УДК 621.396.96

А.В. ПОПОВ

Национальный аэрокосмический университет им. Н.Е. Жуковского "ХАИ", Украина

ОПЕРАТОРНОЕ ОПИСАНИЕ ПОЛЯРИЗАЦИОННЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ОБЪЕКТОВ АКТИВНОГО ДИСТАНЦИОННОГО ЗОНДИРОВАНИЯ

Вместо традиционного для радиолокационной поляриметрии векторно-матричного описания сигналов и поляризационных характеристик радиолокационных объектов предложена единая обобщенная математическая модель сигналов и объектов дистанционного зондирования на основе математического аппарата комплексных чисел с двойной мнимой единицей. Получено аналитическое выражение оператора рассеяния, раздельно описывающего амплитудные, фазовые и поляризационные преобразования сигнала при его отражении объектом. Установлена взаимосвязь параметров предложенного оператора рассеяния с инвариантными поляризационными характеристиками объекта и показана его независимость от поляризации сигналов зондирования и приема. Представлены результаты аналитической и численной проверки адекватности полученных выражений, показана методика их применения.

Ключевые слова: *дистанционное зондирование, поляризационная матрица рассеяния, инвариантные поляризационные характеристики, оператор рассеяния.*

Введение

Системы активного дистанционного зондирования (ДЗ) с аэрокосмических носителей широко применяются сегодня при решении задач экологического мониторинга окружающей среды, картографирования, предупреждения чрезвычайных ситуаций [1,2,3] и т.д. Одним из направлений их совершенствования является использование поляризационно многоканальных бортовых радиолокационных систем (РЛС), т.н. поляриметров [4], обеспечивающих как всепогодность наблюдений, так и значительное повышение их информативности. Об актуальности данного направления свидетельствует внедрение поляриметрических режимов работы практически во всех РЛС искусственных спутников Земли, запущенных развитыми странами в последние 5 лет. Так, например, изменяемая поляризация излучения и приема (HH, VH, HV, VV) применена в бортовых РЛС космических аппаратов:

– RADARSAT-2 Канадского космического агентства (запущен в декабре 2007 г.);

– TerraSAR-X немецкого аэрокосмического центра DLR (июнь 2007);

– COSMO-SkyMed 1-3 Итальянского Космического Агентства ASI (2007–2008, запуск COSMO-SkyMed 4 планируется в 2010 году).

Эффективность решения задач дистанционного зондирования во многом зависит от методов обработки материалов космических съемок и методов интерпретации поляриметрической информации, которые в свою очередь определяются подходом к формированию базовых математических моделей.

Традиционным базовым описанием поляризационных характеристик объектов ДЗ является поляризационная матрица рассеяния (ПМР), представляющая собой матрицу комплексных коэффициентов отражения при облучении объекта двумя сигналами с ортогональной поляризацией и приеме отраженного сигнала двухкомпонентной антенной в том же поляризационном базисе [4]. Недостатком ПМР является зависимость ее элементов от поляризации антенн РЛС [4]. Вследствие изменения ориентации летательного аппарата в процессе полета наблюдаемые значения ПМР также изменяются. Используемые в настоящее время различные инвариантные преобразования ПМР [4] порождают громоздкие математические конструкции, усложняющие процессы обработки данных ДЗ и интерпретацию поляриметрической информации. В основополагающей работе [5] еще в 1966 г. признавалось целесообразным ввести некоторую инвариантную характеристику поляризационных свойств объекта ДЗ, названную оператором рассеяния, и были определены основные требования к нему.

Поиск инвариантной, компактной, наглядной и удобной в практических расчетах формы оператора рассеяния проводился рядом авторов, например, [6–8] в течение последних 40 лет. В монографии [4], содержащей анализ развития радиолокационной поляриметрии за последние 20 лет, отмечается, что для решения данной задачи применялись матричные, геометрические методы, методы теории множеств, но, тем не менее, задачу построения оператора рассеяния нельзя считать завершенной.

Постановка задачи исследований

Известно, что радиолокационный объект при отражении зондирующего сигнала изменяет его амплитуду, фазу, эллиптичность и ориентацию, поэтому при разработке оператора рассеяния следует исходить из способов описания поляризации электромагнитных волн (ЭМВ). Наиболее общим является описание поляризации ЭМВ с помощью математического аппарата двойной комплексной плоскости, применявшегося также для описания преобразования поляризации сигнала поляризационными модуляторами [9].

Целью данной работы является разработка операторного описания поляризационных характеристик объектов дистанционного зондирования, инвариантного по отношению к поляризационному базису РЛС, на основе математического аппарата двойной комплексной плоскости.

1. Представление поляризации сигналов на двойной комплексной плоскости

Как известно [4,5] общим решением уравнений Максвелла для плоских ЭМВ в свободном пространстве является в общем случае эллиптически поляризованная ЭМВ, вектор электрического поля которой (см. рис. 1) может быть записан в виде:

$$\vec{E}(t)=\left(\vec{n}_X\cdot E_X\cdot e^{j\psi_X}+\vec{n}_Y\cdot E_Y\cdot e^{j\psi_Y}\right)\cdot e^{j\omega t}, \quad (1)$$

где $\vec{n}_X$, $\vec{n}_Y$ – единичные орты осей x и y;

E_X, E_Y – амплитуды;

ψ_X, ψ_Y – фазы проекций вектора $\vec{E}$ на оси x и y соответственно.

При $E^2=E_X^2+E_Y^2=1$ выражение (1) может быть записано в виде:

$$\dot{\vec{E}}(t)=\left(\vec{n}_X\cdot\cos\phi+\vec{n}_Y\cdot\sin\phi\cdot e^{-j\Delta\psi}\right)\cdot e^{j\psi}\cdot e^{j\omega t}, \quad (2)$$

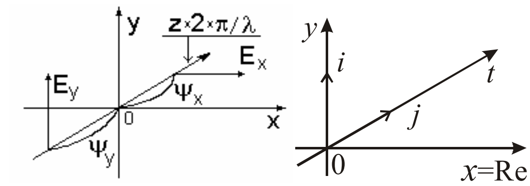
где $\Delta\psi=\psi_X-\psi_Y$ – разность фаз ортогонально поляризованных компонент;

$\psi=\psi_X$ – общая фаза волны;

$\cos\phi=E_X$, $\sin\phi=E_Y$.

При $\Delta\psi=\dfrac{\pi}{2}$ выражение (2) определяет эллиптически поляризованную волну, поляризационная диаграмма которой представляет собой эллипс с углом эллиптичности ϕ и углом ориентации $\theta=0$.

