

УДК 621.396.96

Е.В. МАСАЛОВ, Н.Н. КРИВИН, А.С. РУДОМЕТОВА

АНАЛИЗ ИЗМЕНЧИВОСТИ КРУГОВОГО ДЕПОЛЯРИЗАЦИОННОГО ОТНОШЕНИЯ ПРИ ДИСТАНЦИОННОМ ЗОНДИРОВАНИИ НЕОДНОРОДНОЙ СРЕДЫ

Рассматриваются вопросы, связанные с влиянием неоднородной среды, заполненной рассеивающими частицами (например, частицами осадков), на поляризационные характеристики распространяющихся в ней электромагнитных волн, излучаемых с круговой поляризацией одного направления вращения (например, правой). Предложен подход для оценки влияния трансформации поляризационной структуры этих волн на величину кругового деполаризационного отношения, основанный на представлении неоднородной среды в виде однородного участка и следующего за ним второго участка среды, который характеризуется анизотропными по поляризации свойствами и углом ориентации его собственного поляризационного базиса относительно измерительного. Особенностью предлагаемого подхода является определение кругового деполаризационного отношения для случая обратного рассеяния зондирующей волны неоднородной средой с использованием комплексного фазора волны, рассеянной вторым (анизотропным) участком.

Ключевые слова: круговая поляризация, круговое деполаризационное отношение, дифференциальное ослабление, дифференциальный фазовый сдвиг, степень поляризационной анизотропии, угол ориентации собственного поляризационного базиса анизотропного участка, матрица рассеяния.

Введение

В работе [1] показано, что под неоднородной средой распространения можно понимать воздушное пространство, заполненное частицами осадков (каплями, частицами града), состоящее из однородного участка среды и следующего за ним второго участка, отличающегося анизотропными свойствами (рис. 1). Под однородным участком среды следует понимать участок, заполненный частицами метеообразований, имеющими одинаковую ориентацию и размеры и находящимися в одном и том же фазовом состоянии [2].

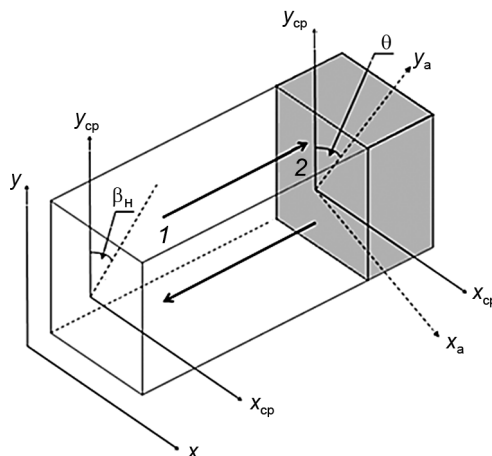


Рис. 1. Графическое представление трассы распространения сигнала в неоднородном гидрометеорологическом образовании: 1 – однородный участок метеообразования с поляризационным базисом (x_{cp} , y_{cp}); 2 – анизотропный участок метеообразования с поляризационным базисом (x_a , y_a); (x , y) – измерительный поляризационный базис (базис РЛС)

Использование сигналов круговой поляризации с учётом влияния дифференциальных факторов среды распространения [3] (дифференциального ослабления $\Delta\alpha$ и дифференциального фазового сдвига $\Delta\Phi$) на поляризационную структуру таких сигналов позволяет проводить адекватную оценку структурных изменений в случае однородной среды [4].

В то же время под воздействием таких атмосферных факторов, как поперечный к трассе распространения ветровой сдвиг и грозовая активность (скопления повышенного статического электричества) [5], становится возможным появление участков метеообразований, поляризационные характеристики которых будут отличны от характеристик однородной составляющей трассы [6].

В этом случае дополнительное воздействие неоднородного метеообразования на трансформацию поляризационной структуры электромагнитной волны происходит под влиянием таких факторов, как угол ориентации θ собственного поляризационного базиса анизотропного участка среды относительно измерительного и его степень поляризационной анизотропии μ .

Как показано в работах [1, 7], при использовании методов модифицированной дифференциальной радиолокационной отражаемости (МДРО) и линейного деполаризационного отношения имеет место существенное влияние величины угла ориентации β_n базиса однородного участка среды относительно измерительного, а также трансформации угла ориентации эллипса поляризации $\beta_p(z)$ рассеянной волны на оценку измеряемых параметров. Это обстоятельство указывает на значительное снижение их эффективности при выделении анизотропных участков и идентификации связанных с ними видов воздействия на среду.

