

УДК 537.876.22

В.Ю. КОЖЕВНИКОВ*, А.В. КОЗЫРЕВ**, А.И. КЛИМОВ***

ОСОБЕННОСТИ РАССЕЯНИЯ КОРОТКИХ ИМПУЛЬСОВ СВЧ-ИЗЛУЧЕНИЯ
НА УГОЛКОВОМ ОТРАЖАТЕЛЕ¹

Методом численного решения полной системы уравнений Максвелла исследовано рассеяние наносекундного СВЧ-импульса трехгранным уголковым отражателем (трехмерная задача рассеяния). Применительно к моностатическому случаю на параллельной и ортогональной поляризациях рассчитаны формы отраженных сигналов с пространственной длиной, близкой к размерам отражателя, при различных углах падения волны на отражатель.

Ключевые слова: метод конечных разностей во временной области, уголкового отражатель, наносекундные СВЧ-импульсы, индикатриса рассеяния.

Уголкового отражатели (УО) широко применяются в радиолокационных измерениях из-за их большой эффективной поверхности рассеяния (ЭПР) при сравнительно малых геометрических размерах [1]. При наносекундной длительности зондирующих сигналов [2] размеры УО могут быть сравнимыми с пространственной длиной импульса. Интерференция волн, отраженных от различных участков поверхности УО, происходит с запаздыванием, носит нестационарный характер и усложняет форму рассеянного сигнала, что может влиять на результаты измерений. В связи с этим представляют интерес пространственные и временные особенности рассеяния волнового пакета с пространственной длиной, близкой к размерам УО, падающего под различными углами на плоскость раскрытия отражателя.

В предыдущей работе [3] выполнялось исследование характеристик сигналов, отраженных в обратном направлении (моностатический режим) при падении волны перпендикулярно плоскости апертуры отражателя. В данной работе более подробно исследовано рассеяние короткого импульса плоской электромагнитной волны на трехгранном уголкового отражателе [3] с длиной ребра $a = 45$ см, выполненном из листовой меди (удельная проводимость – $\sigma = 5,8 \cdot 10^7$ См/м) и расположенном в начале декартовой системы координат, как показано на рис. 1.

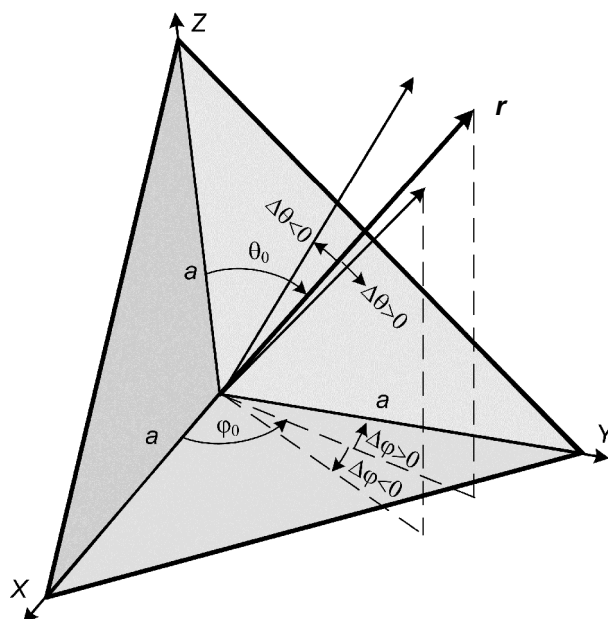


Рис. 1. Уголкового отражатель и система координат

¹ Работа выполнена при поддержке РФФИ, проект № 11-08-00041-а.

В отличие от предыдущей работы волновой вектор падающей волны в расчетах направлялся под различными углами $\varphi = \varphi_0 \pm \Delta\varphi$, $\theta = \theta_0 \pm \Delta\theta$. Углы $\varphi_0 = 45^\circ$ и $\theta_0 = 54,7^\circ$ соответствуют синфазному падению плоской волны на плоскость раскрыва отражателя. Положительное и отрицательное направления приращений углов $\Delta\theta$ и $\Delta\varphi$ показаны на рис. 1.

Исследование формы отраженного сигнала проводилось путем непосредственного решения системы трехмерных уравнений Максвелла методом конечных разностей во временной области с учетом токов проводимости [4,5]:

$$\nabla \times \mathbf{H} = \varepsilon_r \varepsilon_0 \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} + \sigma \mathbf{E}, \quad \nabla \times \mathbf{E} = -\mu_r \mu_0 \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t}, \quad \nabla \cdot \mathbf{E} = \nabla \cdot \mathbf{H} = 0.$$

Форма электромагнитного импульса падающей на объект бегущей плоской волны задавалась в виде синусоиды с огибающей в виде функции Гаусса:

$$E(s, t) = E_0 \exp \left\{ -\ln 2 \left(\frac{t - s/c}{\tau/2} \right)^2 \right\} \sin(2\pi f_0 (t - s/c)),$$

где E_0 – амплитуда волны; c – скорость света; t – время; $\tau \approx 0,8$ нс – ширина импульса огибающей на полувысоте; s – координата вдоль направления распространения волны; $f_0 = c/\lambda = 10$ ГГц – несущая частота сигнала; λ – длина волны в вакууме. Падающая волна единичной амплитуды ($E_0 = 1$ В/м) была плоско-поляризованной, имеющей только либо θ , либо φ -компоненту электрического поля.