Поставив в соответствие плоскости $\{x0y\}$ комплексную плоскость, мнимая ось i которой совпадает с осью y, а действительная ось - с осью x, как показано на рис. 1, из (2) получим [9]



а б

Рис. 1. Компоненты электромагнитной волны (а) и двойная комплексная плоскость (б)

$$\ddot{E}(t)=\left(\cos\phi+i\sin\phi\cdot e^{-j\frac{\pi}{2}}\right)\cdot e^{j\psi}\cdot e^{j\omega t},$$

или, временно опустив множитель $e^{j\omega t}$,

$$\ddot{E}=(\cos\phi-ij\sin\phi)\cdot e^{j\psi}. \quad (3)$$

Выражение (3) есть форма записи эллиптически поляризованного поля на двойной комплексной плоскости: временной $(1,j)$ и пространственной $(1,i)$.

Представив произведение ij как совмещенную мнимую единицу, из (3) получим:

$$\ddot{E}=e^{-ij\phi}e^{j\psi}.$$

Всякий поворот линейного вектора $\vec{E}$, лежащего в плоскости $\{x0y\}$, на угол θ в положительном направлении (по часовой стрелке, если смотреть вслед волне), соответствует умножению изображения $\ddot{E}$ вектора $\vec{E}$ на комплексной плоскости $(1,i)$ на экспоненциальный множитель $e^{i\theta}$ [9]. Поэтому запись на двойной комплексной плоскости эллипса с углом эллиптичности ϕ, повернутого на угол θ относительно орта $\vec{n}_X$, примет вид:

$$\ddot{E}=e^{-ij\phi}e^{i\theta}e^{j\psi}. \quad (4)$$

Поскольку выражение (4) определяет все параметры поляризационной диаграммы, то комплексное число (4) считают [9] формой записи поляризации электромагнитной волны. Это же число, умноженное на $e^{j\omega t}$, представляет вектор $\vec{E}(t)$, вращающийся с частотой ω в плоскости $\{x0y\}$. Введение множителя e^{jkz} описывает эллиптически поляризованную электромагнитную волну, распространяющуюся вдоль оси z:

$$\ddot{E}(t)=e^{-ij\phi}e^{i\theta}e^{j(\omega t+\psi-kz)}. \quad (5)$$

Любая эллиптически поляризованная волна может быть представлена в виде суммы двух линейных векторов.

Если в выражении (4) раскрыть показательные формы по тригонометрическим функциям, то получится хорошо известное [5] разложение электромагнитной волны по координатным осям x и y:

$$e^{-ij\phi}e^{i\theta} = (\cos\phi\cos\theta + j\sin\phi\sin\theta) + \\ + i(\cos\phi\sin\theta - j\sin\phi\cos\theta). \quad (6)$$

Таким образом, проекции эллиптически поляризованной волны на координатные оси определяются как действительная и мнимая по i части комплексного числа:

$$\dot{E}_X = \mathrm{Re}_i\left(\ddot{E}\right),\ \dot{E}_Y = \mathrm{Im}_i\left(\ddot{E}\right),$$

где $\mathrm{Re}_i(\bullet)$ и $\mathrm{Im}_i(\bullet)$ – выделение реальной и мнимой части в комплексной плоскости $(1, i)$.

Эллиптически поляризованная волна может быть представлена в произвольном ортогональном базисе, если выражение (4) представить в виде

$$\ddot{E} = e^{-ij\phi}e^{i\theta}e^{j\psi} = e^{-ij(\phi_1+\phi_2)}e^{i\theta}e^{j\psi} = \\ = e^{-ij\phi_1}e^{-ij\phi_2}e^{i\theta}e^{j\psi}, \quad (7)$$

где $\phi_1 + \phi_2 = \phi$.

Показательную форму $e^{-ij\phi_1}$ можно разложить по формуле Эйлера

$$e^{-ij\phi_1} = \cos\phi_1 - (ij)\sin\phi_1.$$

Раскрывая совмещенную мнимую единицу согласно правилам операций с комплексными числами $(ij)\cdot(ij) = -1$ [9], получим выражение для эллиптически поляризованной волны с параметрами поляризации $\phi = \phi_1 + \phi_2$ и θ:

$$\ddot{E} = \left(\cos\phi_1 \cdot e^{-ij\phi_2} - ij\sin\phi_1 e^{ij\phi_2}\right)\cdot e^{i\theta}\cdot e^{j\psi}, \quad (8)$$

или после раскрытия совмещенной мнимой единицы

$$\ddot{E} = \left(\cos\phi_1 \cdot e^{-ij\phi_2}\cdot e^{i\theta} - j\sin\phi_1 e^{ij\phi_2} e^{i(\theta+\pi/2)}\right)\cdot e^{j\psi}. \quad (9)$$

Выражение (9) представляет собой разложение эллиптически поляризованной волны (4) по ортогональным эллиптическим ортам

$$\ddot{\zeta}_1 = e^{-ij\phi_2}\cdot e^{i\theta} = \ddot{\zeta}(\phi_2, \theta),$$

$$\ddot{\zeta}_2 = e^{ij\phi_2}\cdot e^{i(\theta+\pi/2)} = \ddot{\zeta}(-\phi_2, \theta+\pi/2).$$

Орты $\ddot{\zeta}_1$ и $\ddot{\zeta}_2$ ортогональны, т.к. они имеют одинаковую эллиптичность, противоположное направление вращения, их главные полуоси развернуты на $\pi/2$ относительно друг друга, синфазны и имеют нулевую начальную фазу, следовательно, они образуют синфазный поляризационный базис. В дальнейшем поляризационный базис будем обозначать только первым ортом $\ddot{\zeta}(\phi,\theta) = \ddot{\zeta}_1(\phi,\theta)$, подразумевая при этом, что второй орт синфазного ортогонального базиса определяется как $\zeta_2\left(-\phi, \theta + \pi/2\right)$.

Таким образом, описание поляризации сигнала в виде комплексного числа с двойной мнимой единицей позволяет представить сигнал в компактной и наглядной форме в любом поляризационном базисе.

2. Представление преобразования поляризации сигналов на двойной комплексной плоскости

Для описания преобразования поляризации сигнала в результате прохождения его через некоторую среду используется операторное произведение чисел с двойной мнимой единицей, определенное в [9] как

$$\ddot{E}_1 \times \ddot{E}_2 = \left[e^{ij\phi_1}\cdot e^{i\theta_1}\right]\times\left[e^{ij\phi_2}\cdot e^{i\theta_2}\right] = \\ = \left[e^{ij\phi_1}\cdot e^{i(\theta_1+\theta_2)}\right]\times e^{ij\phi_2} = \\ = \cos(\theta_1+\theta_2)\cdot e^{ij(\phi_1+\phi_2)} + \\ + i\cdot\sin(\theta_1+\theta_2)\cdot e^{ij(\phi_1-\phi_2)}. \quad (10)$$

Если считать, что комплексное число $\ddot{E}_1$ описывает ЭМВ с поляризационными параметрами ϕ_1, θ_1, а комплексное число $\ddot{E}_2$ – изменение параметров поляризации ЭМВ на ϕ_2, θ_2 в результате ее прохождения через среду распространения, устройство управления поляризацией или ее отражения от объекта ДЗ, то с помощью (10) может быть описано изменение поляризационного состояния ЭМВ $\ddot{E}_1$.