Эти обстоятельства обуславливают необходимость поиска путей, позволяющих оценить влияние указанной выше многофакторности трансформации поляризационной структуры радиолокационного сигнала на изменчивость такого измеряемого параметра, как круговое деполаризационное отношение $Z_{CDR}(z)$.

Методика определения влияния неоднородной среды на поляризационную структуру электромагнитной волны

Как известно, величина кругового деполаризационного отношения может быть определена, когда зондируемый метеообъект облучается круговой поляризацией одного направления вращения (например, правой), а принимаются сигналы как с той же круговой поляризацией, так и с противоположным направлением вращения [8]:

$$Z_{CDR}(z) = 20 \lg \frac{|\dot{E}_{RR}|}{|\dot{E}_{RL}|}. \quad (1)$$

Здесь $|\dot{E}_{RR}|$ – амплитуда принятого сигнала с правой круговой поляризацией; $|\dot{E}_{RL}|$ – амплитуда принятого сигнала с левой круговой поляризацией.

Как и в работе [4], для определения комплексных амплитуд, необходимых для нахождения величины $Z_{CDR}(z)$, воспользуемся следующими соотношениями:

– в случае приема сигнала по основному каналу, т.е. с той же круговой поляризацией (например, правой), что и излученный сигнал:

$$E_{RR}^{IN} = \frac{1}{\sqrt{2}} e^{j\frac{\pi}{4}} \begin{bmatrix} 1 & -j \\ 0 & 0 \end{bmatrix} [R^{-1}(\beta_n)] [R(\beta_p(z))] \begin{bmatrix} \cos \alpha_p(z) \\ \sin \alpha_p(z) \end{bmatrix}; \quad (2)$$

– в случае приема сигнала по ортогональному каналу (например, с левой круговой поляризацией):

$$E_{RL}^{IN} = \frac{1}{\sqrt{2}} e^{-j\frac{\pi}{4}} \begin{bmatrix} 1 & j \\ 0 & 0 \end{bmatrix} [R^{-1}(\beta_n)] [R(\beta_p(z))] \begin{bmatrix} \cos \alpha_p(z) \\ \sin \alpha_p(z) \end{bmatrix}. \quad (3)$$

В формулах (2) и (3) использовались следующие обозначения: $\begin{bmatrix} \cos \alpha_p(z) \\ \sin \alpha_p(z) \end{bmatrix}$ – вектор Джонса эллиптически поляризованной волны в базисе анизотропного участка;

$[R(\beta_p(z))] = \begin{bmatrix} \cos \beta_p(z) & \sin \beta_p(z) \\ -\sin \beta_p(z) & \cos \beta_p(z) \end{bmatrix}$ – оператор перехода из базиса анизотропного участка в базис

однородного участка среды; $[R^{-1}(\beta_n)] = \begin{bmatrix} \cos \beta_n & -\sin \beta_n \\ \sin \beta_n & \cos \beta_n \end{bmatrix}$ – оператор перехода из базиса однород-

ного участка в измерительный базис; $\frac{1}{\sqrt{2}}e^{j\frac{\pi}{4}}\begin{bmatrix} 1 & -j \\ 0 & 0 \end{bmatrix}$ – матрица Джонса волновода, принимающе-

го сигнал с круговой поляризацией правого вращения; $\frac{1}{\sqrt{2}}e^{-j\frac{\pi}{4}}\begin{bmatrix} 1 & j \\ 0 & 0 \end{bmatrix}$ – матрица Джонса волно-

вода, принимающего сигнал с круговой поляризацией левого вращения; $\alpha_p(z)$, $\beta_p(z)$ – значения углов эллиптичности и ориентации эллипса поляризации соответственно, изменяющиеся в процессе распространения сигнала, рассеянного анизотропным участком, в однородном участке среды; β_H – угол ориентации поляризационного базиса однородного участка среды относительно измерительного; z – длина трассы распространения в однородной среде до анизотропного участка.

Особенностью указанного подхода в случае неоднородной среды является тот факт, что определение вектора Джонса сигнала, отраженного анизотропным участком метеообразования, необходимо проводить с использованием матрицы рассеяния метеообъекта, которая имеет вид [9]

$$S = 0.5(\lambda_1 + \lambda_2) \left\{ \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} + \mu \begin{bmatrix} \cos 2\theta & \sin 2\theta \\ \sin 2\theta & -\cos 2\theta \end{bmatrix} \right\}, \quad (4)$$

где θ – угол ориентации поляризационного базиса анизотропного участка относительно измерительного; $\mu = \lambda_1 - \lambda_2 / \lambda_1 + \lambda_2$ – степень поляризационной анизотропии рассеивающего метеообъекта; λ_1, λ_2 – собственные числа матрицы рассеяния, $\lambda_1 \geq \lambda_2$ [9].

