

УДК 621.396.96

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПОЛЯРИЗАЦИОННО – ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ ИНВАРИАНТОВ СОСТАВНЫХ ОБЪЕКТОВ ПРИ ДВУХПОЗИЦИОННОМ РАССЕЯНИИ НА ОСНОВЕ ОБОБЩЕНИЯ ТЕОРЕМЫ КЕЛЛА

А.И. КОЗЛОВ, В.Н. ТАТАРИНОВ, С.В. ТАТАРИНОВ, А.В. ПЕПЕЛЯЕВ

(по заказу редакционной коллегии)

Доказана возможность обобщения теоремы эквивалентности Келла с целью определения поляризационно - энергетических инвариантов составных радиолокационных объектов при двухпозиционном рассеянии по данным однопозиционных измерений.

Ключевые слова: составной объект, теорема Келла, матрицы рассеяния элементов составного объекта, поляризационно-энергетические инварианты, двухчастотное зондирование, однопозиционные измерения.

1. Введение

В предыдущей работе [1] авторами данной статьи был рассмотрен вопрос об упрощении теоремы эквивалентности Келла [2] с использованием методов физической оптики и приведены некоторые результаты экспериментальных исследований индикатрис двухпозиционного рассеяния однопозиционным методом. Оригинальность данных результатов состояла в том, что в отличие от исследований объектов простой формы в безэховых камерах [2,3], измерения были проведены в естественных условиях для реальных искусственных объектов сложной формы. Настоящая работа посвящена исследованию возможности использования обобщения теоремы Келла для определения поляризационно – энергетических инвариантов составных радиолокационных объектов при двухпозиционном рассеянии на основе однопозиционных измерений.

2. Вектор Джонса электромагнитного поля при однопозиционном рассеянии составным объектом

Рассмотрим составной радиолокационный объект (РЛО), включающий значительное число «простых» (точечных) центров вторичного рассеяния T_m , расположенных случайным образом в некоторой области и обладающих матрицами рассеяния $\|\dot{S}_{jl}^m\|$. При этом будем полагать, что расстояние между этими центрами превышает длину волны. Кроме простых центров вторичного рассеяния, в состав этого РЛО входит протяженный рассеивающий элемент L , характеризуемый матрицей рассеяния $\|\dot{S}_{jl}^L\|$. Учитывая, что в действительности протяженные элементы составного РЛО обычно представляют собой металлические борты, люки, двери и т.п., матрицы рассеяния каждой из точек этого элемента будем полагать идентичными.

Все элементы составного РЛО (как простые центры, так и протяженный рассеиватель) расположены в области, ограниченной внешним контуром объекта (рис.1). Обозначения на рисунке совпадают с соответствующими обозначениями на рис.1 и рис.2 работы [1]. При анализе поля, рассеянного составным объектом, в дальнейшем будем использовать инвариантные поляризационно-энергетические параметры матрицы рассеяния элементов этого РЛО (как простых центров, так и протяженного элемента). Этими параметрами, инвариантными к вращениям и преобразованиям поляризационного базиса, являются полная энергия рассеянного поля (параметр Стокса S_0) и коэффициент эллиптичности эллипса поляризации $K(\alpha) = \operatorname{tg} \alpha$, где α -угол эллиптичности ($-\pi/4 < \alpha \leq \pi/4$, $-1 \leq K(\alpha) \leq 1$). Величина $K(\alpha)$ связана с третьим нормированным параметром Стокса $S_3 = \sin 2\alpha$ соотношением $S_3 = 2K/(1 + K^2)$. Однако для определения поляризационно-энергетических инвариантов прежде всего необходимо найти выражения для векторов Джонса рассеянного поля в ОП и ДП случаях.

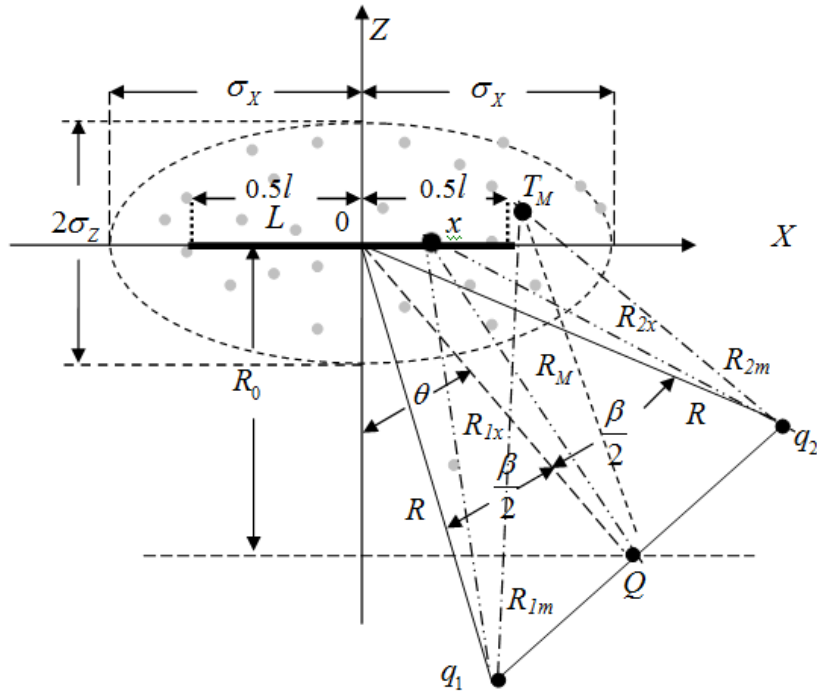


Рис. 1. Геометрия рассеяния составным РЛО.

Как в процессе анализа, так и при проведении экспериментальных исследований будем использовать правую круговую поляризацию (ПКП) излучения, создаваемую сверхвысокочастотным (СВЧ) формирователем-преобразователем поляризации (ФПП), выполненным на базе фазовой пластины $0,25\lambda$ (3), размещенной в секции круглого волновода (2) и двухмодового поляризационного разделителя (1). Схематически ФПП изображен на рис.2.

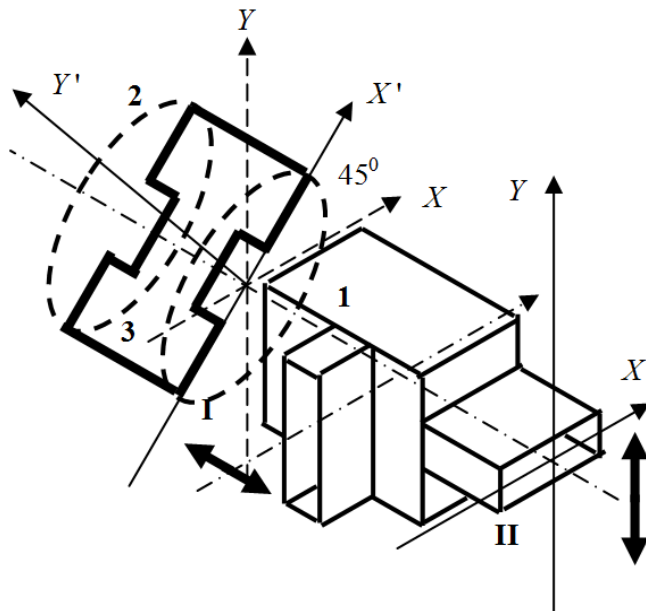


Рис. 2. Формирователь-преобразователь поляризации.

Фазовая пластина $0,25\lambda$ и её собственная система координат $X'OY'$ ориентированы под углом 45° к положительному направлению оси OX системы координат XOY , связанной с поляризационным разделителем.

