

Влияние деполяризации радиолокационного сигнала в ионосфере на измерения поляризационной матрицы рассеяния

Н.Н. Олюнин, В.В. Сазонов, А.Г. Виноградов

Московский физико-технический институт (государственный университет)

141700, г. Долгопрудный, Институтский пер., 9

ОАО «Радиотехнический институт им. академика А.Л. Минца»

127083, г. Москва, ул. 8 Марта, 10, стр. 1

Nikolay.Olyunin@gmail.com

Анализируется влияние ионосферных поляризационных эффектов на измерения поляризационной матрицы рассеяния в радиолокаторах с полным поляризационным анализом в рамках квазиизотропного приближения.

Effect of polarization changing phenomena on measurement of polarization scattering matrix with radar stations capable of complete polarization analysis is considered in the framework of quasi-isotropic approximation.

При измерении поляризационной матрицы рассеяния в радиолокаторах с полным поляризационным анализом неизбежно приходится учитывать изменение поляризации радиоволны при прохождении через атмосферу. Наиболее существенные изменения поляризации происходят при прохождении радиоволны через ионосферу. Ввиду наличия у Земли магнитного поля ионосфера является анизотропной средой. Анизотропия среды приводит к деполяризации радиоволны. Кроме того, тензор диэлектрической проницаемости ионосферы несимметричен, и поэтому ионосфера является еще и невзаимной средой. Невзаимность среды приводит к тому, что деполяризация радиоволны при прямом прохождении через ионосферу не компенсируется «обратной» деполяризацией при прохождении через ионосферу радиоволны, отраженной от цели.

В радиолокационной поляриметрии основной причиной деполяризации сигнала традиционно считается эффект Фарадея [1]: эффект вращения плоскости поляризации падающей и рассеянной волн при прохождении сигнала через ионосферу. Влияние фарадеевского вращения в ионосфере на измерения поляризационной матрицы рассеяния исследовано достаточно хорошо. Существуют методы, позволяющие оценить угол фарадеевского вращения с точностью до $\pi/2$, и, таким образом, дающие принципиальную возможность восстановления истинной поляризационной матрицы рассеяния (см., например, [2]). Но эффект Фарадея — не единственная причина, изменения поляризации сигнала в ионосфере. Кроме фарадеевского вращения плоскости поляризации в ионосфере также происходит деполяризация сигнала из-за эффекта Коттона-Мутона [3]. Численные оценки порядка величины этого эффекта показывают [4], что он может быть существенным для поляриметрических измерений на метровых волнах. Цель данной работы — комплексный анализ влияния вышеупомянутых ионосферных эффектов на измерения поляризационной матрицы рассеяния.

Рассмотрим луч, характеризующий распространение радиоволны. Пусть \mathbf{v} — главная нормаль, \mathbf{b} — бинормаль, а \mathbf{l} — касательная к лучу (рис. 1). Разложим вектор \mathbf{E} волны по векторам \mathbf{v} и \mathbf{b} : $\mathbf{E} = \Phi_v \mathbf{v} + \Phi_b \mathbf{b}$. Введем комплексный угол

$$\theta = \arctg(\Phi_v / \Phi_b) = \theta' + i\theta''.$$

Его вещественная часть $\theta' = \text{Re } \theta$ — это угол между большой осью эллипса поляризации и нормалью к лучу, а $\text{th } \theta''$ — отношение малой и большой осей эллипса поляризации.

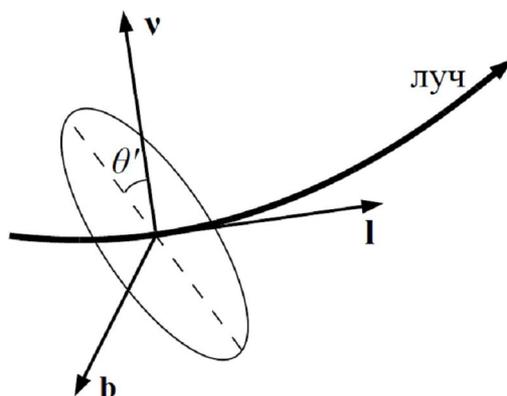


Рис. 1.