Анализ выражения (10) показывает, что изменение ориентации θ и эллиптичности ϕ ЭМВ могут быть описаны раздельно. Поворот плоскости поляризации ЭМВ характеризуется оператором

$$\ddot{\Theta}(\theta) = e^{i\theta}, \quad (11)$$

что непосредственно следует из (10) при подстановке $\phi_2 = 0$, т.е. изменение ориентации ЭМВ не приводит к изменению ее эллиптичности.

Изменение эллиптичности ЭМВ ($\theta_2 = 0$ в (10)) зависит от исходной ориентации ЭМВ. Анализ (10) показывает, что если ЭМВ имеет ориентацию $\theta_1 = \pi/4$, то ее компоненты получают одинаковые, но противоположные по знаку фазовые сдвиги $\pm\phi_2$, т.к. волна $\ddot{E}_1$ может быть представлена, согласно формуле Эйлера, в виде:

$$e^{-ij\phi}\cdot e^{i\theta} = \frac{1}{\sqrt{2}}\left(e^{j\phi}\cdot e^{-i\pi/4} + e^{-j\phi}\cdot e^{i\pi/4}\right)\cdot e^{i\theta}.$$

Таким образом, в случае $\theta_1 = \pi/4$ оператор трансформации эллиптичности сигнала имеет вид:

$$\ddot{\Phi}(\phi) = e^{-ij\phi}. \quad (12)$$

Выражение (12) справедливо для любых углов ориентации исходного сигнала, если его записать в системе координат, ось $\overline{0x}$ которой повернута на угол θ_R таким образом, чтобы ортогональные компоненты сигнала получали одинаковый (по модулю) фазовый сдвиг. Тогда преобразование эллиптичности сигнала $\ddot{E}$ будет иметь вид:

$$\ddot{E}\times\ddot{\Phi}(\phi,\theta_R)=\left\{\left[\ddot{E}\cdot\ddot{\Theta}(-\theta_R)\right]\times\ddot{\Phi}(\phi)\right\}\cdot\ddot{\Theta}(\theta_R), \quad (13)$$

где $\theta_R=\theta_1+\pi/4$.

Таким образом, операции с комплексными числами с двойной мнимой единицей позволяют в компактной и наглядной форме описать преобразования ЭМВ при ее отражении от объекта дистанционного зондирования.

3. Инвариантные поляризационные характеристики объектов ДЗ

Как известно [4 – 6], отраженный от радиолокационного объекта сигнал $\vec{\ddot{E}}_{Sc}$ вида (1) связан с зондирующим сигналом $\vec{\ddot{E}}_{In}$ комплексной поляризационной матрицей рассеяния (ПМР) $\dot{\mathbf{S}}$ размером 2×2

$$\vec{\ddot{E}}_{Sc}=\dot{\mathbf{S}}\cdot\vec{\ddot{E}}_{In}. \quad (14)$$

ПМР $\dot{\mathbf{S}}$ описывает отражающие свойства объекта на ортогональных поляризациях a, b,

$$\dot{\mathbf{S}}=\begin{bmatrix}\dot{S}_{aa} & \dot{S}_{ab}\\ \dot{S}_{ba} & \dot{S}_{bb}\end{bmatrix}, \quad (15)$$

причем в случае моностатической радиолокации $\dot{S}_{ab}=\dot{S}_{ba}$ [4,5]. В матрице (15) содержится вся информация об отражающих свойствах объекта при заданной частоте зондирования и фиксированном ракурсе наблюдения, однако значения ее элементов зависят от выбора ортогональных поляризаций a, b. В бортовых средствах дистанционного зондирования обычно используются вертикальная (V) и горизонтальная (H) поляризации.

Поляризационными инвариантами объекта ДЗ являются собственные числа $\dot{\lambda}_1,\dot{\lambda}_2$ и собственные вектора $\vec{\ddot{\zeta}}_E$ матрицы (15) [4,5], которые определяются характеристическим уравнением

$$\dot{\mathbf{S}}\cdot\vec{\ddot{\zeta}}_E=\boldsymbol{\lambda}\cdot\vec{\ddot{\zeta}}_E$$

и имеют вид [4,5]:

$$\boldsymbol{\lambda}=\begin{bmatrix}\lambda_1\cdot e^{j\psi_1} & 0\\ 0 & \lambda_2\cdot e^{j\psi_2}\end{bmatrix}, \quad (16)$$

$$\vec{\ddot{\zeta}}_E=\begin{bmatrix}\cos\theta_E & -\sin\theta_E\\ \sin\theta_E & \cos\theta_E\end{bmatrix}\times\begin{bmatrix}\cos\phi_E\\ j\cdot\sin\phi_E\end{bmatrix}, \quad (17)$$

где ϕ_E и θ_E – поляризационные параметры так называемой [4,5] собственной поляризации объекта. Физически собственные поляризации (17), соответствующие собственным числам (16) матрицы (15), характеризуются отсутствием в отраженном сигнале компонент, поляризованных ортогонально облучающей волне. При этом собственные числа $\dot{\lambda}_1,\dot{\lambda}_2$ ПМР $\dot{\mathbf{S}}$ являются комплексными коэффициентами отражения объекта при зондировании его сигналами собственных поляризаций.

Собственные вектора (13) $\vec{\ddot{\zeta}}_E$, соответствующие собственным числам ПМР $\dot{\lambda}_1$, $\dot{\lambda}_2$, являются ортогональными по определению и образуют собственный синфазный ортогонально эллиптический поляризационный базис объекта $\ddot{\zeta}_E=\ddot{\zeta}(\phi_E,\theta_E)$.