Вертикально поляризованная волна, характеризуемая вектором Джонса

$$\dot{\mathbf{E}}_0 = \begin{pmatrix} 0 \\ E_0 \end{pmatrix} \quad (1)$$

и поступающая на плечо **II** ФПП (см. рис.2.), после перехода в систему координат $X'OY'$ расщепляется на две волны с равными амплитудами, электрический вектор одной из которых ориентирован по оси OX' , а электрический вектор второй – по оси OY' . Волна, электрический вектор которой ориентирован по оси OX' , приобретает на выходе пластины фазовую задержку 90^0 относительно волны, ориентированной по оси OY' . Не учитывая возможный дихроизм ФПП, будем полагать амплитуды волн в системе $X'OY'$ равными, что и приводит к наличию на выходе ФПП волны, обладающей правой круговой поляризацией. Операция формирования волны с ПКП описывается следующими преобразованиями:

$$\|D(0, 25\lambda)\| \|D(\theta = 45^0)\| \dot{\mathbf{E}}_0 = \begin{pmatrix} -j & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \sqrt{2} & 1 \\ 2 & -1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 1 \\ 0 & \dot{E}_0 \end{pmatrix} = \frac{\sqrt{2}\dot{E}_0}{2} \begin{pmatrix} -j \\ 1 \end{pmatrix}, \quad (2)$$

где операторы $\|D(\theta = 45^0)\| = \begin{pmatrix} \sqrt{2} & 1 \\ -1 & 1 \end{pmatrix}$ и $\|D(0, 25\lambda)\| = \begin{pmatrix} -j & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}$ есть матрицы Джонса

операций поворота на 45^0 и внесения фазового сдвига 90^0 в волну OX' соответственно.

Рассмотрим поле, рассеянное протяженным элементом L , полагая, что электрофизические свойства этого элемента неизменны от точки к точке и что каждой его точке x отвечает одна и та же МР. Учитывая тот факт, что предполагается использовать только поляризационно-энергетические инварианты МР элементов составного РЛО, запишем МР точки x протяженного элемента в ее собственном линейном поляризационном базисе как:

$$\|S_{jl}^x\| = \begin{pmatrix} \dot{a}_1 & 0 \\ 0 & \dot{a}_2 \end{pmatrix}, \quad (3)$$

где \dot{a}_1 и \dot{a}_2 - собственные числа МР, в общем случае различные. Тогда вектор Джонса волны, рассеянной каждой из точек элемента L будет иметь вид:

$$\|\dot{\mathbf{E}}_x\| = \frac{\sqrt{2}\dot{E}_0}{2} \|S_{jl}^x\| \begin{pmatrix} -j \\ 1 \end{pmatrix} = \frac{\sqrt{2}\dot{E}_0}{2} \begin{pmatrix} -j\dot{a}_1 \\ \dot{a}_2 \end{pmatrix}. \quad (4)$$

После прохождения рассеянной волны (4) через ФПП в режиме приема сигналы на выходах плечей **I** и **II** ФПП определяются вектором Джонса:

$$\begin{pmatrix} \dot{E}_1 \\ \dot{E}_2 \end{pmatrix} = \frac{\sqrt{2}\dot{E}_0}{2} \|D^{(-1)}(\theta = 45^0)\| \|D(0, 25\lambda)\| \begin{pmatrix} -j\dot{a}_1 \\ \dot{a}_2 \end{pmatrix} = -0,5\dot{E}_0 \begin{pmatrix} (\dot{a}_1 + \dot{a}_2) \\ (\dot{a}_1 - \dot{a}_2) \end{pmatrix}, \quad (5)$$

где $\|D^{(-1)}(\theta = 45^0)\| = \begin{pmatrix} \sqrt{2} & 1 \\ 1 & 1 \end{pmatrix}$ есть матрица Джонса оператора обратного поворота на $\theta = -45^0$ для возврата в систему координат XOY .

Проекция \dot{E}_1 вектора (5) определяет сигнал на выходе плеча **I** ФПП, а проекция \dot{E}_2 определяет сигнал на выходе плеча **II**.

Для определения полного поля, рассеянного протяженным элементом L , запишем сферическую волну, излучаемую точкой x этого элемента:

$$\dot{\mathbf{E}} = -0,5\dot{E}_0 \begin{pmatrix} (\dot{a}_1 + \dot{a}_2) \\ (\dot{a}_1 - \dot{a}_2) \end{pmatrix} \frac{\exp(j2kR_x)}{\sqrt{4\pi R_x}}, \quad (6)$$

где R_x - расстояние между точками x и Q . Используя известную аппроксимацию для поля в

дальней зоне, запишем: $R_X = \sqrt{(X_Q - X_L)^2 + (Z_Q - Z_L)^2} \approx R_0 - X_L \theta$, где θ - ракурсный (позиционный) угол составного РЛО относительно РЛС. Тогда, для случая однопозиционного рассеяния (ОП) вектор Джонса поля, обусловленного протяженным элементом L , на выходах плечей ФПП примет вид:

$$\begin{aligned} \dot{\mathbf{E}}_{ОП}^L(\theta) &= -\frac{0,5E_0 \exp(j2kR_0)}{\sqrt{4\pi R_0}} \left\| \begin{matrix} (\dot{a}_1 + \dot{a}_2) \\ (\dot{a}_1 - \dot{a}_2) \end{matrix} \right\| \int_{-0,5l}^{0,5l} \exp(j2kx\theta) dx = \\ &= -\frac{0,5E_0 e^{j2kR_0}}{\sqrt{4\pi R_0}} \left\| \begin{matrix} (\dot{a}_1 + \dot{a}_2) \\ (\dot{a}_1 - \dot{a}_2) \end{matrix} \right\| \frac{\sin[2k(l/2)\theta]}{2k(l/2)\theta} \end{aligned} \quad (7)$$

Для определения вектора Джонса поля, рассеянного случайным ансамблем простых центров вторичного рассеяния, зададим МР отдельного центра T_m в виде

$$\|\dot{\mathbf{S}}_{T_m}\| = \left\| \begin{matrix} \dot{b}_1^m & 0 \\ 0 & \dot{b}_2^m \end{matrix} \right\|.$$

При облучении данного центра волной ПКП (2) вектор Джонса на выходах плечей ФПП определяется как

$$\begin{aligned} \dot{\mathbf{E}}^{m(ОП)} &= \frac{0,5E_0 \exp(j2kR_m)}{\sqrt{4\pi R_m}} \|D^{(-1)}(\theta = 45^\circ)\| \|D(0, 25\lambda)\| \left\| \begin{matrix} -j\dot{b}_1^m \\ \dot{b}_2^m \end{matrix} \right\| = \\ &= -\frac{0,5E_0 \exp(j2kR_m)}{\sqrt{4\pi R_m}} \left\| \begin{matrix} \dot{b}_1^m + \dot{b}_2^m \\ \dot{b}_1^m - \dot{b}_2^m \end{matrix} \right\| \end{aligned} \quad (8)$$

Поскольку $R_m = \sqrt{(X_Q - X_m)^2 + (Z_Q - Z_m)^2}$ то, аналогично изложенному выше, $R_m \approx R_0 + Z_m - X_m \theta$, и выражение (8) принимает вид:

$$\dot{\mathbf{E}}^{m(ОП)} = -\frac{0,5E_0 \exp(j2kR_0)}{\sqrt{4\pi R_0}} \left\| \begin{matrix} \dot{b}_1^m + \dot{b}_2^m \\ \dot{b}_1^m - \dot{b}_2^m \end{matrix} \right\| \exp(j2kZ'_m), \quad (9)$$

где $Z'_m = Z_m - X_m \theta$ есть проекция координаты Z_m центра T_m на биссектрису ДП угла.