В квазиизотропном приближении, в рамках которого анизотропия ионосферы рассматривается как малое возмущение, для комплексного угла θ справедливо следующее уравнение [3]:

$$\frac{d\theta}{d\sigma} = \frac{1}{T_{\text{крч}}} + \frac{1}{2} \frac{\omega}{c} v \sqrt{u} \cos \alpha - i \cdot \frac{1}{4} \frac{\omega}{c} v u \sin^2 \alpha \sin 2(\theta + \beta), \quad (1)$$

где σ — расстояние вдоль луча, $T_{\text{крч}}$ — радиус кручения луча, $\omega = 2\pi f$, f — частота радиоволны, c — скорость света, $v = 4\pi N e^2 / (m_e \omega^2)$, $\sqrt{u} = eH / (m_e c \omega)$, N — концентрация электронов, e, m_e — заряд и масса электрона, α — угол между лучом и магнитным полем \mathbf{H} , β — угол между главной нормалью к лучу \mathbf{v} и плоскостью (\mathbf{I}, \mathbf{H}) . Первое слагаемое в правой части этого уравнения описывает вращение плоскости поляризации, обусловленное кручением луча. Второе слагаемое соответствует эффекту Фарадея. Третье слагаемое соответствует эффекту Коттона-Мутона. Оценки, приведенные в [3], показывают, что деполяризация, обусловленная кручением луча в ионосфере, мала, и ей можно пренебречь.

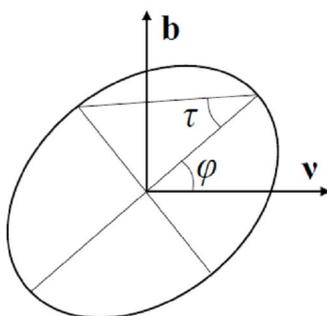


Рис. 2.

Рассмотрим другие параметры эллипса поляризации, чаще используемые в радиолокационной поляриметрии, нежели комплексный угол θ : угол ориентации эллипса φ и угол эллиптичности τ (рис. 2). Углы φ и τ связаны с углами θ' и θ'' следующим образом: $\varphi = \theta'$, $\text{tg } \tau = \text{th } \theta''$. Подставляя эти соотношения в уравнение (1) и

пренебрегая деполяризацией из-за кручения луча, получим систему уравнений для углов φ и τ :

$$\frac{d\varphi}{d\sigma} = F(\sigma) - C(\sigma) \cos(2\varphi + 2\beta(\sigma)) \operatorname{tg}(2\tau), \quad (2)$$

$$\frac{d\tau}{d\sigma} = C(\sigma) \sin(2\varphi + 2\beta(\sigma)), \quad (3)$$

где $F(\sigma) = \frac{1}{2}k\nu\sqrt{u} \cos\alpha$, $C(\sigma) = -\frac{1}{4}k\nu u \sin^2\alpha$. Слагаемое $F(\sigma)$ в правой части уравнения (2) соответствует эффекту Фарадея. Второе слагаемое в правой части (2) и правая часть уравнения (3) соответствуют эффекту Коттона-Мутона. Из уравнений (2) и (3) видно, что эффект Коттона-Мутона приводит как к вращению, так и к изменению формы эллипса поляризации.

Известно, что если учитывать только фарадеевское вращение плоскости поляризации, то измеренная матрица рассеяния \mathbf{M} будет связана с истинной матрицей рассеяния \mathbf{S} следующим соотношением: $\mathbf{M} = \mathbf{R}_F \mathbf{S} \mathbf{R}_F$ [2], где

$$\mathbf{R}_F = \begin{pmatrix} \cos \varphi_F & -\sin \varphi_F \\ \sin \varphi_F & \cos \varphi_F \end{pmatrix},$$

φ_F — угол фарадеевского вращения. Легко показать, что угол φ_F связан с элементами матрицы \mathbf{M} уравнением:

$$\operatorname{tg} 2\varphi_F = \frac{M_{12} - M_{21}}{M_{11} + M_{22}}. \quad (4)$$

Зная угол φ_F , можно восстановить истинную матрицу рассеяния \mathbf{S} .