4. Синтез оператора преобразования поляризации сигнала объектом ДЗ

При зондировании объекта вида (15) сигналом $\vec{\ddot{E}}_R$, ортогональные компоненты которого синфазны и равны по амплитуде в собственном базисе объекта $\ddot{\zeta}_E$, параметры отраженного сигнала $\vec{\ddot{E}}_T$ будут непосредственно определяться параметрами объекта в его собственном базисе:

$$\begin{bmatrix}\dot{E}_{T1}\\ \dot{E}_{T2}\end{bmatrix}_{\ddot{\zeta}_E}=\begin{bmatrix}\dot{\lambda}_1 & 0\\ 0 & \dot{\lambda}_2\end{bmatrix}\cdot\begin{bmatrix}\dot{E}_{R1}\\ \dot{E}_{R2}\end{bmatrix}$$

или

$$\dot{E}_{T1}=\dot{\lambda}_1\cdot\dot{E}_{R1},\ \dot{E}_{T2}=\dot{\lambda}_2\cdot\dot{E}_{R2}. \quad (18)$$

Если потребовать $\sqrt{\dot{E}_{R1}^2+\dot{E}_{R2}^2}=1$, то вектор $\vec{\ddot{E}}_R$ будет определять поляризационный базис $\ddot{\zeta}_R$, который можно назвать **равновесным**. Орты равновесного поляризационного базиса $\ddot{\zeta}_R$ связаны с собственным базисом объекта $\ddot{\zeta}_E$ как

$$\ddot{\zeta}_R=\ddot{\zeta}_E\cdot e^{i\frac{\pi}{4}},$$

а компоненты равновесного сигнала в собственном базисе объекта будут иметь вид

$$\begin{bmatrix}\dot{E}_{R1}\\ \dot{E}_{R2}\end{bmatrix}_{\ddot{\zeta}_E}=\frac{1}{\sqrt{2}}\begin{bmatrix}1\\ 1\end{bmatrix}. \quad (19)$$

Поляризация отраженного объектом сигнала (18) может быть представлена в виде

$$\frac{E_{T1}}{\sqrt{E_{T1}^2+E_{T2}^2}}\cdot e^{j\psi_1}+i\cdot\frac{E_{T2}}{\sqrt{E_{T1}^2+E_{T2}^2}}\cdot e^{j\psi_2}=$$
$$=e^{-ij\phi_T}\cdot e^{i\theta_T}\cdot e^{j\psi_T},$$

откуда с учетом (19)

$$e^{-ij\phi_T}\cdot e^{i\theta_T}\cdot e^{j\psi_T}=$$
$$=\frac{1}{\sqrt{\lambda_1^2+\lambda_2^2}}\left[\cos\gamma\cdot e^{j\psi_1}+i\cdot\sin\gamma\cdot e^{j\psi_2}\right], \quad (20)$$

где

$$\cos\gamma = \frac{\lambda_1}{\sqrt{\lambda_1^2+\lambda_2^2}}, \ \sin\gamma = \frac{\lambda_2}{\sqrt{\lambda_1^2+\lambda_2^2}},$$

$$\gamma = \operatorname{arctg}\left(\frac{\lambda_2}{\lambda_1}\right).$$

Таким образом, сигнал $\ddot{\vec{E}}_R$ равновесной поляризации $\ddot{\zeta}_R$ при отражении от объекта получает изменения эллиптичности ϕ_T, ориентации θ_T, общей фазы волны ψ_T и амплитуды $\sqrt{\lambda_1^2+\lambda_2^2}$.

Для нахождения параметров поляризации отраженного сигнала ϕ_T, θ_T, ψ_T необходимо решить уравнение (20), для чего введем суммарную ψ_Σ и разностную $\Delta\psi$ фазы сигнала

$$\psi_\Sigma = \psi_1+\psi_2, \ \Delta\psi = \psi_1-\psi_2$$

и преобразуем (20) к виду

$$e^{-ij\phi_T}\cdot e^{i\theta_T}\cdot e^{j\psi_T} = \frac{1}{\sqrt{\lambda_1^2+\lambda_2^2}}\times$$

$$\times\left[\cos\gamma\cdot e^{j\frac{\Delta\psi}{2}} + i\cdot\sin\gamma\cdot e^{-j\frac{\Delta\psi}{2}}\right]\cdot e^{-j\frac{\psi_\Sigma}{2}}.$$

Заменив в правой части тригонометрические функции показательными и наоборот, получим

$$\cos\frac{\Delta\psi}{2}\cdot e^{i\gamma} + j\sin\frac{\Delta\psi}{2}\cdot e^{-i\gamma} = \\ = e^{-ij\phi_T}\cdot e^{i\theta_T}\cdot e^{j\left(\psi_T+\frac{\psi_\Sigma}{2}\right)} \qquad (21).$$

Умножив правую и левую части уравнения (21) на $e^{ij\phi_T}\cdot e^{-i\theta_T}$, что согласно (9) означает разложение (21) в базисе $\ddot{\zeta}_T = \ddot{\zeta}(\phi_T,\theta_T)$, получим уравнение

$$e^{j\left(\psi_T+\frac{\psi_\Sigma}{2}\right)} =$$

$$=\left[\cos\tfrac{\Delta\psi}{2}\cdot\cos(\gamma-\theta_T)+j\sin\tfrac{\Delta\psi}{2}\cdot\cos(\gamma+\theta_T)\right]\cdot e^{ij\phi_T} +$$

$$+i\left[\cos\tfrac{\Delta\psi}{2}\cdot\sin(\gamma-\theta_T)-j\sin\tfrac{\Delta\psi}{2}\cdot\sin(\gamma+\theta_T)\right]\cdot e^{-ij\phi_T},$$

методика решения которого известна [9] и состоит в раскрытии всех комплексных экспонент и приравнивании коэффициентов при одинаковых мнимых единицах слева и справа, что дает известные соотношения [9]:

$$\sin(2\phi_T) = \sin(2\gamma)\cdot\sin(\Delta\psi), \qquad (22)$$

$$\tan(\theta_T) = \frac{\sin(2\gamma)\cdot\cos(\Delta\psi)}{\cos(2\gamma)+\cos(2\phi_T)}, \qquad (23)$$

где $\gamma = \operatorname{arctg}\left(\frac{\lambda_2}{\lambda_1}\right)$, $\Delta\psi = \psi_1-\psi_2$.

Фазовый сдвиг, вносимый объектом в зондирующий сигнал, определяется из соотношений [9]

$$\cos\left(\psi_T-\frac{\psi_\Sigma}{2}\right) = \cos\phi_T\cdot\cos\frac{\Delta\psi_T}{2}\cdot\cos(\theta_T-\gamma)+ \\ +\sin\phi_T\cdot\sin\frac{\Delta\psi_T}{2}\cdot\sin(\theta_T+\gamma),$$

$$\sin\left(\psi_T-\frac{\psi_\Sigma}{2}\right) = \cos\phi_T\cdot\sin\frac{\Delta\psi_T}{2}\cdot\cos(\theta_T+\gamma)- \\ -\sin\phi_T\cdot\cos\frac{\Delta\psi_T}{2}\cdot\sin(\theta_T-\gamma). \qquad (24)$$