Тогда поле, рассеянное составным объектом (совокупность простых центров + протяженный дифракционный элемент), опуская множитель сферической волны, можно записать как

$$\dot{\mathbf{E}}_{\Sigma}^{(ОП)}(\theta) = -0,5 \left\| \begin{matrix} (\dot{a}_1 + \dot{a}_2)(\sin \psi_1 / \psi_1) + \sum_{m=1}^N (\dot{b}_1^m + \dot{b}_2^m) \exp(j\psi_2^m) \\ (\dot{a}_1 - \dot{a}_2)(\sin \psi_1 / \psi_1) + \sum_{m=1}^N (\dot{b}_1^m - \dot{b}_2^m) \exp(j\psi_2^m) \end{matrix} \right\| = 0,5 \left\| \begin{matrix} \dot{E}_{1\Sigma}^{(ОП)}(\theta) \\ \dot{E}_{2\Sigma}^{(ОП)}(\theta) \end{matrix} \right\|, \quad (10)$$

где введены обозначения $\psi_1 = 2k(l/2)\theta$, $\psi_2^m = 2kZ'_m$ для сокращения записи.

3. Вектор Джонса электромагнитного поля при двухпозиционном рассеянии составным объектом.

Геометрия рассеяния для двухпозиционного (ДП) случая также изображена на рис.1. Излучаемая волна, обладающая правой круговой поляризацией и формируемая передающим устройством, расположенным в точке q_1 определяется выражением (3), записанном в линейном поляризационном базисе (ЛБ).

Будем полагать, как и выше, что все точки \mathbf{x} протяженного рассеивателя характеризуются МР вида (3). Тогда вектор Джонса поля двухпозиционного рассеяния в точке q_2 (после прохождения преобразователя поляризации, аналогично формирователю

Определение поляризационно – энергетических инвариантов составных объектов при двухпозиционном рассеянии на основе обобщения теоремы Келла

поляризации в точке q_1), можно записать как:

$$\begin{aligned} \dot{\mathbf{E}}^{X(ДП)} = & -0,5 \frac{\exp[jk(R_{1X} + R_{2X})]}{\sqrt{4\pi(R_{1X} + R_{2X})}} \times \\ & \times \left\| D^{(-1)}(\theta = 45^\circ) \right\| \left\| D(0, 25\lambda) \right\| \begin{pmatrix} \dot{a}_1 & 0 \\ 0 & \dot{a}_2 \end{pmatrix} \left\| D(0, 25\lambda) \right\| \left\| D(\theta = 45^\circ) \right\| \begin{pmatrix} 0 \\ \dot{E}_0 \end{pmatrix} \end{aligned} \quad (11)$$

Операторы формирователя поляризации излучения и преобразователя поляризации на приемном конце описаны выше. Тогда элементы вектора Джонса волны, рассеянной точкой x на выходах плечей приемного преобразователя поляризации примут вид:

$$\dot{\mathbf{E}}^{X(ДП)} = -\frac{0,5 \exp[jk(R_{1X} + R_{2X})]}{\sqrt{4\pi(R_{1X} + R_{2X})}} \begin{pmatrix} \dot{a}_1 + \dot{a}_2 \\ \dot{a}_1 - \dot{a}_2 \end{pmatrix}, \quad (12)$$

который за исключением соотношения для сферической волны, совпадает с выражением (6). В выражениях (11), (12) R_{1X} - расстояние между точками q_1 и x , R_{2X} - расстояние между точками q_2 и x . Координаты точек q_1 и q_2 в системе XOZ , определяются, как и в работе [1]:

$X_{q_1} = R \sin(\theta - 0,5\beta)$; $Z_{q_1} = -R \cos(\theta - 0,5\beta)$; $X_{q_2} = R \sin(\theta + 0,5\beta)$; $Z_{q_2} = -R \cos(\theta + 0,5\beta)$, где θ - позиционный (ракурсный) угол, а β - угол двухпозиционного рассеяния.

Используя результаты работы [1], запишем расстояния R_{1X} , R_{2X} и $R_{1X} + R_{2X}$, используя разложения и пренебрежения, как и для случая ОП:

$$R_{1X} \approx R - X \sin(\theta - 0,5\beta), \quad R_{2X} \approx R - X \sin(\theta + 0,5\beta), \quad R_{1X} + R_{2X} \approx 2R - 2X \theta \cos 0,5\beta,$$

что позволяет найти элементы вектора Джонса для случая двухпозиционного рассеяния протяженным элементом L составного РЛО в виде:

$$\begin{aligned} \dot{\mathbf{E}}_L^{(ДП)}(\theta) = & -\frac{0,5 \dot{E}_0 \exp(j2kR)}{\sqrt{4\pi 2R}} \begin{pmatrix} \dot{a}_1 + \dot{a}_2 \\ \dot{a}_1 - \dot{a}_2 \end{pmatrix} \int_{-0,5l}^{0,5l} \exp[-j2k \cos(0,5\beta) \theta x] dx = \\ = & -\frac{0,5 \dot{E}_0 \exp(j2kR)}{\sqrt{4\pi 2R}} \begin{pmatrix} \dot{a}_1 + \dot{a}_2 \\ j(\dot{a}_1 - \dot{a}_2) \end{pmatrix} \frac{\sin[2k \cos(0,5\beta) 0,5l\theta]}{2k \cos(0,5\beta) 0,5l\theta} \end{aligned} \quad (13)$$

Элементы вектора Джонса при рассеянии волны ПКП отдельным центром вторичного рассеяния T_m после прохождения формирователя, рассеивателя и преобразователя поляризации в режиме приема после проведения аналогичного анализа примут вид:

$$\dot{\mathbf{E}}^{m(\ddot{A}\ddot{I})} = -\frac{0,5 \dot{E}_0 \exp(j2kR)}{\sqrt{4\pi 2R}} \begin{pmatrix} \dot{b}_1^m + \dot{b}_2^m \\ \dot{b}_1^m - \dot{b}_2^m \end{pmatrix} \exp[j2k \cos(0,5\beta) Z'_m], \quad (14)$$

где, как и ранее, величина $Z'_m = Z_m - X_m \theta$ есть проекция координаты Z_m центра T_m на биссектрису ДП угла β . Теперь, введя обозначения $\psi_3 = 2k \cos(0,5\beta) 0,5l\theta$ и $\psi_4^m = 2k \cos(0,5\beta) Z'_m$, опуская множитель сферической волны и суммируя векторы Джонса волн на выходах плечей приемного ФПП, обусловленных как протяженным элементом, так и случайной совокупностью простых центров вторичного рассеяния, запишем суммарный вектор Джонса поля, рассеянного составным объектом:

$$\dot{\mathbf{E}}_{\Sigma}^{(ДП)}(\theta) = -0,5 \begin{pmatrix} (\dot{a}_1 + \dot{a}_2)(\sin \psi_3 / \psi_3) + \sum_{m=1}^N (\dot{b}_1^m + \dot{b}_2^m) \exp(j\psi_4^m) \\ (\dot{a}_1 - \dot{a}_2)(\sin \psi_3 / \psi_3) + \sum_{m=1}^N (\dot{b}_1^m - \dot{b}_2^m) \exp(j\psi_4^m) \end{pmatrix}. \quad (15)$$

Сравнивая вектор Джонса (10) для случая ОП рассеяния с вектором Джонса (15) для случая ДП рассеяния нетрудно видеть, что аргумент индикатрисы рассеяния $[\sin \psi_1] / \psi_1$