Поскольку, как отмечено в [10], метеообразования являются объёмными целями, образованными независимыми рассеивателями, то матрицу рассеяния (4), степень поляризационной анизотропии μ , собственные числа λ_1, λ_2 и угол ориентации θ следует понимать как совокупную матрицу рассеяния объёмной метеоцели и её характеристики ($\mu, \lambda_1, \lambda_2, \theta$) соответственно.

Для определения выражений $\alpha_p(z)$ и $\beta_p(z)$ в случае неоднородной среды воспользуемся следующими известными соотношениями [2]:

$$\beta_p(z) = \frac{1}{2} \operatorname{arctg} \left[\frac{2 \cdot 10^{0.05\Delta\alpha z} \cdot \operatorname{tg}(\gamma_{\text{рн}}(z)) \cos(\varphi_{\text{рн}}(z) + \Delta\Phi z)}{1 - 10^{0.1\Delta\alpha z} \cdot \operatorname{tg}^2(\gamma_{\text{рн}}(z))} \right]; \quad (5)$$

$$\alpha_p(z) = \frac{1}{2} \operatorname{arctg} \left[\frac{2 \cdot 10^{0.05\Delta\alpha z} \cdot \operatorname{tg}(\gamma_{\text{рн}}(z)) \sin(\varphi_{\text{рн}}(z) + \Delta\Phi z)}{1 + 10^{0.1\Delta\alpha z} \cdot \operatorname{tg}^2(\gamma_{\text{рн}}(z))} \right], \quad (6)$$

где $\operatorname{tg}(\gamma_{\text{рн}}(z))$ – начальное значение модуля комплексного фазора волны, рассеянной анизотропным участком; $\varphi_{\text{рн}}(z)$ – начальное значение фазы комплексного фазора волны, рассеянной анизотропным участком.

Начальное значение модуля комплексного фазора волны, рассеянной анизотропным участком, можно определить с учётом матрицы рассеяния в виде [11]

$$\operatorname{tg}(\gamma_{\text{рн}}(z)) = \frac{|S_{12} + S_{22}(\dot{E}_{y1} / \dot{E}_{x1})|}{|S_{11} + S_{12}(\dot{E}_{y1} / \dot{E}_{x1})|} = \frac{|\dot{E}_{y1\text{рн}}(z)|}{|\dot{E}_{x1\text{рн}}(z)|}. \quad (7)$$

Так как оценку трансформации поляризации сигнала, облучающего анизотропный участок, целесообразно проводить в собственном базисе однородного участка, то, согласно результатам работы [4], комплексный фазор волны, облучающей анизотропный участок $\dot{E}_{y1} / \dot{E}_{x1}$, может быть представлен как

$$\frac{\dot{E}_{y1}}{\dot{E}_{x1}} = \operatorname{tg}\gamma_1 e^{-j\varphi(z)}, \quad (8)$$

где \dot{E}_{y1} и \dot{E}_{x1} – компоненты вектора Джонса волны, облучающей анизотропный участок, выраженные через тригонометрические функции углов эллиптичности $\alpha(z)$ и наклона эллипса поляризации $\beta(z)$ [4]:

$$\dot{E}_{y1} = -\sin\beta(z) \cos\alpha(z) + j \cos\beta(z) \sin\alpha(z); \quad \dot{E}_{x1} = \cos\beta(z) \cos\alpha(z) + j \sin\beta(z) \sin\alpha(z).$$

С учетом формулы (8) выражения для модуля и фазы комплексного фазора будут иметь следующий вид:

$$\gamma_{\text{PH}}(z) = \arctg \frac{\sqrt{(-S_{\beta} C_{\alpha} + \mu S_{2\theta} C_{\beta} C_{\alpha} + \mu C_{2\theta} S_{\beta} C_{\alpha})^2 + (-\mu C_{2\theta} S_{\alpha} C_{\beta} + S_{\alpha} C_{\beta} + \mu S_{2\theta} S_{\beta} S_{\alpha})^2}}{\sqrt{(-C_{\beta} C_{\alpha} + \mu C_{2\theta} C_{\beta} C_{\alpha} - \mu S_{2\theta} S_{\beta} C_{\alpha})^2 + (\mu S_{2\theta} S_{\alpha} C_{\beta} + S_{\alpha} S_{\beta} + \mu C_{2\theta} S_{\beta} S_{\alpha})^2}}; \quad (9)$$