Выражения (22) – (24) зависят только от поляризационных характеристик объекта в его собственном базисе – модулей и фаз собственных чисел ПМР объекта, и дают однозначные решения в пределах $\phi_T\in\left[-\pi/4 ... \pi/4\right]$, $\theta_T\in\left[-\pi/2 ... \pi/2\right]$, $\psi_T\in\left[-\pi/2 ... \pi/2\right]$. Таким образом, сигнал $\ddot{E}_T$, отраженный объектом, в собственном базисе объекта $\ddot{\zeta}_E = \ddot{\zeta}(\phi_E,\theta_E)$ при зондировании его сигналом с поляризацией (19), соответствующей орту равновесного базиса $\ddot{\zeta}_R$, может быть представлен в терминах двойной комплексной плоскости как

$$\ddot{E}_T = k\cdot e^{-ij\phi_T}\cdot e^{i\theta_T}\cdot e^{j\psi_T}, \qquad (25)$$

где $k=\sqrt{\lambda_1^2+\lambda_2^2}$ – амплитуда отраженного сигнала,

ψ_T – фазовый сдвиг, вносимый объектом в зондирующий сигнал,

$e^{i\theta_T}$ – оператор преобразования ориентации,

$e^{-ij\phi_T}$ – оператор преобразования эллиптичности исходного сигнала.

Трансформацию поляризации сигнала в (25) описывают 2 сомножителя: $e^{i\theta_T}$ и $e^{-ij\phi_T}$.

Первый сомножитель $e^{i\theta_T}$ инвариантен к эллиптичности исходного сигнала, поскольку ЭМВ произвольной поляризации может быть представлена суммой двух пространственно–ортогональных линейно поляризованных волн (6), ориентация каждой из которых изменится на угол θ_T согласно (10).

Второй сомножитель $e^{-ij\phi_T}$ описывает изменение эллиптичности ЭМВ с произвольной эллиптичностью, однако не инвариантен к ориентации вектора поляризации исходной ЭМВ, поскольку в показателе имеется мнимая единица i, «отвечающая» за пространственные преобразования. Поэтому, если ориентация зондирующей волны $\ddot{E}_{In}$ отличается от ориентации вектора $\ddot{\zeta}_R$, то для использования оператора $e^{-ij\phi_T}$ необходимо записать $\ddot{E}_{In}$ в системе координат, в которой большая ось эллипса поляризации совпадает с осью $\ddot{\zeta}_R$, умножить компоненты волны на $e^{-ij\phi_T}$ и привести затем полученный результат к исходной системе координат.

Если поляризация зондирующей волны $\ddot{E}_{In}$ в собственном базисе объекта $\ddot{\zeta}_E$ имеет вид

$$\ddot{E}_{In} = e^{-ij\phi_{In}} \cdot e^{i\theta_{In}},$$

то результат ее преобразования оператором $e^{-ij\phi_T}$ получается как

$$\begin{aligned}\ddot{E}_{Sc} &= \left\{ \ddot{E}_{In} \cdot e^{-i\theta_R} \times e^{-ij\phi_T} \right\} \cdot e^{i\theta_R} = \\ &= \ddot{E}_{In} \times \ddot{\Phi}\left(\phi_T, \theta_R\right),\end{aligned} \quad (26)$$

где θ_R – ориентация равновесного базиса объекта,

$\times$ – знак операторного умножения чисел двойной комплексной плоскости согласно (10).

В результате операторного перемножения в (26) получим

$$\left[e^{-ij\phi_S} \cdot e^{i\left(\theta_S - \theta_R\right)} \times e^{-ij\phi_T}\right] \cdot e^{i\theta_R} =$$

$$\left[\cos(\theta_S - \theta_R) \cdot e^{-ij(\phi_S + \phi_T)} + \right. \quad (27)$$

$$\left. + i \cdot \sin(\theta_S - \theta_R) \cdot e^{-ij(\phi_S - \phi_T)}\right] \cdot e^{i\theta_R}.$$

С учетом (13) θ_R в (27) может быть заменено на

$$\theta_R = \theta_E + \pi/4,$$

где θ_E – угол ориентации собственного базиса радиолокационного объекта $\ddot{\zeta}_E = \zeta\left(\phi_E, \theta_E\right)$.

Объединив результаты (25) – (27) получаем, что преобразованная оператором $\ddot{\Phi}(\phi_T, \theta_E + \pi/4)$ ЭМВ $\ddot{E}_{In}$ согласно (25) при отражении от объекта получает амплитуду k, изменяет свою ориентацию на угол θ_T и получает дополнительный фазовый сдвиг ψ_T:

$$\ddot{E}_T = k \cdot \left\{ \ddot{E}_{In} \cdot e^{-i(\theta_E + \pi/4)} \times \right.$$

$$\left. \times e^{-ij\phi_T} \right\} \cdot e^{i(\theta_E + \pi/4)} \cdot e^{i\theta_T} \cdot e^{j\psi_T}.$$

Таким образом, получено аналитическое выражение оператора объекта ДЗ в терминах двойной комплексной плоскости, описывающее амплитудные, фазовые и поляризационные преобразования сигнала при его отражении от объекта в виде:

$$\ddot{S}\left(\vec{\lambda}, \ddot{\zeta}_E\right) = k \cdot e^{j\psi_T} \cdot \ddot{\Phi}(\phi_T, \theta_E) \cdot \ddot{\Theta}\left(\theta_T\right), \quad (28)$$

где $\ddot{\Phi}(\phi, \theta) = \left\{ \ddot{\Theta}\left[-(\theta + \pi/4)\right] \times e^{-ij\phi} \right\} \cdot \ddot{\Theta}\left(\theta + \pi/4\right)$ –

– оператор изменения эллиптичности ϕ сигнала, ориентированного под углом θ в плоскости $(x0y)$ (см. рис. 1);

$\ddot{\Theta}\left(\theta\right) = e^{i\theta}$ – оператор поворота системы координат на угол θ в плоскости $(x0y)$;

ϕ_T, θ_T, ψ_T – параметры эллиптичности, ориентации и фазы объекта, определяемые согласно (22) – (24) по собственным числам (16) ПМР объекта $\vec{\lambda} = \left[\dot{\lambda}_1, \dot{\lambda}_2\right]$;

$k = \sqrt{\lambda_1^2 + \lambda_2^2}$ – «размер» радиолокационного объекта;

θ_E – угол ориентации собственной поляризации объекта $\ddot{\zeta}_E = \zeta\left(\phi_E, \theta_E\right)$.

Следует отметить интересную особенность полученного оператора, заключающуюся в том, что выражение (28) инвариантно относительно эллиптичности исходного сигнала ϕ_{In} и эллиптичности собственной поляризации объекта ϕ_E. Это объясняется тем, что эллиптичность ЭМВ является ее инвариантным параметром, сохраняющимся в любом поляризационном базисе [5].