протяженного элемента L равный для ОП случае величине $\psi_1 = 2k0,5l\theta$ отличается от аргумента индикатрисы ДП рассеяния $[\sin \psi_3] / \psi_3$, где $\psi_3 = 2k \cos(0,5\beta)0,5l\theta$ наличием величины $\cos(0,5\beta)$ (β - угол ДП рассеяния). Аналогичный вывод справедлив и для аргументов слагаемых, обусловленных центрами вторичного рассеяния. Для ОП случая эти аргументы определяются как $\psi_2^m = 2kZ'_m$, а для ДП случая как $\psi_4^m = 2k \cos(0,5\beta)Z'_m$, отсюда следует, что аргументы $\psi_1(\hat{I} \hat{I})$ и $\psi_3(\hat{A} \hat{I})$ будут совпадать, если частота излучения ОП радара будет больше в $\sec(0,5\beta)$ раз (т.е. в $1/\cos(0,5\beta)$), чем частота излучения ДП радара. В этом случае будут равны аргументы ψ_2 и ψ_4 . Поскольку элементы векторов Джонса (11) и (18) являются основой для определения поляризационно-энергетических параметров волны, рассеянной составным объектом, то полученные результаты свидетельствуют, что вектор Джонса поля при ДП рассеянии составным объектом для значения ракурсного угла θ и значения угла ДП рассеяния β равен вектору Джонса, измеренному при ОП рассеянии вдоль биссектрисы угла β с использованием частоты излучения, увеличенной в $1/\cos(0,5\beta)$ раз). Таким образом, теорема Келла может быть использована для определения поляризационных параметров поля двухпозиционного рассеяния на основе однопозиционных измерений.

4. Анализ угловых распределений мгновенных значений поляризационно-энергетических инвариантов составного РЛО при ОП и ДП рассеянии

Запишем мгновенные угловые распределения инвариантного энергетического параметра $S_0^\Sigma(\theta)$ (нулевой параметр Стокса) и поляризационно-инвариантного параметра $S_3^\Sigma(\theta)$ (третий параметр Стокса) для случая однопозиционного рассеяния:

$$S_0^{\Sigma(\hat{I} \hat{I})}(\theta) = 0,25 \left[\dot{E}_{1\Sigma}(\theta) \dot{E}_{1\Sigma}^*(\theta) + \dot{E}_{2\Sigma}(\theta) \dot{E}_{2\Sigma}^*(\theta) \right], \quad (16.a)$$

$$S_3^{\Sigma(\hat{I} \hat{I})}(\theta) = -j0,25 \left[\dot{E}_{1\Sigma}(\theta) \dot{E}_{2\Sigma}^*(\theta) - \dot{E}_{2\Sigma}(\theta) \dot{E}_{1\Sigma}^*(\theta) \right]. \quad (16.б)$$

Аналогично можно записать угловые распределения поляризационно – энергетических инвариантов $S_0^{\Sigma(\hat{A} \hat{I})}(\theta)$ и $S_3^{\Sigma(\hat{A} \hat{I})}(\theta)$ для случая двухпозиционного рассеяния. Нетрудно видеть, что после подстановки в выражения (16.а, б) элементов ОП вектора Джонса (10) эти выражения станут весьма громоздкими и неудобными как для анализа, так и для обобщений. То же самое можно отметить и для ДП вектора Джонса и параметров Стокса для этого случая. В связи с этим, на данном этапе многие исследователи переходят к компьютерному моделированию, которое, к сожалению, не позволяет установить физический смысл исследуемого процесса и сделать обобщающие выводы. Однако желательно получить решение данной задачи аналитическим путем.

Выполнив громоздкие, но несложные операции с элементами ОП вектора Джонса (10) запишем развернутое выражение для энергетического параметра $S_0^{\Sigma(\hat{I} \hat{I})}(\theta)$:

$$S_0^{\Sigma(\hat{I} \hat{I})}(\theta) = 0,5 \left\{ \left(|\dot{a}_1|^2 + |\dot{a}_2|^2 \right) \left(\sin^2 \psi_1 / \psi_1^2 \right) + \left(\sin \psi_1 / \psi_1 \right) \sum_{m=1}^N \left[\left(\dot{b}_1^m \dot{a}_1^* + \dot{b}_2^m \dot{a}_2^* \right) \exp(j\psi_2^m) + \left(\dot{a}_1 \dot{b}_1^{m*} + \dot{a}_2 \dot{b}_2^{m*} \right) \exp(-j\psi_2^m) \right] + \sum_{m=1}^N \sum_{n=1}^N \left(\dot{b}_1^m \dot{b}_1^{n*} + \dot{b}_2^m \dot{b}_2^{n*} \right) \exp \left[j \left(\psi_2^m - \psi_2^n \right) \right] \right\}. \quad (17)$$

Первое слагаемое в фигурных скобках есть угловое распределение полной энергии рассеяния протяженным элементом составного объекта, т.е. $S_0^{L(\hat{I} \hat{I})}(\theta)$. При совпадении индексов суммирования ($m = n$) двойная сумма в фигурных скобках превратится в сумму нулевых параметров Стокса набора простых центров вторичного рассеяния $\sum_{m=1}^N S_0^m = \sum_{m=1}^N \left(|\dot{b}_1^m|^2 + |\dot{b}_2^m|^2 \right)$, а при несовпадающих индексах ($m \neq n$) она превратится в сумму

Определение поляризационно – энергетических инвариантов составных объектов при двухпозиционном рассеянии на основе обобщения теоремы Келла

обобщенных законов интерференции [4], для пар простых центров рассеяния, Число этих пар будет определяться биномиальным коэффициентом $C = N! / 2!(N - 2)!$, где N - общее число простых центров рассеяния. Слагаемое

$$\sum_{m=1}^N S_{0INT}^{mL(\dot{I}\dot{I})} = (\sin \psi_1 / \psi_1) \sum_{m=1}^N \left[(\dot{b}_1^m \dot{a}_1^* + \dot{b}_2^m \dot{a}_2^*) \exp(j\psi_2^m) + (\dot{a}_1 \dot{b}_1^{m*} + \dot{a}_2 \dot{b}_2^{m*}) \exp(-j\psi_2^m) \right]$$

есть сумма обобщенных законов интерференции для интерференционных пар, образованных каждым из простых центров рассеяния с протяженным элементом составного объекта. Таким образом, соотношение (17) может быть переписано как

$$S_0^{\Sigma(\dot{I}\dot{I})}(\theta) = S_0^{L(\dot{I}\dot{I})}(\theta) + \sum_{m=1}^N S_0^{m(\dot{I}\dot{I})} + \sum_{m=1}^N S_{0INT}^{mL(\dot{I}\dot{I})} + \sum_{m=1}^C S_{0INT}^{C(\dot{I}\dot{I})}. \quad (18)$$

Учитывая результаты, изложенные выше, мы можем записать развернутое выражение для энергетического параметра $S_0^{\Sigma(\ddot{A}\ddot{I})}(\theta)$ при ДП рассеянии

$$S_0^{\Sigma(\ddot{A}\ddot{I})}(\theta) = 0,5 \left\{ (|\dot{a}_1|^2 + |\dot{a}_2|^2) (\sin^2 \psi_3 / \psi_3^2) + (\sin \psi_3 / \psi_3) \sum_{m=1}^N \left[(\dot{b}_1^m \dot{a}_1^* + \dot{b}_2^m \dot{a}_2^*) \exp(j\psi_2^m) + (\dot{a}_1 \dot{b}_1^{m*} + \dot{a}_2 \dot{b}_2^{m*}) \exp(-j\psi_2^m) \right] + \sum_{m=1}^N \sum_{n=1}^N (\dot{b}_1^m \dot{b}_1^{n*} + \dot{b}_2^m \dot{b}_2^{n*}) \exp[j(\psi_4^m - \psi_4^n)] \right\}. \quad (19)$$