$$\varphi_{\text{PH}}(z) = \xi_2' - \xi_1' = \arctg \left(\frac{-\mu C_{2\theta} S_{\alpha} C_{\beta} + C_{\beta} S_{\alpha} + \mu S_{2\theta} S_{\beta} S_{\alpha}}{-S_{\beta} C_{\alpha} + \mu S_{2\theta} C_{\beta} C_{\alpha} + \mu C_{2\theta} C_{\alpha} S_{\beta}} \right) - \arctg \left(\frac{\mu S_{2\theta} S_{\alpha} C_{\beta} + S_{\beta} S_{\alpha} + \mu C_{2\theta} S_{\beta} S_{\alpha}}{C_{\beta} C_{\alpha} + \mu C_{2\theta} C_{\beta} C_{\alpha} - \mu S_{2\theta} C_{\alpha} S_{\beta}} \right), \quad (10)$$

где $\xi_1'(z) = \arg \dot{E}_{\text{XPH}}(z)$; $\xi_2'(z) = \arg \dot{E}_{\text{YPH}}(z)$.

В выражениях (9) и (10) использовались следующие обозначения:

$$S_{\beta} = \sin \beta(z); \quad C_{\beta} = \cos \beta(z); \quad S_{\alpha} = \sin \alpha(z); \quad C_{\alpha} = \cos \alpha(z); \quad S_{2\theta} = \sin 2\theta; \quad C_{2\theta} = \cos 2\theta,$$

где $\alpha(z) = \frac{1}{2} \arcsin \left(\frac{2 \cdot 10^{0.05 \Delta \alpha z} \sin \left(\Delta \Phi z + \frac{\pi}{2} \right)}{1 + 10^{0.1 \Delta \alpha z}} \right)$ – угол эллиптичности волны, облучающей анизо-

тропный участок [4]; $\beta(z) = \frac{1}{2} \arctg \left(\frac{2 \cdot 10^{0.05 \Delta \alpha z} \cos \left(\Delta \Phi z \pm \frac{\pi}{2} \right)}{1 - 10^{0.1 \Delta \alpha z}} \right) \pm \frac{\pi n}{2}$ – угол наклона эллипса поля-

ризации этой же волны [4].

Так как для определения кругового деполаризационного отношения (1) необходимо измерить реальные амплитуды на выходе приёмника с логарифмической характеристикой, то, подставив значения $\gamma_{\text{PH}}(z)$ и $\varphi_{\text{PH}}(z)$, полученные по формулам (9), (10), в выражения (5) и (6), с последующей подстановкой в (2) и (3), определим модули комплексных амплитуд, принятых с правой и левой круговыми поляризациями.

После осуществления операции перемножения в (2) и (3) получим следующие выражения модулей полученных произведений:

$$|\dot{E}_{\text{RR}}| = \frac{1}{\sqrt{2}} (\cos \alpha_p(z) + \sin \alpha_p(z)); \quad (11)$$

$$|\dot{E}_{\text{RL}}| = \frac{1}{\sqrt{2}} (\cos \alpha_p(z) - \sin \alpha_p(z)) \quad (12)$$

Подставив соотношения (11) и (12) в (1), получим выражение для $Z_{\text{CDR}}(z)$:

$$Z_{\text{CDR}}(z) = 20 \lg \left(\frac{\cos \alpha_p(z) + \sin \alpha_p(z)}{\cos \alpha_p(z) - \sin \alpha_p(z)} \right). \quad (13)$$

Основные результаты

Как видно из выражений (11) – (13), величина кругового деполаризационного отношения не зависит от трансформации угла ориентации эллипса поляризации $\beta_p(z)$ рассеянной волны и от угла ориентации β_{H} поляризационного базиса однородного участка среды относительного измерительного.

Результаты расчетов кругового деполаризационного отношения $Z_{\text{CDR}}(z)$, выполненных в ходе проведенных исследований для волн 3-сантиметрового диапазона, приведены на рис. 2–4 для различных значений интенсивности осадков R [мм/ч]. Расчеты выполнялись при значениях степени поляризационной анизотропии μ , равных 0.1, 0.2, 0.3, и при следующих дискретных значениях угла ориентации базиса анизотропного участка метеообразования θ относительно измерительного: 0, 11.25, 22.5, 33.75, 45, 56.25, 67.5, 78.75 и 90°. Интервал изменения значений степени анизотропии μ при расчётах выбран с учётом их соответствия минимальным и максимальным размерам

капель, дающих основной вклад в радиолокационную отражаемость и представляющих значимый интерес при решении задач дистанционного зондирования метеообразований [11, 12].

