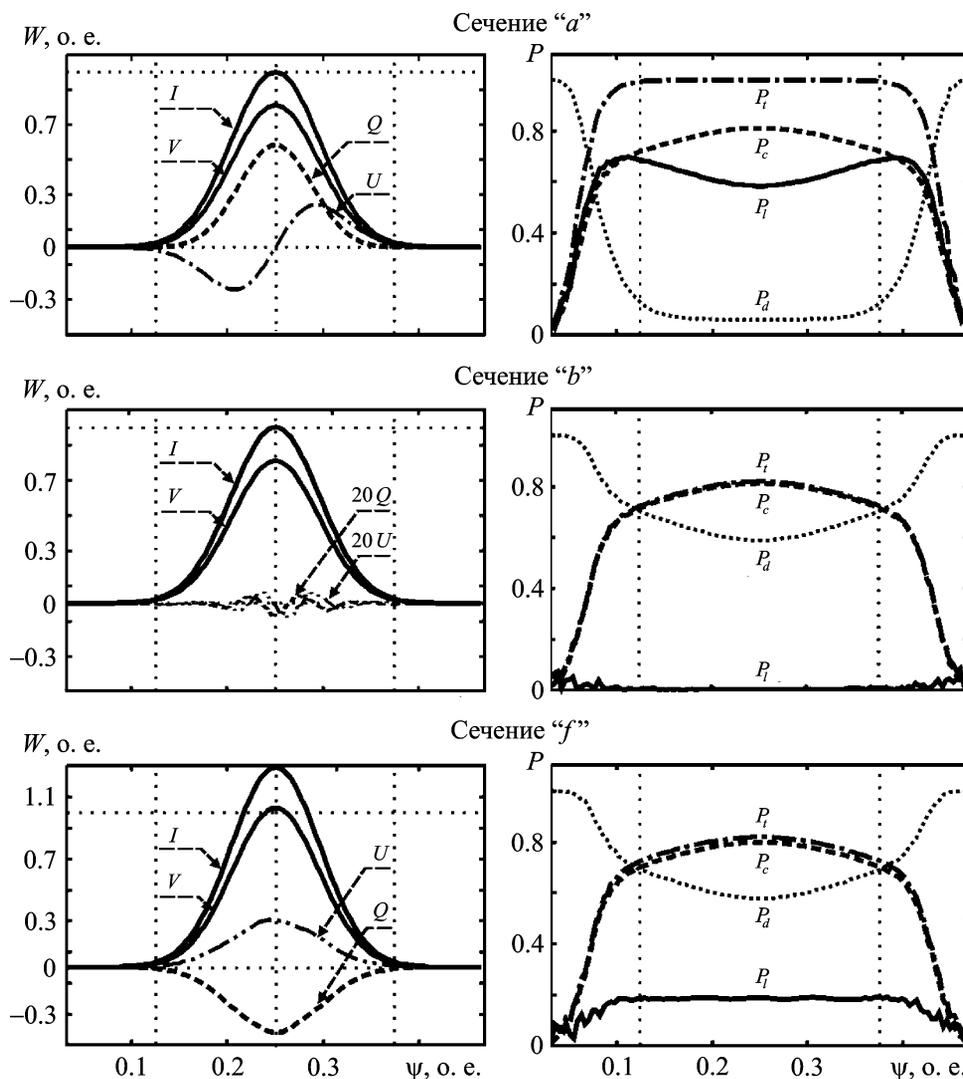


Рис. 3. Поляризационные параметры в форме параметров Стокса (левый столбец), и в виде степеней поляризации (правый столбец):  $P_t$  – общая степень поляризации,  $P_l$  – степень линейной поляризации,  $P_c$  – степень круговой поляризации,  $P_d$  – степень деполаризации. Влияние дисперсионного запаздывания компенсировано

Показано, что для импульсных сигналов усреднение параметров Стокса во временной области может быть заменено усреднением этих параметров в узкой полосе частот в СО источника.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Бобейко А. Л., Бовкун В. П., Брауде С. Я., Мень А. В., Сергиенко Ю. Ю. Интерферометр декаметрового диапазона радиоволн УРАН-1 // Антенны. – М.: Связь. – 1978. – Вып. 26. – С. 121–134.
2. Базелян Л. Л. Управляемая антенна круговой поляризации. 1. Расчетные соотношения // Изв. вузов. Радиофизика. – 1987. – Т. 30, № 4. – С. 516–521.
3. Абрагин Э. П., Базелян Л. Л., Браженко А. И. Управляемая антенна круговой поляризации. 2. Выбор оптимальной схемы // Изв. вузов. Радиофизика. – 1987. – Т. 30, № 5. – С. 619–623.
4. Ulyanov O. M., Shevtsova A. I., Mukha D. V., and Seredkina A. A. Investigation of the Earth ionosphere using the radio emission of pulsars // Baltic Astronomy. – 2013. – Vol. 22. – P. 53–65.
5. Ulyanov O. M., Shevtsova A. I., and Seredkina A. A. Neutron Stars and Pulsars. In: Leeuwen, editor. Proc. IAU S291. – Cambridge: Cambridge University Press, 2013. – P. 529–531.
6. Ульянов О. М., Шевцова А. И., Скорик А. А. Поляризационное зондирование магнитосферы пульсаров // Изв. Крымской астрофизической обсерватории. – 2013. – Т. 109, № 4. – С. 159–168.
7. Shevtsova A. I. Accurate Methods for Determining the Parameters of Radio Pulse Propagation Medium. (Presentation) // 43rd YERAC, Bielefeld University, 2013. – Available from: <http://www2.physik.uni-bielefeld.de/program.html>