Для определения компонент волны, отраженной объектом ДЗ в базисе антенны, например, традиционном $\{H, V\}$, необходимо записать зондирующий сигнал $\ddot{E}_{In}$ в виде (4), представить $\ddot{E}_{In}$ в базисе объекта $\ddot{\zeta}_E$ согласно (9), выполнить его операторное умножение на (28) и результат, полученный в собственном базисе объекта $\ddot{\zeta}_E$, представить согласно (9) в исходном поляризационном базисе:

$$\ddot{E}_{Sc}\big|_{HV} = \left[\ddot{S}\left(\vec{\lambda}, \ddot{\zeta}_E\right) \times \ddot{E}_{in}\big|_{\ddot{\zeta}_E}\right] \cdot e^{-ij\phi_E} \cdot e^{\theta_E}. \quad (29)$$

Аналогично могут быть получены компоненты отраженной волны в произвольном базисе путем подстановки в (29) требуемых поляризационных параметров вместо ϕ_E, θ_E.

5. Проверка адекватности и анализ полученных результатов

Рассмотрим простейший пример, иллюстрирующий «работу» полученного оператора рассеяния объекта. Допустим, объектом дистанционного зондирования в поляризационном базисе $\{H, V\}$ является одиночный диполь единичной длины, ориентированный в плоскости (H, V) под углом θ относительно оси $\overline{0H}$. ПМР такого объекта хорошо известна [5]:

$$\dot{\mathbf{S}}\big|_{HV} = \begin{bmatrix} \cos^2\theta & \sin\theta \cdot \cos\theta \\ \sin\theta \cdot \cos\theta & \sin^2\theta \end{bmatrix}. \quad (30)$$

Найдем параметры оператора рассеяния $\ddot{S}$ для данного объекта:

- собственные числа ПМР $\dot{\lambda}_1 = 1$, $\dot{\lambda}_2 = 0$;
- собственный вектор для $\dot{\lambda}_1$ имеет вид

$$\vec{\dot{\zeta}}_E^T = [\cos\theta \quad \sin\theta] \ \Rightarrow \ \ddot{\zeta}_E = e^{i\theta};$$

- угол $\gamma = \mathrm{arctg}(\lambda_2/\lambda_1) = 0$;
- разность фаз $\Delta\psi = \arg(\dot{\lambda}_2/\dot{\lambda}_1) = 0$;
- эллиптичность $\phi_T = 0$ согласно (22);
- ориентация $\theta_T = 0$ согласно (23);
- фаза $\psi_T = 0$ согласно (24).

Подстановка указанных параметров в (28) дает численное значение оператора объекта:

$$\ddot{S} = 1 + i \cdot 0. \tag{31}$$

Для измерения ПМР объекта в базисе $\{H, V\}$ необходимо выполнить его зондирование сигналом горизонтальной поляризации $\vec{\dot{H}}_{In}$, при этом с помощью двухканального приема в базисе $\{H, V\}$ определяются элементы ПМР $\dot{S}_{HH}$ и $\dot{S}_{HV}$. Зондирование сигналом вертикальной поляризации $\vec{\dot{V}}_{In}$ дает значения элементов ПМР $\dot{S}_{VH}$ и $\dot{S}_{VV}$.

Изображение на двойной комплексной плоскости сигнала $\vec{\dot{H}}_{In}^T = \begin{bmatrix} 1 & 0 \end{bmatrix}$ базисе $\{H, V\}$ имеет вид $\ddot{H}_{In}\big|_{HV} = 1 + i \cdot 0 = 1 \cdot e^{i0}$. Для применения (29) $\ddot{H}_{In}\big|_{HV}$ необходимо представить в собственном базисе объекта $\ddot{\zeta}_E = e^{i\theta}$, т.е. повернуть его в плоскости (H, V) на угол $-\theta$:

$$\ddot{H}_{In}\Big|_{\ddot{\zeta}_E} = \ddot{H}_{In}\big|_{HV} \cdot \ddot{\Theta}(-\theta) = 1 \cdot e^{-i\theta} = \cos(\theta) - i \cdot \sin(\theta).$$

Для нахождения отраженного объектом сигнала $\ddot{E}_T$ выполним согласно (29) **операторное** умножение (31) на $\ddot{H}_{In}\Big|_{\ddot{\zeta}_E}$:

$$\ddot{E}_T\Big|_{\ddot{\zeta}_E} = \ddot{S} \times \ddot{H}_{In}\Big|_{\ddot{\zeta}_E} = \\ = [1 + i \cdot 0] \times [\cos(\theta) - i \cdot \sin(\theta)] = \cos(\theta).$$

Согласно (29) для нахождения принятого поляриметром сигнала $\ddot{E}_{Sc}\big|_{HV}$ разложим отраженный объектом сигнал $\ddot{E}_T\Big|_{\ddot{\zeta}_E}$ в измерительном базисе $\{H, V\}$ приемной антенны:

$$\ddot{E}_{Sc}\big|_{HV} = \ddot{E}_T\Big|_{\ddot{\zeta}_E} \cdot e^{i\theta} = \cos(\theta) \cdot [\cos(\theta) + i \cdot \sin(\theta)] = \\ = \cos^2(\theta) + i \cdot \cos(\theta) \cdot \sin(\theta),$$

что соответствует традиционной векторной форме представления сигнала:

$$\vec{\dot{E}}_{Sc}^T\big|_{HV} = \begin{bmatrix} \cos^2(\theta) & \cos(\theta) \cdot \sin(\theta) \end{bmatrix},$$

откуда следует, что

$$\dot{S}_{HH} = \cos^2(\theta),$$

$$\dot{S}_{HV} = \cos(\theta) \cdot \sin(\theta).$$

При зондировании объекта сигналом вертикальной поляризации $\vec{\dot{V}}_{In}^T = \begin{bmatrix} 0 & 1 \end{bmatrix}$

$$\ddot{V}_{In}\big|_{HV} = 0 + i \cdot 1 = 1 \cdot e^{i\pi/2},$$

$$\ddot{V}_{In}\Big|_{\ddot{\zeta}_E} = i \cdot (\cos(\theta) - i \cdot \sin(\theta)) = \sin(\theta) + i \cdot \cos(\theta).$$

Операторное умножение в (29) дает

$$\ddot{E}_T\Big|_{\ddot{\zeta}_E} = \ddot{S} \times \ddot{V}_{In}\Big|_{\ddot{\zeta}_E} = \\ = [1 + i \cdot 0] \times [\sin(\theta) + i \cdot \cos(\theta)] = \sin(\theta),$$

а приведение к базису $\{H, V\}$

$$\ddot{E}_{Sc}\big|_{HV} = \sin^2(\theta) + i \cdot \cos(\theta) \cdot \sin(\theta)$$

позволяет получить вторую строку ПМР объекта:

$$\dot{S}_{VH} = \cos(\theta) \cdot \sin(\theta), \ \dot{S}_{VV} = \sin^2(\theta),$$

что подтверждает адекватность операторного метода описания поляризационных характеристик объектов ДЗ традиционному матричному.