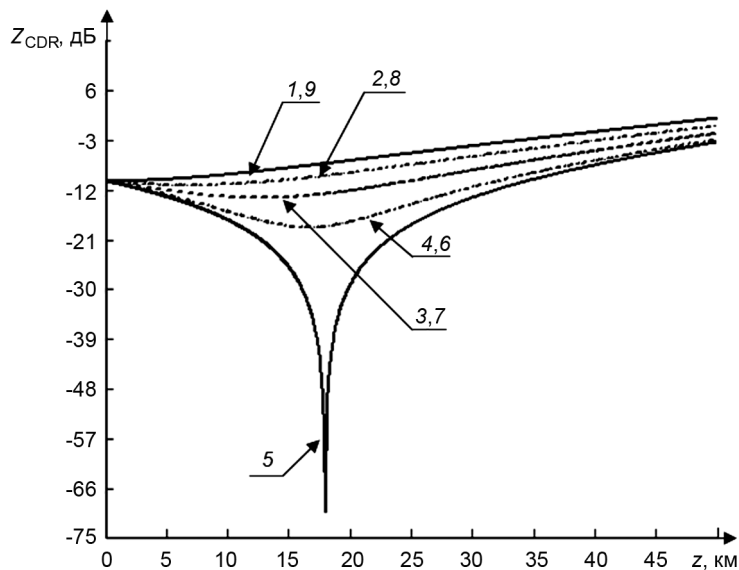


Рис. 2. Графики зависимости величины $Z_{CDR}(z)$ от длины трассы z при $R = 12.5$ мм/ч; $\mu = 0.3$: кр. 1 – $\theta = 0^\circ$; кр. 2 – $\theta = 11.25^\circ$; кр. 3 – $\theta = 22.5^\circ$; кр. 4 – $\theta = 33.75^\circ$; кр. 5 – $\theta = 45^\circ$; кр. 6 – $\theta = 56.25^\circ$; кр. 7 – $\theta = 67.5^\circ$; кр. 8 – $\theta = 78.75^\circ$; кр. 9 – $\theta = 90^\circ$

В расчётах использовались частотные зависимости измеренных значений дифференциального ослабления $\Delta\alpha$ и дифференциального фазового сдвига $\Delta\Phi$, приведённые в [13]. В случае сигналов 3-сантиметрового диапазона для различных значений интенсивностей осадков R эти величины составили:

- при $R = 12.5$ мм/ч: $\Delta\alpha = 0.02$ дБ/км, $\Delta\Phi = 1$ град/км;
- при $R = 50$ мм/ч: $\Delta\alpha = 0.1$ дБ/км, $\Delta\Phi = 4$ град/км;
- при $R = 150$ мм/ч: $\Delta\alpha = 0.8$ дБ/км, $\Delta\Phi = 14$ град/км.

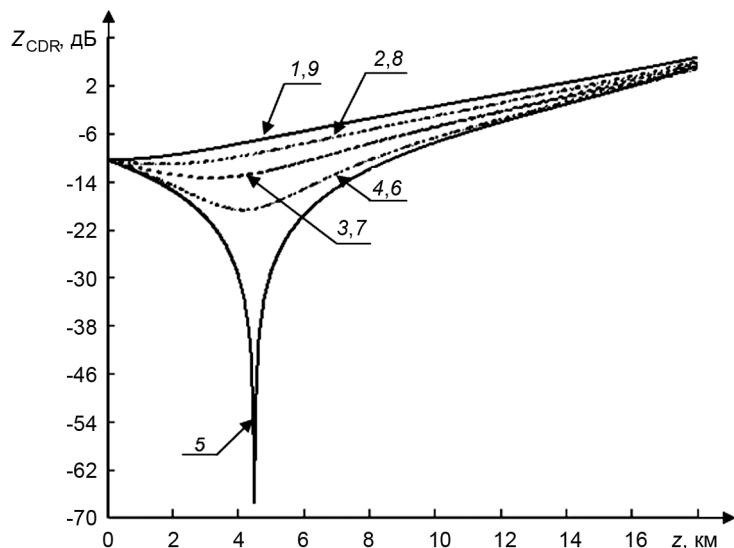


Рис. 3. Графики зависимости величины $Z_{CDR}(z)$ от длины трассы z при $R = 50$ мм/ч; $\mu = 0.3$: кр. 1 – $\theta = 0^\circ$; кр. 2 – $\theta = 11.25^\circ$; кр. 3 – $\theta = 22.5^\circ$; кр. 4 – $\theta = 33.75^\circ$; кр. 5 – $\theta = 45^\circ$; кр. 6 – $\theta = 56.25^\circ$; кр. 7 – $\theta = 67.5^\circ$; кр. 8 – $\theta = 78.75^\circ$; кр. 9 – $\theta = 90^\circ$