8. *Hankins T. H. and Rickett B. J.* Pulsar Signal Processing In: B. Aldu, editor. *Methods in computational physics.* Vol. 14 – Radio astronomy. – New York: Academic Press, Inc., 1975. – P. 55–129.
9. *Azzam R. M. A. and Bashara N. M.* *Ellipsometry and Polarized Light.* – North-Holland, Amsterdam, 1987.
10. *Гинзбург В. Л.* Распространение электромагнитных волн в плазме. – М.: Наука, 1967. – 683 с.
11. *Айзенберг Г. З., Белоусов С. П., Журбенко Э. М., Клигер Г. А., Курашов А. Г.* *Коротковолновые антенны.* – М.: Радио и связь, 1985. – 536 с.
12. *Содин Л. Г., Фалькович И. С., Калинин Н. Н.* Определение параметров земной поверхности по измерению поперечной поляризации поверхностной волны // *Радиотехника.* – 1997. – № 1. – С. 95–102.
13. *Куликов К. А.* *Курс сферической астрономии.* – М.: Наука, 1974. – 232 с.
14. *Мень А. В., Содин Л. Г., Шарыкин Н. К., Брук Ю. М., Мельяновский П. А., Инютин Г. А., Гончаров Н. Н.* Принципы построения и характеристики антенн радиотелескопа УТР-2 // *Антенны.* – М.: Связь. – 1978. – Вып. 26. – С. 15–57.
15. *Брауде С. Я., Мень А. В., Содин Л. Г.* Радиотелескоп декаметрового диапазона волн УТР-2 // *Антенны.* – М.: Связь. – 1978. – № 26. – С. 3–14.
16. *Brazhenko A. I., Bulatsen V. G., Vashchishin R. V., Frantsuzenko A. V., Konovalenko A. A., Falkovich I. S., Abranin E. P., Ulyanov O. M., Zakharenko V. V., Lecacheux A., and Rucker H. O.* *New Decameter Radio polarimeter URAN-2.// Kinematics and Physics of Celestial Bodies.* Suppl. – 2005. – No. 5. – P. 43–46.
17. *Захаренко В. В., Николаенко В. С., Ульянов О. М., Мотиенко Р. А.* Приемник с высоким разрешением для исследования радиоизлучения // *Радиофизика и радиоастрономия.* – 2007. – Т. 12, № 3. – С. 233–241.
18. *Ulyanov O. M., and Zakharenko V. V.* Energy of anomalously intense pulsar pulses at decameter wavelengths // *Astron. Rep.* – 2012. – Vol. 56, Is. 6. – P. 417–429.
19. *Железняков В. В.* *Излучение в астрофизической плазме.* – М.: Янус-К, 1997. – 528 с.

О. М. Ульянов, А. І. Шевцова, А. О. Скорик

Радиоастрономічний інститут НАН України,  
вул. Червонопрапорна, 4, м. Харків, 61002, Україна

#### АЛГОРИТМИ ВИЗНАЧЕННЯ ПОЛЯРИЗАЦІЙНИХ ПАРАМЕТРІВ РАДІОВИПРОМІНЮВАННЯ ПУЛЬСАРІВ

Розглянуто оптимальні алгоритми визначення поляризаційних параметрів імпульсного еліптично поляризованого радіовипромінювання пульсарів. Ці алгоритми відповідають обраному типу реєстратора, котрий може використовуватись у пункті приймання сигналу. До таких реєстраторів належить приймач осцилоскопічного типу (Wave Form Receiver), реєстратор кореляційного типу та паралельний спектроаналізатор. Показано також, що за достатньо широкої смуги реєстрації та наявності в пункті приймання лінійно-поляризованого відгуку радіотелескопу (що відповідає одній або двом ортогональним поляризаціям) можна з вельми великою вірогідністю відновити усі поляризаційні параметри імпульсно випромінювання у системі відліку джерела.

О. М. Ulyanov, А. І. Shevtsova, and А. О. Skoryk

Institute of Radio Astronomy,  
National Academy of Sciences of Ukraine,  
4, Chervonopraporna St., Kharkiv, 61002, Ukraine

#### ALGORITHMS OF POLARIZATION PARAMETERS DETERMINATION OF PULSAR RADIO EMISSION

Optimal algorithms for determination of polarization parameters of pulsars elliptically polarized radio emission are considered. These algorithms correspond to a particular type of the recorder that can be used at the receiving point. These recorders can include the Wave Form Receiver, the correlation receiver or the parallel spectrum analyzer. It is also shown that all the polarization parameters of pulsed radiation in the source reference frame can be restored with high reliability for linearly polarized radio telescope response at the receiving point (that corresponds to one or two orthogonal polarizations) with sufficiently broad recording bandwidth.

Стаття постуила в редакцію 08.01.2014