где заменен аргумент индикатрисы рассеяния $[\sin \psi_1] / \psi_1$ равный в ОП случае $\psi_1 = 2k0,5l\theta$ на аргумент индикатрисы ДП рассеяния $[\sin \psi_3] / \psi_3$, где величина $\psi_3 = 2k \cos(0,5\beta)0,5l\theta$ отличается от ψ_1 наличием множителя $\cos(0,5\beta)$ (β - угол ДП рассеяния). Аналогичный вывод справедлив и для аргументов слагаемых, обусловленных центрами вторичного рассеяния. Для ОП случая эти аргументы определяются как $\psi_2^m = 2kZ'_m$, а для ДП случая как $\psi_4^m = 2k \cos(0,5\beta)Z'_m$. Тогда соотношение (19) может быть переписано аналогично соотношению (18) как

$$S_0^{\Sigma(\ddot{A}\ddot{I})}(\theta) = S_0^{L(\ddot{A}\ddot{I})}(\theta) + \sum_{m=1}^N S_0^{m(\ddot{A}\ddot{I})} + \sum_{m=1}^N S_{0INT}^{mL(\ddot{A}\ddot{I})} + \sum_{m=1}^C S_{0INT}^{C(\ddot{A}\ddot{I})} \quad (20)$$

с использованием рассуждений, проведенных выше. Поскольку выполнен только анализ углового распределения энергетических инвариантов $S_0^{\Sigma(\dot{I}\dot{I})}(\theta)$ и $S_0^{\Sigma(\ddot{A}\ddot{I})}(\theta)$ то, перед тем как приступить к анализу физического смысла полученных результатов, рассмотрим угловое распределение поляризационных инвариантов $S_3^{\Sigma(\dot{I}\dot{I})}(\theta)$ и $S_3^{\Sigma(\ddot{A}\ddot{I})}(\theta)$ для случаев ОП и ДП рассеяния. Используя векторы Джонса $\dot{E}_{\Sigma}^{(OП)}(\theta)$ и $\dot{E}_{\Sigma}^{(ДП)}(\theta)$ (10) и (15) и соотношение (16.б) для третьего параметра Стокса (ОП случай), после несложных, но громоздких вычислений запишем развернутое выражение

$$S_3^{\Sigma(\dot{I}\dot{I})}(\theta) = -0,5j \left\{ (\dot{a}_2 \dot{a}_1^* - \dot{a}_1 \dot{a}_2^*) (\sin^2 \psi_1 / \psi_1^2) + (\sin \psi_1 / \psi_1) \sum_{m=1}^N \left[(\dot{b}_2^m \dot{a}_1^* - \dot{b}_1^m \dot{a}_2^*) \exp(j\psi_2^m) + (\dot{a}_2 \dot{b}_1^{m*} - \dot{a}_1 \dot{b}_2^{m*}) \exp(-j\psi_2^m) \right] + \sum_{m=1}^N \sum_{n=1}^N (\dot{b}_2^m \dot{b}_1^{n*} - \dot{b}_1^m \dot{b}_2^{n*}) \exp[j(\psi_2^m - \psi_2^n)] \right\}. \quad (21)$$

Нетрудно видеть, что первое слагаемое в соотношении (21) представляет собой угловое распределение третьего параметра Стокса волны, рассеянной протяженным элементом составного РЛО $S_3^{\Sigma(\dot{I}\dot{I})}(\theta) = -0,5j (\dot{a}_2 \dot{a}_1^* - \dot{a}_1 \dot{a}_2^*) (\sin^2 \psi_1 / \psi_1^2)$, а второе есть сумма обобщенных законов интерференции [4,5] для интерференционных пар, образованных каждым из простых центров рассеяния с протяженным элементом составного объекта

$$\sum_{m=1}^N S_3^{Lm(\hat{i} \hat{i})}(\theta) = -0,5j \left\{ (\sin \psi_1 / \psi_1) \sum_{m=1}^N \left[(\dot{b}_2^m \dot{a}_1^* - \dot{b}_1^m \dot{a}_2^*) \exp(j\psi_2^m) + (\dot{a}_2 \dot{b}_1^{m*} - \dot{a}_1 \dot{b}_2^{m*}) \exp(-j\psi_2^m) \right] \right\}.$$

Двойная сумма в выражении (21) при совпадении индексов суммирования ($m = n$) превращается в сумму третьих параметров Стокса волн, рассеянных каждым из простых центров рассеяния составного объекта $\sum_{m=1}^N S_3^{m(\hat{i} \hat{i})} = -0,5j \sum_{m=1}^N (\dot{b}_2^m \dot{b}_1^{m*} - \dot{b}_1^m \dot{b}_2^{m*})$, а для несовпадающих индексов это слагаемое будет представлять собой сумму законов интерференции для пар, образованных простыми центрами. Число пар определяется, как и ранее, биномиальным коэффициентом $C = N! / 2!(N-2)!$. Таким образом, третий параметр Стокса суммарного поля может быть записан в виде, аналогичном параметру $S_0^{\Sigma(\hat{i} \hat{i})}(\theta)$, который определяется соотношением (18):

$$S_3^{\Sigma(\hat{i} \hat{i})}(\theta) = S_3^{L(\hat{i} \hat{i})}(\theta) + \sum_{m=1}^N S_3^{m(\hat{i} \hat{i})} + \sum_{m=1}^N S_{3INT}^{mL(\hat{i} \hat{i})} + \sum S_{3INT}^C(\hat{i} \hat{i}). \quad (22)$$

Однако внешнее сходство этих выражений не означает их физической эквивалентности. Здесь следует также отметить, что угловая зависимость $S_3^{\Sigma(\hat{A} \hat{i})}(\theta)$ для случая ДП рассеяния может быть, как и ранее, получена заменой аргументов $\psi_1 = 2k0,5l\theta \Rightarrow \psi_3 = 2k \cos(0,5\beta)0,5l\theta$ и $\psi_2^m = 2kZ'_m \Rightarrow \psi_4^m = 2k \cos(0,5\beta)Z'_m$.

Для выяснения физического смысла полученных выражений воспользуемся недавно введенными в теорию поляризации понятиями удаленности и близости состояний поляризации [6, 7, 8], а также принципом эмерджентности, который используется в системном анализе [9], а в теорию поляризации волн, рассеянных распределенными объектами, введен В.Н. Татариновым [10].