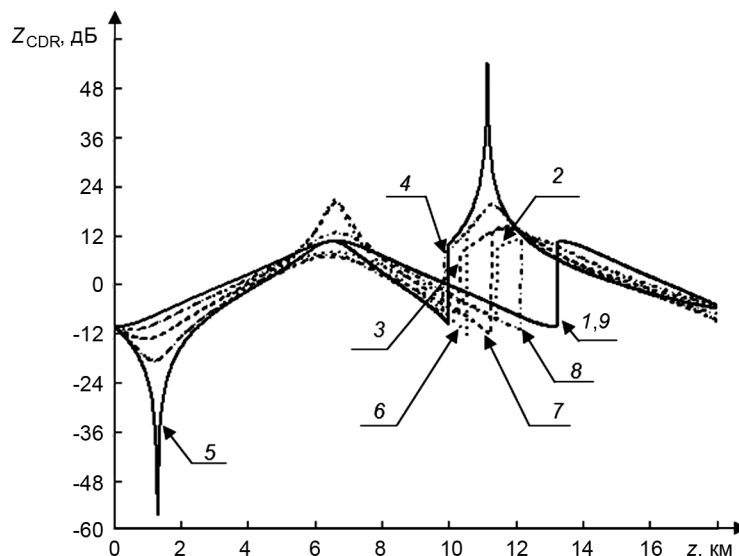


Рис. 4. Графики зависимости величины $Z_{\text{CDR}}(z)$ от длины трассы z при $R = 150$ мм/ч; $\mu = 0.3$: кр. 1 – $\theta = 0^\circ$; кр. 2 – $\theta = 11.25^\circ$; кр. 3 – $\theta = 22.5^\circ$; кр. 4 – $\theta = 33.75^\circ$; кр. 5 – $\theta = 45^\circ$; кр. 6 – $\theta = 56.25^\circ$; кр. 7 – $\theta = 67.5^\circ$; кр. 8 – $\theta = 78.75^\circ$; кр. 9 – $\theta = 90^\circ$

Расчеты показывают, что изменчивость $Z_{\text{CDR}}(z)$ в зависимости от θ и μ анизотропного участка имеет выраженный характер при различных интенсивностях дождя R . С увеличением угла θ (зависимости 4–6 на рис. 2, зависимости 3–6 на рис. 3 и практически все зависимости на рис. 4) в расчетных зависимостях $Z_{\text{CDR}}(z)$ появляются участки с нелинейным характером изменчивости. При $\theta = 45^\circ$ (расчетная зависимость 5) наблюдаются аномальные значения величины $Z_{\text{CDR}}(z)$, которые достигают: при $R = 12,5$ мм/ч -72 дБ на расстоянии $z = 18$ км (рис. 2); при $R = 50$ мм/ч -65 дБ на расстоянии $z = 4.4$ км (рис. 3); при $R = 150$ мм/ч ± 58 дБ на расстояниях $z = 1.3$ и 11.1 км (рис. 4). Причем с увеличением интенсивности осадков R происходит сдвиг зон с аномально низкими значениями $Z_{\text{CDR}}(z)$ в область низких значений длин трассы распространения.

В то же время расчетные зависимости 1, 2, 8, 9 на рис. 2 и 3 имеют линейный монотонно возрастающий по мере увеличения длины трассы z характер.

Расчеты также показывают, что с уменьшением величины μ степени анизотропии анизотропного участка (до $\mu = 0.1$) общей тенденцией для всех рассматриваемых значений R интенсивностей осадков является уменьшение длины трассы z , при которой проявляются экстремально низкие значения $Z_{\text{CDR}}(z)$. Это уменьшение происходит до следующих значений величины z :

- $z = 6$ км – при $\mu = 0.1$, $\theta = 45^\circ$, $R = 12.5$ мм/ч;
- $z = 2$ км – при $\mu = 0.1$, $\theta = 45^\circ$, $R = 50$ мм/ч;
- $z = 0.3$ км – при $\mu = 0.1$, $\theta = 45^\circ$, $R = 150$ мм/ч.

При этом характерным является тот факт, что если в первом случае ($R = 12.5$ мм/ч) величина экстремального значения $Z_{\text{CDR}}(z)$ не изменяется, то во втором и третьем ($R = 50$ и 150 мм/ч) с уменьшением z происходит уменьшение абсолютных значений $Z_{\text{CDR}}(z)$ в среднем на 12 дБ (аномальные значения достигают -53 дБ для $R = 50$ мм/ч, $\mu = 0.1$, $\theta = 45^\circ$; ± 46 дБ для $R = 150$ мм/ч, $\mu = 0.1$, $\theta = 45^\circ$).