Аналогично тому, как это было сделано в работе [4], процедура численных расчетов была дополнена модулем расчета поля в дальней зоне [5]. Для обеспечения достаточной точности метода размер ячейки пространственной сетки был взят равным $\lambda/20$.

Для того чтобы в расчетах получить универсальные данные об амплитуде волны, рассеянной в обратную сторону, в дальней зоне, рассчитывалось произведение напряженности электрического поля на расстояние до вершины УО $r E_{s\theta, \varphi}(r, t)$. Эта величина, имеющая размерность электрического потенциала, не зависит от расстояния r , удовлетворяющего критерию дальней зоны: $r \gg 2a^2/\lambda$.

На рис. 2 приведены результаты расчетов для $\Delta\varphi = 0^\circ$, $\Delta\theta = 0^\circ$ рассеяния волны, имеющей θ -компоненту электрического поля и падающей перпендикулярно плоскости раскрыва отражателя.

В большинстве случаев структура рассеянных сигналов как параллельной, так и ортогональной поляризации включала три характерных импульса: предвестник, основной импульс и импульс после основного. Длительность основного импульса соответствовала длительности падающего сигнала, а форма оставалась гауссовой.

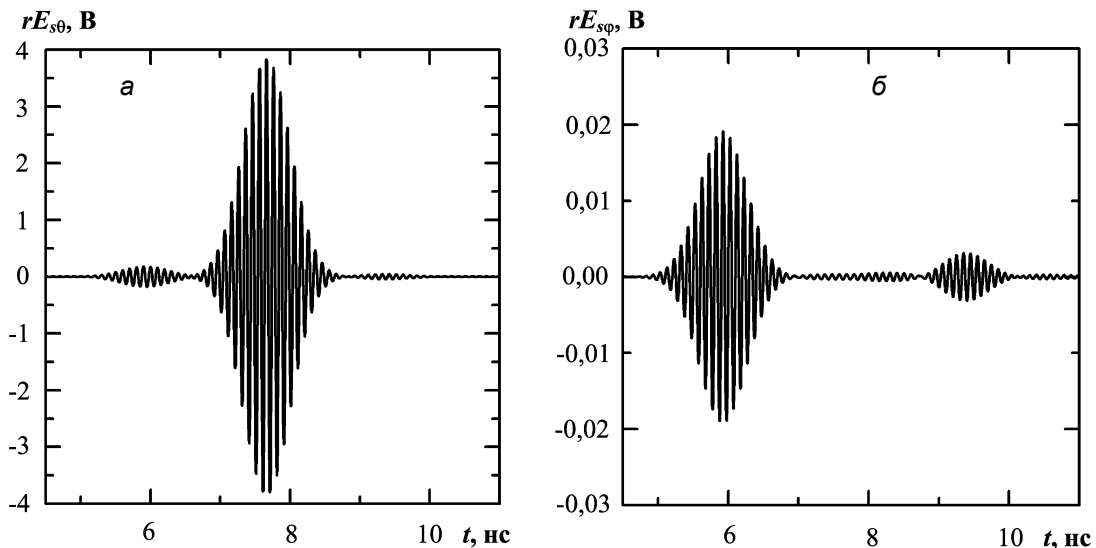


Рис. 2. Отраженные сигналы в параллельной (а) и ортогональной (б) поляризациях для $\Delta\varphi = 0^\circ$ и $\Delta\theta = 0^\circ$. Временная привязка сигналов соблюдена

Результаты расчетов сведены в приведенных ниже в табл. 1 и 2 для θ - и φ -поляризованной падающей волны соответственно, строка для симметричного направления (ось симметрии УО) выделена. Амплитуды предвестника (precursor), импульса после основного (afterpulse) параллельной поляризации и амплитуды всех составляющих рассеянного сигнала ортогональной поляризации приведены в процентном отношении к амплитуде основного отраженного сигнала (main pulse) параллельной поляризации.