5. Близость и удаленность состояний поляризации. Принцип эмерджентности

Прежде всего проведем анализ одного из слагаемых суммы обобщенных законов интерференции при ОП случае (см. выше)

$$\sum_{m=1}^N S_3^{Lm(\hat{i} \hat{i})}(\theta) = -0,5j \left\{ (\sin \psi_1 / \psi_1) \sum_{m=1}^N \left[(\dot{b}_2^m \dot{a}_1^* - \dot{b}_1^m \dot{a}_2^*) \exp(j\psi_2^m) + (\dot{a}_2 \dot{b}_1^{m*} - \dot{a}_1 \dot{b}_2^{m*}) \exp(-j\psi_2^m) \right] \right\}$$

для интерференционных пар, образованных каждым из простых центров рассеяния с протяженным элементом составного объекта и перепишем это слагаемое как

$$S_3^{Lm(\hat{i} \hat{i})}(\theta) = -0,5j \left[(\dot{b}_2^m \dot{a}_1^* - \dot{b}_1^m \dot{a}_2^*) \exp(j\psi_2^m) + (\dot{a}_2 \dot{b}_1^{m*} - \dot{a}_1 \dot{b}_2^{m*}) \exp(-j\psi_2^m) \right]. \quad (23)$$

Вводя обозначения $\dot{A} = \dot{b}_2^m \dot{a}_1^*$, $\dot{B} = \dot{b}_1^m \dot{a}_2^*$, перепишем (23) в виде

$$S_3^{Lm}(\theta) = -j \left[(\text{Re } \dot{A} + j \text{Im } \dot{A} - \text{Re } \dot{B} - j \text{Im } \dot{B}) e^{j\psi_2^m} - (\text{Re } \dot{A} - j \text{Im } \dot{A} - \text{Re } \dot{B} + j \text{Im } \dot{B}) e^{-j\psi_2^m} \right] =$$

$$= 2\sqrt{|\dot{A}|^2 + |\dot{B}|^2 - 2(\text{Re } \dot{A} \text{Re } \dot{B} + \text{Im } \dot{A} \text{Im } \dot{B})} \sin(\psi_2^m + \eta_m), \quad (24)$$

где $\eta_m = \arctg \left[(\text{Im } \dot{A} - \text{Im } \dot{B}) / (\text{Re } \dot{A} - \text{Re } \dot{B}) \right]$.

Возвращаясь от обозначений \dot{A} и \dot{B} к собственным числам МР $\|\dot{S}_{jl}^L\|$ и $\|\dot{S}_{jl}^m\|$ запишем окончательное выражение для закона интерференции (10), учитывая, что $2(\text{Re } \dot{A} \text{Re } \dot{B} + \text{Im } \dot{A} \text{Im } \dot{B}) = \dot{A}^* \dot{B} + \dot{B}^* \dot{A}$

$$S_3^{Lm}(\theta) = 2\sqrt{|\dot{a}_1|^2 |\dot{b}_2^m|^2 + |\dot{a}_2|^2 |\dot{b}_1^m|^2 - (\dot{a}_1 \dot{a}_2^* \dot{b}_1^m \dot{b}_2^{m*} + \dot{a}_2 \dot{a}_1^* \dot{b}_2^m \dot{b}_1^{m*})} \cdot \sin(\psi_2^m + \eta_m) \quad (25)$$

и рассмотрим его физический смысл.

Из выражений (10), (15) следует, что собственные числа матриц рассеяния $\|\dot{S}_{jl}^L\|$ и

Определение поляризационно – энергетических инвариантов составных объектов при двухпозиционном рассеянии на основе обобщения теоремы Келла

$\|\dot{S}_{jl}^m\|$ непосредственно отображаются в элементах векторов Джонса рассеянных волн. Этот факт дает возможность использования понятия поляризационного отношения непосредственно к радиолокационному объекту с его представлением на комплексной плоскости [6]. Тогда для описания протяженного элемента L и произвольного центра вторичного рассеяния T_m можно ввести поляризационные отношения:

$$\dot{P}_L = \dot{a}_2 / \dot{a}_1, \quad \dot{P}_m = \dot{b}_2^m / \dot{b}_1^m. \quad (26)$$

Величины (26) могут быть представлены на комплексной плоскости, которая в данном случае будет являться комплексной плоскостью РЛЮ. Учитывая инвариантность собственных чисел МР и с целью удобства будем использовать круговую комплексную плоскость [6]. Однако, расстояние между точками \dot{P}_L и \dot{P}_m на комплексной плоскости (евклидова метрика) не является мерой близости состояний поляризации \dot{P}_L и \dot{P}_m . В связи с этим в качестве метрики, определяющей меру близости состояний поляризации \dot{P}_L и \dot{P}_m , рассмотрим расстояние между их отображениями P_{LS} и P_{mS} , расположенными на поверхности сферы единичного диаметра (сферы Римана), которая касается своим южным полюсом начала координат комплексной плоскости. Точки P_{LS} и P_{mS} , принадлежащие действительному пространству X_1, X_2, X_3 , взаимно-однозначно связаны уравнениями стереографической проекции [9]

$$X_1^L = \frac{\operatorname{Re} \dot{P}_L}{1 + |\dot{P}_L|^2}, \quad X_2^L = \frac{\operatorname{Im} \dot{P}_L}{1 + |\dot{P}_L|^2}, \quad X_3^L = \frac{|\dot{P}_L|^2}{1 + |\dot{P}_L|^2}; \quad X_1^m = \frac{\operatorname{Re} \dot{P}_m}{1 + |\dot{P}_m|^2}, \quad X_2^m = \frac{\operatorname{Im} \dot{P}_m}{1 + |\dot{P}_m|^2}, \quad X_3^m = \frac{|\dot{P}_m|^2}{1 + |\dot{P}_m|^2},$$

с точками \dot{P}_L и \dot{P}_m , расположенными на комплексной плоскости.

Расстояние между сферическими отображениями точек \dot{P}_L и \dot{P}_m , расположенных на комплексной плоскости, определяется как

$$\rho_S(P_{LS}, P_{mS}) = \frac{|\dot{P}_m - \dot{P}_L|}{\sqrt{1 + |\dot{P}_m|^2} \sqrt{1 + |\dot{P}_L|^2}}, \quad (27)$$

где $|\dot{P}_m - \dot{P}_L| = \sqrt{(\operatorname{Re} \dot{P}_m - \operatorname{Re} \dot{P}_L)^2 + (\operatorname{Im} \dot{P}_m - \operatorname{Im} \dot{P}_L)^2}$ есть евклидова метрика на комплексной плоскости. Тогда из выражений (12) следует, что есть

$$\rho_S(P_{LS}, P_{mS}) = \frac{\sqrt{|\dot{P}_m|^2 + |\dot{P}_L|^2 - 2(\operatorname{Re} \dot{P}_m \operatorname{Re} \dot{P}_L + \operatorname{Im} \dot{P}_m \operatorname{Im} \dot{P}_L)}}{\sqrt{1 + |\dot{P}_m|^2} \sqrt{1 + |\dot{P}_L|^2}} = \frac{\sqrt{|\dot{P}_m|^2 + |\dot{P}_L|^2 - (\dot{P}_m \dot{P}_L^* + \dot{P}_L \dot{P}_m^*)}}{\sqrt{|\dot{P}_m|^2 |\dot{P}_L|^2 + |\dot{P}_m|^2 + |\dot{P}_L|^2 + 1}},$$

поскольку $2(\operatorname{Re} \dot{P}_m \operatorname{Re} \dot{P}_L + \operatorname{Im} \dot{P}_m \operatorname{Im} \dot{P}_L) = (\dot{P}_m \dot{P}_L^* + \dot{P}_L \dot{P}_m^*)$.