Для оценки факторов, обуславливающих появление аномально низких значений в зависимостях $Z_{\text{CDR}}(z)$, проведем анализ значений компонент вектора Джонса рассеянного сигнала в точке приема на примере полученной расчетной зависимости (5) при $R = 12.5$ мм/ч (рис. 2).

Выражение для определения вектора Джонса рассеянного сигнала будет иметь следующий вид:

$$\begin{bmatrix} \cos \beta_{\text{H}} & -\sin \beta_{\text{H}} \\ \sin \beta_{\text{H}} & \cos \beta_{\text{H}} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \cos \beta_{\text{p}}(z) & \sin \beta_{\text{p}}(z) \\ -\sin \beta_{\text{p}}(z) & \cos \beta_{\text{p}}(z) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \cos \alpha_{\text{p}}(z) \\ j \sin \alpha_{\text{p}}(z) \end{bmatrix} =$$

$$= \left| \frac{\cos \beta_H (\cos \beta_p(z) \cos \alpha_p(z) + j \sin \beta_p(z) \sin \alpha_p(z)) - \sin \beta_H (-\sin \beta_p(z) \cos \alpha_p(z) + j \cos \beta_p(z) \sin \alpha_p(z))}{\sin \beta_H (\cos \beta_p(z) \cos \alpha_p(z) + j \sin \beta_p(z) \sin \alpha_p(z)) - \cos \beta_H (-\sin \beta_p(z) \cos \alpha_p(z) + j \cos \beta_p(z) \sin \alpha_p(z))} \right|. \quad (14)$$

После подстановки в выражение (14) параметров, которые соответствуют рассматриваемому случаю ($z = 18$ км, $\theta = 45^\circ$, $\beta_H = 45^\circ$, $\Delta\alpha = 0.02$ дБ/км, $\Delta\Phi = 1^\circ$), получим следующее выражение, определяющее вектор Дженса рассеянной волны:

$$\dot{E} = 0.7e^{j(-83)^\circ} \begin{vmatrix} 1 \\ -j \end{vmatrix}. \quad (15)$$

Тогда сигнал на входе приемника в случае излучения сигнала с правой круговой поляризацией и приема сигнала с тем же видом поляризации, согласно формуле (2), будет иметь вид

$$\dot{E}_{RR} = \frac{1}{\sqrt{2}} e^{j\frac{\pi}{4}} \begin{vmatrix} 1 & -j \\ 0 & 0 \end{vmatrix} 0.7e^{j(-83)^\circ} \begin{vmatrix} 1 \\ -j \end{vmatrix} = 0.5e^{j(-38)^\circ} (1 + j^2) = 0, \quad (16)$$

а при приеме с левой поляризацией

$$\dot{E}_{RL} = \frac{1}{\sqrt{2}} e^{-j\frac{\pi}{4}} \begin{vmatrix} 1 & j \\ 0 & 0 \end{vmatrix} 0.7e^{j(-83)^\circ} \begin{vmatrix} 1 \\ -j \end{vmatrix} = 0.5e^{j(-128)^\circ} (1 - j^2) = e^{j(-128)^\circ}. \quad (17)$$

В рассматриваемом случае $\beta_H = 45^\circ$. Однако расчеты показывают, что при подстановке любого другого значения угла ориентации β_H , заданного в расчетах, результат будет идентичен полученному. Для расчетных зависимостей для интенсивности осадков $R = 50$ и 150 мм/ч в точках z , соответствующих экстремальным значениям величины $Z_{CDR}(z)$, при выполнении последовательности операций (14) – (17) были получены аналогичные результаты, соответствующие появлению при приеме сигналов с «поляризацией нулевого сигнала» для основного канала [14]. Этим и объясняются anomalously низкие значения величины $Z_{CDR}(z)$ в рассматриваемых точках. Отличительной особенностью появления подобных значений является уменьшение протяженности трасс с ростом величины R (от $z = 4.4$ км при $R = 50$ мм/ч до $z = 1.3$ км при $R = 150$ мм/ч на рис. 3 и 4 соответственно).

Заключение

В данной работе получены следующие результаты:

- величина кругового деполаризационного отношения не зависит от трансформации угла ориентации эллипса поляризации $\beta_p(z)$ рассеянной волны и от угла ориентации β_H поляризационного базиса однородного участка среды относительно измерительного;
- наличие анизотропных участков метеообразования приводит к появлению семейства зависимостей $Z_{CDR}(z)$, являющихся функциями величины угла ориентации θ собственного базиса анизотропного участка относительно измерительного;
- при уменьшении величины μ анизотропного участка имеет место уменьшение длины трассы z , при которой появляются низкие и anomalously низкие значения $Z_{CDR}(z)$.