Принципиальная возможность нахождения угла φ_F из измерений матрицы \mathbf{M} базируется на том факте, что в отсутствии среды матрица рассеяния цели симметрична. Т.е. радиолокатор измеряет две заведомо одинаковые величины — кросс-поляризационные элементы матрицы рассеяния. Если же зондирующий сигнал проходит через ионосферу, измеренная матрица рассеяния будет несимметричной из-за невязности среды. Вследствие несимметричности измеряемой матрицы рассеяния появляются две дополнительные измеряемые величины (элементы матрицы рассеяния комплексные). Поскольку фарадеевское вращение определяется только одним действительным параметром φ_F , а в истинной матрице рассеяния между собой связаны два действительных параметра, на элементы матрицы \mathbf{M} налагается ограничение, которое в соответствии с (4) записывается в виде

$$\operatorname{Im} \left(\frac{M_{12} - M_{21}}{M_{11} + M_{22}} \right) = 0.$$

На практике это соотношение можно использовать для калибровки радиолокатора.

Вышесказанное справедливо только в том случае, если деполяризация сигнала из-за эффекта Коттона-Мутона мала. Возникает вопрос: можно ли восстановить истинную матрицу рассеяния в тех случаях, когда деполяризацией из-за эффекта Коттона-Мутона пренебречь нельзя? Можно сказать заранее, что такая возможность есть только в том случае, если влияние этого эффекта на измерения матрицы рассеяния определяется только одним параметром. Проанализируем это влияние. Проинтегрируем уравнение (3) и подставим результат в (2). Получим интегро-дифференциальное уравнение для угла φ :

$$\frac{d\varphi}{d\sigma} = F(\sigma) - C(\sigma) \cos(2\varphi + 2\beta(\sigma)) \operatorname{tg} \left[\tau(0) + \int_0^{\sigma} C(\sigma') \sin(2\varphi + 2\beta(\sigma')) d\sigma' \right].$$

Из этого уравнения видно, что, в отличие от эффекта Фарадея, коттон-мутоновская депolarизация сигнала зависит от начального поляризационного состояния, поскольку в уравнении присутствует $\tau(0)$.

Пусть радиолокатор излучает на поляризации \mathbf{p}_0 . При распространении сигнала до цели поляризация сигнала станет равна $\mathbf{p}_1 = \mathbf{U}_1 \mathbf{p}_0$, где \mathbf{U}_1 — унитарная матрица, зависящая как от состояния ионосферы вдоль луча, так и от начальной поляризации \mathbf{p}_0 . После отражения от цели вектор поляризации станет равен $\mathbf{p}_2 = \mathbf{S} \mathbf{U}_1 \mathbf{p}_0$. А при обратном распространении от цели до радиолокатора сигнал вновь депolarизуется, и вектор поляризации сигнала станет равен $\mathbf{p} = \mathbf{U}_2 \mathbf{S} \mathbf{U}_1 \mathbf{p}_0$, где \mathbf{U}_2 — унитарная матрица, зависящая от поляризации \mathbf{p}_2 и от состояния ионосферы.

Таким образом, депolarизация сигнала из-за эффекта Коттона-Мутона зависит как от начальной поляризации сигнала, так и от отражающих свойств цели. Поэтому в тех случаях, когда влиянием этого эффекта на измерения поляризационной матрицы рассеяния пренебречь нельзя, восстановить истинную матрицу рассеяния из измерений невозможно.

Литература

1. Козлов А.И., Логвин А.И., Сарычев В.А. Поляризация радиоволн. Кн. 2. Радиолокационная поляриметрия. — М.: Радиотехника, 2007.
2. Lee J.-S., Pottier E. Polarimetric radar imaging. — CRC Press, 2009.
3. Кравцов Ю.А., Фейзулин З.И., Виноградов А.Г. Прохождение радиоволн через атмосферу Земли. — М.: Радио и связь, 1983.
4. Олюнин Н.Н., Сазонов В.В., Виноградов А.Г. О депolarизации радиолокационных сигналов в ионосфере // Сборник докладов XVI международной научно-технической конференции «Радиолокация, навигация, связь», Воронеж, 2010.