Используя обозначения (26), перепишем выражение для $\rho_S(P_{LS}, P_{mS}) \equiv \rho_S$ в виде

$$\rho_S = \sqrt{\frac{|\dot{a}_1|^2 |\dot{b}_2^m|^2 + |\dot{a}_2|^2 |\dot{b}_1^m|^2 - (\dot{a}_1 \dot{a}_2^* \dot{b}_1^m \dot{b}_2^{m*} + \dot{a}_2 \dot{a}_1^* \dot{b}_2^m \dot{b}_1^{m*})}{(|\dot{a}_1|^2 + |\dot{a}_2|^2)(|\dot{b}_1^m|^2 + |\dot{b}_2^m|^2)}}. \quad (28)$$

Обозначим выражение под радикалом как

$$D = \frac{|\dot{P}_m|^2 + |\dot{P}_L|^2 - (\dot{P}_m \dot{P}_L^* + \dot{P}_L \dot{P}_m^*)}{|\dot{P}_m|^2 |\dot{P}_L|^2 + |\dot{P}_m|^2 + |\dot{P}_L|^2 + 1} = \frac{|\dot{a}_1|^2 |\dot{b}_2^m|^2 + |\dot{a}_2|^2 |\dot{b}_1^m|^2 - (\dot{a}_1 \dot{a}_2^* \dot{b}_1^m \dot{b}_2^{m*} + \dot{a}_2 \dot{a}_1^* \dot{b}_2^m \dot{b}_1^{m*})}{(|\dot{a}_1|^2 + |\dot{a}_2|^2)(|\dot{b}_1^m|^2 + |\dot{b}_2^m|^2)}. \quad (29)$$

Эта величина представляет собой удалённость (расстояние) между состояниями

поляризации \dot{P}_L и \dot{P}_m двух радиолокационных объектов [6]. Нетрудно показать, что при совпадении изображающих точек ($\dot{P}_L \equiv \dot{P}_m$) расстояние между состояниями поляризации равно нулю ($D=0$), а для случая ортогональных состояний поляризаций ($\dot{P}_m = -1/\dot{P}_L$) расстояние между состояниями поляризаций максимально ($D=1$). Учитывая, что нулевые параметры Стокса, т. е. полная мощность волн, рассеянных объектами L и T_m , есть $S_0^L = |\dot{a}_1|^2 + |\dot{a}_2|^2$, $S_0^m = |\dot{b}_1^m|^2 + |\dot{b}_2^m|^2$, нетрудно получить из выражения (29) соотношение:

$$\sqrt{|\dot{a}_1|^2 |\dot{b}_2^m|^2 + |\dot{a}_2|^2 |\dot{b}_1^m|^2 - (\dot{a}_1 \dot{a}_2^* \dot{b}_1^m \dot{b}_2^{m*} + \dot{a}_2 \dot{a}_1^* \dot{b}_2^m \dot{b}_1^{m*})} = \sqrt{D} \sqrt{S_0^L} \sqrt{S_0^m}. \quad (30)$$

Сопоставляя выражения (16) и (11), нетрудно видеть, что закон интерференции для пары рассеивателей принимает простейшую форму

$$S_3^{Lm}(\theta) = 2\sqrt{D} \sqrt{S_0^L} \sqrt{S_0^m} \sin(\psi_2^m + \eta_m), \quad (31)$$

т.е. имеет вид гармонического колебания со случайными амплитудой, частотой и фазой. При этом амплитуда определяется не только ЭПР рассеивателей, входящих в интерференционную пару, но и удалённостью состояний поляризации рассеивателей. При этом полное выражение для третьего параметра Стокса $S_3^{\Sigma(OIT)}(\theta)$ поля, рассеянного составным объектом, демонстрирует тот факт, что параметры Стокса волны, рассеянной составным объектом, не могут быть определены суммой параметров Стокса волн, рассеянных каждым из элементов объекта, но в значительной степени определяются связями между состояниями поляризации рассеивателей. Данный факт полностью согласуется с принципом эмерджентности [8] в системном анализе, который утверждает, что интегральные свойства системы не могут быть определены только суммой свойств её элементов, но определяются также связями между элементами системы.

Величиной, противоположной удалённости состояний поляризации, является близость состояний поляризации

$$N = 1 - D = 1 - \frac{|\dot{P}_m|^2 + |\dot{P}_L|^2 - (\dot{P}_m \dot{P}_L^* + \dot{P}_L \dot{P}_m^*)}{|\dot{P}_m|^2 |\dot{P}_L|^2 + |\dot{P}_m|^2 + |\dot{P}_L|^2 + 1} = \frac{|\dot{P}_m|^2 |\dot{P}_L|^2 + (\dot{P}_m \dot{P}_L^* + \dot{P}_L \dot{P}_m^*) + 1}{|\dot{P}_m|^2 |\dot{P}_L|^2 + |\dot{P}_m|^2 + |\dot{P}_L|^2 + 1},$$

которая при совпадении изображающих точек ($\dot{P}_L \equiv \dot{P}_m$) равна единице ($N=1$), а для случая ортогональных состояний поляризаций ($\dot{P}_m = -1/\dot{P}_L$) близость состояний поляризаций равна нулю ($N=0$).

Рассмотрим физический смысл этой величины, анализируя одно из слагаемых суммы обобщенных законов интерференции для интерференционных пар, образованных каждым из простых центров ОП рассеяния с протяженным элементом,

$$S_0^{mL(\hat{i} \hat{i})}(\theta) = (\dot{b}_1^m \dot{a}_1^* + \dot{b}_2^m \dot{a}_2^*) \exp(j\psi_2^m) + (\dot{a}_1 \dot{b}_1^{m*} + \dot{a}_2 \dot{b}_2^{m*}) \exp(-j\psi_2^m). \quad (32)$$

Используя обозначения $\dot{b}_1^m \dot{a}_1^* = \dot{C}$, $\dot{a}_1 \dot{b}_1^{m*} = \dot{C}^*$, $\dot{b}_2^m \dot{a}_2^* = \dot{D}$, $\dot{a}_2 \dot{b}_2^{m*} = \dot{D}^*$, преобразуем (32) по аналогии проделанному выше и получим, используя собственные числа матриц рассеяния $\|\dot{S}_{jl}^L\|$, $\|\dot{S}_{jl}^m\|$:

$$\begin{aligned} S_0^{mL(\hat{i} \hat{i})}(\theta) &= \sqrt{|\dot{C}|^2 + |\dot{D}|^2 + 2(\text{Re } \dot{C} \text{ Re } \dot{D} + \text{Im } \dot{C} \text{ Im } \dot{D})} \cos(\psi_2^m + \eta_1^m) = \\ &= 2\sqrt{|\dot{a}_1|^2 |\dot{b}_1^m|^2 + |\dot{a}_2|^2 |\dot{b}_2^m|^2 + (\dot{a}_1 \dot{a}_2^* \dot{b}_1^m \dot{b}_2^{m*} + \dot{a}_2 \dot{a}_1^* \dot{b}_2^m \dot{b}_1^{m*})} \cos(\psi_2^m + \eta_1^m), \end{aligned} \quad (33)$$

где $\eta_1^m = \arctg[(\text{Im } \dot{C} - \text{Im } \dot{D})/(\text{Re } \dot{C} - \text{Re } \dot{D})]$.

Поскольку $\dot{P}_L = \dot{a}_2 / \dot{a}_1$, $\dot{P}_m = \dot{b}_2^m / \dot{b}_1^m$ а величины $S_0^L = |\dot{a}_1|^2 + |\dot{a}_2|^2$, $S_0^m = |\dot{b}_1^m|^2 + |\dot{b}_2^m|^2$, есть

**Определение поляризационно – энергетических инвариантов составных объектов при
двухпозиционном рассеянии на основе обобщения теоремы Келла**

полная мощность волн, рассеянных объектами L и T_m то нетрудно показать, что в соотношении (33а) радикал преобразуется (как и выше) к выражению

$$\sqrt{|\dot{a}_1|^2 |\dot{b}_1^m|^2 + |\dot{a}_2|^2 |\dot{b}_2^m|^2 + (\dot{a}_1 \dot{a}_2^* \dot{b}_1^m \dot{b}_2^{m*} + \dot{a}_2 \dot{a}_1^* \dot{b}_2^m \dot{b}_1^{m*})} = \sqrt{N} \sqrt{S_0^L} \sqrt{S_0^m}, \text{ а закон интерференции (33)}$$

для энергетического инварианта принимает вид:

$$S_0^{Lm}(\theta) = 2\sqrt{N} \sqrt{S_0^L} \sqrt{S_0^m} \cos(\psi_2^m + \eta_m). \quad (34)$$

Соотношения (31) и (34) позволяют провести аналитическое исследование поляризационно-энергетических инвариантов электромагнитного поля при рассеянии распределёнными и составными объектами в замкнутом виде. При этом, как показано в работе, указанные инварианты в случае двухпозиционного рассеяния могут быть определены по данным однопозиционного рассеяния. Для статистического анализа и определения средних значений инвариантов необходимо задать статистику меры близости (удалённости) состояний поляризации, связанную со статистическими моделями поляризационных параметров, что позволит получить статистические характеристики измеряемых параметров аналитическим путём с целью их дальнейшего сравнения с результатами экспериментальных измерений. Решению этой задачи будет посвящена следующая работа авторов.