Рассмотрим более сложный объект ДЗ, представляющий собой два ортогональных дипольных отражателя единичной длины, разнесенных в пространстве на расстояние $z = \Psi \lambda/4\pi$, где λ – длина волны РЛС, и повернутых в плоскости (HV) на угол $\theta = \pi/4$. Как известно [4], такой объект порождает эллиптически поляризованную отраженную волну с углом эллиптичности $\phi = \psi/2$ без изменения ее ориентации относительно ориентации зондирующего сигнала.

Элементы ПМР в базисе $\{H, V\}$ имеют вид [5]

$$\dot{S}_{HH} = h_1 \cdot \cos^2\theta_1 \cdot e^{j\psi_1} + h_2 \cdot \cos^2\theta_2 \cdot e^{j\psi_2},$$

$$\dot{S}_{HV} = \dot{S}_{VH} = \frac{1}{2} h_1 \cdot \sin 2\theta_1 \cdot e^{j\psi_1} + \\ + \frac{1}{2} h_2 \cdot \sin 2\theta_2 \cdot e^{j\psi_2}, \tag{31}$$

$$\dot{S}_{VV} = h_1 \cdot \sin^2\theta_1 \cdot e^{j\psi_1} + h_2 \cdot \sin^2\theta_2 \cdot e^{j\psi_2},$$

где h_i θ_i, ψ_i – электрическая длина, угол ориентации и фазовый сдвиг i-го диполя, $i = 1, 2$.

Для рассматриваемого случая параметры модели (31) объекта равны $h_1 = h_2 = 1$, $\theta_1 = \pi/4$, $\theta_2 = 3\pi/4$, $\psi_1 = 0$, $\psi_2 = \psi$, подстановка которых в (31) дает

$$\dot{\mathbf{S}} = \frac{1}{2}\begin{bmatrix} 1+e^{j\psi} & 1-e^{j\psi} \\ 1-e^{j\psi} & 1+e^{j\psi} \end{bmatrix}. \qquad (32)$$

Определим параметры оператора рассеяния $\ddot{S}$ объекта, имеющего ПМР вида (32):

- собственные числа ПМР $\dot{\lambda}_1 = 1$, $\dot{\lambda}_2 = 1$;
- размер объекта $k = \sqrt{2}$;
- собственный вектор для $\dot{\lambda}_1$ $\ddot{\zeta}_E = e^{i\pi/4}$;
- угол ориентации собственного базиса $$\theta_E = \pi/4,$$
- угол $\gamma = \operatorname{arctg}(\lambda_2/\lambda_1) = \pi/4$;
- разность фаз $\Delta\psi = \arg(\dot{\lambda}_2/\dot{\lambda}_1) = \psi$;
- эллиптичность $\phi_T = -\psi/2$ согласно (22);
- ориентация $\theta_T = \pi/4$ согласно (23);
- фаза $\psi_T = \psi/2$ согласно (24).

Подстановка указанных параметров в (28) дает выражение для оператора объекта:

$$\ddot{S} = \sqrt{2}\cdot e^{j\frac{\psi}{2}}\cdot\ddot{\Phi}\left(-\frac{\psi}{2},\frac{\pi}{4}\right)\cdot\ddot{\Theta}\left(\frac{\pi}{4}\right). \qquad (33)$$

При зондировании объекта в ортогонально линейном базисе $\{H,V\}$ сигналы горизонтальной и вертикальной поляризации в собственном базисе объекта имеют вид

$$\ddot{H}_{In} = e^{i0}\big|_{HV=e^{-i\pi/4}}\Big|_{\ddot{\zeta}_E}, \quad \ddot{V}_{In} = e^{i\pi/2}\big|_{HV=e^{i\pi/4}}\Big|_{\ddot{\zeta}_E}.$$

Их подстановка в (29) дает выражения для отраженных сигналов в базисе $\{H,V\}$:

$$\ddot{H}_{Sc} = e^{-ij\psi/2}\cdot e^{j\psi/2}\cdot e^{i0}, \; \ddot{V}_{Sc} = e^{-ij\psi/2}\cdot e^{j\psi/2}\cdot e^{i\pi/2},$$

которые представляют собой эллиптически поляризованные сигналы с эллиптичностью $\psi/2$, фазовым сдвигом $\psi/2$ и неизменной относительно зондирующих сигналов ориентацией. Раскрывая комплексную экспоненту $e^{-ij\psi/2}$ по тригонометрическим функциям, получим

$$e^{-ij\frac{\psi}{2}} = \cos\frac{\psi}{2} - i\left(j\sin\frac{\psi}{2}\right),$$

откуда следует

$$\dot{S}_{HH} = \mathrm{Re}_i\left(\ddot{H}_{Sc}\right) = \cos(\psi/2)\cdot e^{j\psi/2},$$

$$\dot{S}_{HV} = \mathrm{Im}_i\left(\ddot{H}_{Sc}\right) = -j\sin(\psi/2)\cdot e^{j\psi/2},$$

а с учетом того, что $e^{i\pi/2} = i$,

$$\dot{S}_{VV} = \mathrm{Im}_i\left(\ddot{V}_{Sc}\right) = \cos(\psi/2)\cdot e^{j\psi/2},$$

$$\dot{S}_{VH} = \mathrm{Re}_i\left(\ddot{V}_{Sc}\right) = -j\sin(\psi/2)\cdot e^{j\psi/2}.$$

Если теперь в ПМР (32) вынести общий множитель $e^{j\psi/2}$, то

$$\dot{\mathbf{S}} = \frac{1}{2}e^{j\psi/2}\begin{bmatrix} e^{-j\psi/2}+e^{j\psi/2} & e^{-j\psi/2}-e^{j\psi/2} \\ e^{-j\psi/2}+e^{j\psi/2} & e^{-j\psi/2}+e^{j\psi/2} \end{bmatrix}.$$

Раскладывая комплексные экспоненты по тригонометрическим функциям

$$e^{-j\frac{\psi}{2}} + e^{j\frac{\psi}{2}} = 2\cos\frac{\psi}{2}, \qquad e^{-j\frac{\psi}{2}} - e^{j\frac{\psi}{2}} = -2j\sin\frac{\psi}{2},$$

получаем ПМР (32) в виде

$$\dot{S} = e^{j\frac{\psi}{2}}\begin{bmatrix} \cos(\psi/2) & -j\sin(\psi/2) \\ -j\sin(\psi/2) & \cos(\psi/2) \end{bmatrix}, \qquad (34)$$

полностью совпадающем с ПМР, полученной операторным методом.