В случае зондирования неоднородной среды появляется ряд характерных особенностей изменчивости кругового деполаризационного отношения, связанных как с воздействием дифференциальных факторов среды распространения, так и, в особенности, с изменениями угла ориентации собственного поляризационного базиса анизотропного участка и степени анизотропии этого участка. Эти особенности проявляются наличием anomalously низких значений $Z_{CDR}(z)$, которые обусловлены структурной трансформацией излучаемого сигнала круговой поляризации (например, правой) в сигнал с «поляризацией нулевого сигнала» для основного канала приема, на разных интервалах длин трассы z . Причём с ростом интенсивностей осадков этот диапазон длин трасс смещается в область низких значений z .

Использование рассмотренного алгоритма формирования поляризационной структуры электромагнитной волны в задачах дистанционного зондирования неоднородных метеообразований позволяет на основе оценки кругового деполаризационного отношения эффективно выделять анизотропные участки метеообразований на основании регистрации как зон с anomalously низкими значениями $Z_{CDR}(z)$, так и зон с положительными значениями (или близкими к нулю).

Перечисленные особенности изменчивости кругового деполяризационного отношения позволяют на основании регистрации указанных выше результатов измерений делать вывод о наличии анизотропных участков метеообразования, связанных с поперечными сдвигами ветра и (или) наличием зон повышенного статического электричества (зон грозовой активности).

Одной из областей практического применения полученных результатов является дистанционное зондирование неоднородных протяженных метеорологических объектов радиолокационным способом [6, 11].

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Масалов Е.В., Кривин Н.Н., Понамарев Д.Е. // Изв. вузов. Физика – 2018. – Т. 61. – № 9. – С. 29–37.
2. Масалов Е.В. // Материалы 7 Междунар. науч.-технич. конф. «Актуальные проблемы электронного приборостроения». – Новосибирск: НГТУ, 2010 – С. 77–79.
3. Tromel S., Kumjian M.R., Ryzhkov A.V., et al. // J. Appl. Meteor. Climatol. – 2013. – V. 52. – P. 2529–2548.
4. Масалов Е.В., Кривин Н.Н., Ещенко С.Ю. // Изв. вузов. Физика. – 2017. – Т. 60. – № 9. – С. 10–15.
5. Kumjian M.R. // J. Operation. Meteor. – 2010. – № 1(19). – P. 226–242.
6. Масалов Е.В., Татаринов В.Н. // Зарубежная радиоэлектроника. – 1987. – № 4. – С. 44–52.
7. Масалов Е.В., Кривин Н.Н., Кокоулин К.В. // Доклады ТУСУРа. – 2018. – Т. 21. – № 3. – С. 7–14.
8. Масалов Е.В., Кривин Н.Н., Рудометова А.С. // Доклады ТУСУРа. – 2017. – Т. 20. – № 2. – С. 33–35.
9. Масалов Е.В., Потехин В.А., Татаринов В.Н. // Изв. вузов. Физика. – 1983. – Т. 26. – № 7. – С. 1–10.
10. Татаринов В.Н., Лигтхарт Л.П., Татаринов С.В. Введение в современную теорию поляризации радиолокационных сигналов. Поляризация плоских электромагнитных волн и её преобразования: учеб. пособие. – Томск: ТУСУР, 2012. – Т. 1. – 380 с.
11. Бадулин Н.Н., Бацула А.П., Кульшенева Е.Б. и др. // Известия АН СССР. Физика атмосферы и океана. – 1984. – Т. 20. – № 6.
12. Огути Т. // ТИИЭР. – 1983. – Т. 71. – № 9. – С. 6–65.
13. Родимов А.П., Поповский В.В., Дмитриев В.И. // Зарубежная радиоэлектроника. – 1980. – № 7. – С. 25–37.
14. Канарейкин Д.Б., Павлов Н.Ф., Потехин В.А. Поляризация радиолокационных сигналов. – М.: Сов. радио, 1966. – С. 440.

Поступила в редакцию 26.10.18.

Томский государственный университет систем управления
и радиоэлектроники, г. Томск, Россия

Масалов Евгений Викторович, д.т.н., профессор каф. КИПР, e-mail: e-v-masalov@yandex.ru;
Кривин Николай Николаевич, к.т.н., доцент каф. КИПР, e-mail: krivinnn@gmail.com;
Рудометова Анастасия Станиславовна, студентка, e-mail: a.rudometova03@gmail.com.