6. Заключение.

В заключение необходимо указать, что анализ поляризационных инвариантов ЭМВ для случая двухпозиционного рассеяния составными объектами с использованием теоремы Келла проведен впервые.

ЛИТЕРАТУРА

1. Татаринов В.Н., Козлов А.И., Татаринов С.В., Пепеляев А.В. Теорема Келла в радиолокации//Научный вестник МГТУ ГА. Серия «Радиолокация и радиотехника». ISSN 2079-0619, выпуск 210, 2014, с.7-17,
2. Kell R. On the Derivation of Bistatic RCS from Monostatic Measurements//Proceedings of the IEEE, 1965, v.53, №8, pp. 983-988.
3. Glaser S. Some Results in the Bistatic RCS of Complex Objects//Proceedings of the IEEE, 1989, v.77, №5, pp.639-648.
4. Tatarinov V., Tatarinov S. A Generalization of Fresnel-Arago Interference Laws//Proc. of the 17-th Int. Conf. on Software, Telecommunication and Computer Network. Croatia, Hvar, 2009, ISBN 978-963-290-015-6. pp 50-54.
5. Козлов А.И., Логвин А.И, Сарычев В.А. Поляризация радиоволн, т.1. Поляризационная структура радиолокационных сигналов//М., Радиотехника. 2005.
6. Аззам Р., Башара Н. Эллипсометрия и поляризованный свет. /Пер. с англ.; Под ред. А.В. Ржанова и К.К. Свиташева. М: Мир, 1981, 583 с.
7. Татаринов В.Н., Татаринов С.В., Лигхарт Л.П Введение в современную теорию поляризации радиолокационных сигналов. Т.1. //Поляризация плоских ЭМВ и ее преобразования.. Томск, ТГУ, 2006. ISBN 5-7511-1995-5. 380 с.
8. Козлов А.И., Логвин А.И, Сарычев В.А. Поляризация радиоволн. т.3. Радиополяриметрия сложных по структуре сигналов//М. Радиотехника” 2008.
9. Перегудов Ф.И., Тарасенко Ф.П. Основы системного анализа//Томск, ТГУ, 2001,-540 с.
10. Tatarinov V. The Use of the Emergence Principle as a New Step in the EM Waves Polarization Theory at the Scattering by distributed Radar Objects//Proc. of the 16-th Int. Conf. on Microwaves, Radar and Wireless Communications. Poland, Krakow, 2006, ISBN 83-906662-7-8. pp 511-518
11. Шабат М. М.Введение в комплексный анализ//Наука, 1968. 560 с.

Polarization-energetical invariants of compound radar objects determination at the bistatic scattering on the base of Robert Kell equivalence theorem generalization

Kozlov A.I., Tatarinov V.N., Tatarinov S.V., Pepelyaev A.V.

Analysis of compound radar objects polarization-energetical invariants determination was done in the first

REFERENCES

1. Tatarinov V.N., Kozlov A.I., Tatarinov S.V., Pepelyaev A.V. Teorema Kella v radiolokatsii//Nauchnyy vestnik MGTU GA. Seriya «Radiolokatsiya i radiotekhnika». ISSN 2079-0619, vypusk 210, 2014, s.7-17,
2. Kell R. On the Derivation of Bistatic RCS from Monostatic Measurements//Proceedings of the IEEE, 1965, v.53, №8, pp. 983-988.
3. Glaser S. Some Results in the Bistatic RCS of Complex Objects//Proceedings of the IEEE, 1989, v.77, №5, pp.639-648.
4. Tatarinov V., Tatarinov S. A Generalization of Fresnel-Arago Interference Laws//Proc. of the 17-th Int. Conf. on Software, Telecommunication and Computer Network. Croatia, Hvar, 2009, ISBN 978-963-290-015-6. pp 50-54.
5. Kozlov A.I., Logvin A.I., Sarychev V.A. Polyarizatsiya radiovoln, t.1. Polyarizatsionnaya struktura radiolokatsionnyh signalov//M., Radiotekhnika. 2005.
6. Azzam R., Bashara N. Ellipsometriya i polyarizovannyi svet. /Per. s angl.; Pod red. A.V. Rzhanova i K.K. Svitashva. M: Mir, 1981, 583 s.
7. Tatarinov V.N., Tatarinov S.V., Lighthart L.P Vvedenie v sovremennuyu teoriyu polyarizatsii radiolokatsionnyh signalov. T.1. //Polarizatsiya ploskih EMV i ee preobrazovaniya.. Tomsk, TGU, 2006. ISBN 5-7511-1995-5. 380 s.
8. Kozlov A.I., Logvin A.I., Sarychev V.A. Polyarizatsiya radiovoln. t.3. Radiopolarimetriya slozhnyh po strukture signalov//M. Radiotekhnika” 2008.
9. Peregudov F.I., Tarasenko F.P. Osnovy sistemnogo analiza//Tomsk, TGU, 2001,-540 s.
10. Tatarinov V. The Use of the Emergence Principle as a New Step in the EM Waves Polarization Theory at the Scattering by distributed Radar Objects//Proc. of the 16-th Int. Conf. on Microwaves, Radar and Wireless Communications. Poland, Krakow, 2006, ISBN 83-906662-7-8. pp 511-518
11. SHabat M. M.Vvedenie v kompleksnyy analiz//Nauka, 1968. 560 s.

Сведения об авторах

Козлов Анатолий Иванович (р. 1939), окончил Московский физико-технический институт (1956), Заслуженный деятель науки и техники РФ, профессор, доктор физико-математических наук, действительный член Российской Академии естествознания и Академии транспорта РФ, советник ректора МГТУА и профессор кафедры «Технической эксплуатации радиоэлектронного оборудования воздушного транспорта». Область научных интересов: радиофизика, радиолокация, радиополяриметрия. Научная специализация: радиофизика, радиолокация, радиополяриметрия,. Автор 23 монографий и свыше 300 научных работ.

Татаринов Виктор Николаевич (р. 1941), почетный работник науки и техники РФ, доктор технических наук, профессор, действительный член Академии электромагнетизма при Массачусетском Технологическом институте, США. Научная специализация: теория когерентности и поляризации электромагнитного поля, статистическая радиофизика, рассеяние волн сложными объектами, поляризационная радиолокация. Автор 9 монографий и около 200 научных работ.

Татаринов Сергей Викторович (р. 1969), кандидат технических наук, доцент. Научная специализация: статистическая теория поляризации при рассеянии волн сложными объектами. Автор 6 монографий и около 100 научных работ.

Пепеляев Александр Владимирович (р. 1986), аспирант, научная специализация: рассеяние волн сложными объектами, поляризационная радиолокация. Автор 4 научных работ.