Сопоставляя (32), (33) и (34) необходимо отметить важную особенность операторного представления свойств объекта, отличающего его от векторно-матричного. Множитель $e^{j\psi/2}$ в ПМР обычно выносят произвольным образом, принимая его либо по фазе одного из элементов ПМР, либо по средней фазе $\frac{\psi_1+\psi_2}{2}$ в (31) и относят его к общей фазе отраженной волны $2\pi R/\lambda$, обусловленной расстоянием до объекта R. Согласно операторного представления (28) фазовый множитель $e^{j\psi_T}$ характеризует общую задержку сигнала радиолокационным объектом, т.е. определяется свойствами объекта ДЗ. Фазовый сдвиг, вносимый объектом в зондирующий сигнал, как видно из соотношений (24), (25), зависит практически от всех параметров оператора (28) и определяет положение «фазового центра» объекта. Если трактовать фазовый набег как расстояние, проходимое ЭМВ до отражателя, то в рассмотренном выше примере «фазовый центр» оказался посередине между диполями с фазами $\psi_1 = 0$, $\psi_2 = \psi$ в силу равенства длин диполей:

$$h_1/h_2 = 1 \;\Rightarrow \gamma = \pi/4.$$

При неравенстве длин диполей, а в общем случае – собственных чисел ПМР, «фазовый центр» смещается в сторону большего отражателя, что приводит к соответствующему изменению параметра ψ_T в (28).

Заключение

Одним актуальных направлений совершенствования аэрокосмических средств ДЗ является использование радиолокационной поляриметрии, однако интерпретация получаемых при этом данных существенно зависит от методов их обработки и базовых математических моделей.

На основе представления поляризационных характеристик сигналов и объектов на двойной комплексной плоскости получено выражение для оператора рассеяния зондирующего сигнала объектом

ДЗ, обладающее инвариантностью относительно применяемых сигналов, позволяющее раздельно описать преобразования их амплитуды, фазы и поляризации при отражении.

Аналитическая проверка синтезированного оператора подтвердила его адекватность, а также возможность новой интерпретации поляриметрических данных дистанционного зондирования.

Литература

1. Радиолокационные методы и средства оперативного дистанционного зондирования Земли с аэрокосмических носителей / Под ред. С.Н. Конюхова, В.И. Драновского, В.Н. Цимбала. – К.: НАНУ, 2007. – 440 с.

2. Волосюк В.К. Статистическая теория радиотехнических систем дистанционного зондирования и радиолокации / В.К. Волосюк, В.Ф. Кравченко; под ред. В.Ф. Кравченко. – М.: ФИЗМАТЛИТ, 2008. – 704 с.

3. Красовский Г.Я. Введение в методы космического мониторинга окружающей среды / Г.Я. Красовский, В.А. Петросов. – Х.: Гос. аэрокосм. ун-т им. Н.Е. Жуковского «ХАИ», 1999. – 205 с.

4. Козлов А.И. Поляризация радиоволн. Кн. 2. Радиолокационная поляриметрия / А.И. Козлов, А.И .Логвин, В.А. Сарычев. – М.: Радиотехника, 2007. – 640 с.

5. Канарейкин Д.Б. Поляризация радиолокационных сигналов / Д.Б. Канарейкин, Н.Ф. Павлов, В.А. Потехин. – М.: Сов. радио, 1966. – 440 с.

6. Hujnen J.R. Phenomenological theory of radar targets / J.R. Hujnen // Electromagnetic scattering. – 1978. – P. 653-712.

7. Мельник Ю.А. Представление элементарных отражателей метеорологических объектов в сфере Пуанкаре / Ю.А. Мельник, А.В. Рыжков // Тр. Главной геофиз. обсерват. – 1985. – №490. – С. 4-16.

8. Козлов А.И. Поляризационная матрица рассеяния/ А.И. Козлов, В.Ю. Маслов // Научн. Вестник МГТУ ГА. Сер. Радиофизика и радиотехника. – 2002. – №54. – С. 27-36.

9. Гусев К.Г. Поляризационная модуляция / К.Г. Гусев, А.Д. Филатов, А.П. Сополев. - М.: Сов. радио, 1974. – 288 с.

Поступила в редакцию 27.08.2009

Рецензент: д-р техн. наук, проф., проф. кафедры производства радиоэлектронных систем Национального аэрокосмического университета им. Н.Е. Жуковского «ХАИ» Г.Я. Красовский, Харьков, Украина.

ОПЕРАТОРНИЙ ОПИС ПОЛЯРИЗАЦІЙНИХ ХАРАКТЕРИСТИК ОБ'ЄКТІВ АКТИВНОГО ДИСТАНЦІЙНОГО ЗОНДУВАННЯ

А.В. Попов

Замість традиційного для радіолокаційної поляриметрії векторно-матричного опису сигналів та поляризаційних характеристик радіолокаційних об'єктів запропоновано єдину узагальнену математичну модель сигналів та об'єктів дистанційного зондування на ґрунті математичного апарату комплексних чисел з подвійної мнимою одиницею. Отримано аналітичний вираз оператора розсіювання, що окремо описує амплітудні, фазові та поляризаційні перетворення сигналу при його відбитті від об'єкту. Встановлено взаємозв'язок оператора розсіювання, що отримано, з інваріантними поляризаційними характеристиками об'єкту та показано його незалежність від поляризації зондування та прийому. Представлено результати аналітичної і чисельної перевірки адекватності отриманих виражень, показано методику їхнього застосування.

Ключові слова: дистанційне зондування, поляризаційна матриця розсіювання, інваріантні поляризаційні характеристики, оператор розсіювання.

OPERATOR DESCRIPTION OF ACTIVE REMOTE SENSING OBJECTS POLARIZATION CHARACTERISTIC

A.V. Popov

Instead of the traditional for radar polarimetry vector-matrix description of signals and polarization characteristics of radar objects a unified generalized mathematical model of signals and remote sensing objects that bases on the mathematical tool of complex numbers with dual imaginary unit is suggested. The analytic expression of the scattering operator that separately describes amplitude, phase and polarization transformations of a signal during its scattering by an object is derived. The interdependence of the parameters of the suggested scattering operator and the invariant polarization object characteristics is ascertained and its independence from emitted and received signals polarization is shown. The results of the analytic and numeral verification of the received expressions adequacy is presented, the technique of their usage is shown.

Key words: remote sensing, backscattering matrix, polarization invariants, backscattering operator

Попов Анатолий Владиславович – канд. техн. наук, доцент, доцент кафедры производства радиоэлектронных систем, Национальный аэрокосмический университет им. Н.Е. Жуковского «Харьковский авиационный институт», Харьков, Украина, E-mail: a.v.popov@inbox.ru.