Таблица 1

**Амплитуды потенциалов импульсов, составляющих рассеянные сигналы
для θ -поляризованной падающей волны**

$\Delta\theta^\circ$	$\Delta\varphi^\circ$	Параллельная поляризация			Ортогональная поляризация		
		$(rE_{s\theta})_{\text{main}}$, В	$(rE_{s\theta})_{\text{pre}}$, %	$(rE_{s\theta})_{\text{aft}}$, %	$(rE_{s\varphi})_{\text{main}}$, %	$(rE_{s\varphi})_{\text{pre}}$, %	$(rE_{s\varphi})_{\text{aft}}$, %
-30	0	1,54	0	0,62	0	0	0
-20	0	2,7	1,3	0,1	0	0	0
-10	0	3,58	0,65	0,32	0	0	0
-5	0	3,78	0,55	0,68	0	0	0
0	0	3,81	4,7	1,2	0	0,51	0,08
5	0	3,76	0,48	0,81	0	0,06	0
10	0	3,55	0,47	1,2	0	0	0
20	0	2,77	0	1,8	0	0	0
30	0	1,05	0	5,7	0	0,1	0,07
0	-5	3,79	0,33	0,38	0,75	0,43	0,44
0	-10	3,67	0,16	0,27	1,4	0,15	0,15
0	-20	3,07	0,14	0	3,5	0,06	0,06
0	-30	2,1	0,25	0	7,4	0	0,06

Таблица 2

**Амплитуды потенциалов импульсов, составляющих рассеянные сигналы
для φ -поляризованной падающей волны**

$\Delta\theta^\circ$	$\Delta\varphi^\circ$	Параллельная поляризация			Ортогональная поляризация		
		$(rE_{s\varphi})_{\text{main}}$, В	$(rE_{s\varphi})_{\text{pre}}$, %	$(rE_{s\varphi})_{\text{aft}}$, %	$(rE_{s\theta})_{\text{main}}$, %	$(rE_{s\theta})_{\text{pre}}$, %	$(rE_{s\theta})_{\text{aft}}$, %
-30	0	1,6	0	0	0	0	0
-20	0	2,69	4,2	0	0	0	0
-10	0	3,59	3,2	0	0	0	0
-5	0	3,78	3,0	0,18	0,07	0	0,06
0	0	3,81	4,7	1,2	0	0,49	0,08
5	0	3,78	2,9	0,41	0	0,06	0
10	0	3,56	3	0,08	0	0	0
20	0	2,67	3,9	0	0	0	0
30	0	1,5	6,8	0	0	0,07	0
0	-5	3,74	0	0,32	0,75	0,43	0,45
0	-10	3,67	0	0	1,4	0,14	0,15
0	-20	3,05	0	0	3,7	0,05	0,06
0	-30	2,18	0	0,41	7,0	0	0

Для θ -поляризованной падающей волны при варьировании $\Delta\theta$ от -30 до 30° и $\Delta\varphi = 0$ амплитуда потенциала основного сигнала параллельной поляризации изменяется от 1,05 при $\Delta\theta = -30^\circ$ до 3,81 В при $\Delta\theta = 0^\circ$. Может наблюдаться предвестник, амплитуда которого достигает 4,7 % при $\Delta\theta = \Delta\varphi = 0$, и небольшой послеимпульс ~ 1 %. Сигналы ортогональной поляризации в большинстве случаев если и присутствуют, то на уровне ниже 0,05 % от амплитуды основного сигнала. Поэтому в таблице проставлены нули там, где сигнал был ниже указанного уровня.

Для ϕ -поляризованной падающей волны при варьировании $\Delta\theta$ от -30° до 30° и $\Delta\phi = 0$ амплитуда потенциала основного сигнала параллельной поляризации изменяется от 1,50 при $\Delta\theta = +30^\circ$ до 3,81 В при $\Delta\theta = 0^\circ$. Наблюдается предвестник, амплитуда которого достигает 6,8 % при $\Delta\theta = +30^\circ$ и $\Delta\phi = 0$, а также существенно менее выраженные импульсы после основного. Все сигналы ортогональной поляризации выражены слабо либо отсутствуют. При варьировании $\Delta\phi$ расчеты из соображений симметрии выполнялись только в пределах от -30° до 0° . Амплитуда потенциала основного импульса параллельной поляризации изменяется в пределах от 2,18 до 3,81 В. В параллельной поляризации предвестник отсутствует, а слабый импульс после основного отмечается только при $\Delta\phi = -5^\circ$ и $\Delta\phi = -30^\circ$. В ортогональной поляризации заметно выражен только основной импульс, достигающий при $\Delta\phi = -30^\circ \sim 7\%$ от амплитуды основного импульса параллельной поляризации.

При небольшой азимутальной отстройке от симметричного направления $\Delta\phi = -5^\circ$ все три рассеянных импульса в ортогональной поляризации имеют примерно одинаковую амплитуду как для θ , так и ϕ -поляризации падающей волны.

Согласно [1], в случае бесконечно длинного сигнала моностатическая ЭПР $S_{\theta,\phi m}$ объекта, рассеивающего электромагнитные волны при $\Delta\theta = 0$, $\Delta\phi = 0$ в параллельной поляризации определяется соотношением

$$S_{\theta,\phi m} = 4\pi \left| \frac{(rE_{s\theta,\phi})_{\text{осн}}}{E_0} \right|^2 = 4\pi |(rE_{s\theta,\phi})_{\text{осн}}|^2, \quad r \rightarrow \infty. \quad (1)$$

То есть ЭПР прямо пропорциональна квадрату амплитуды эффективного потенциала рассеянной волны.

При небольших вариациях угла падения $\Delta\phi$ и $\Delta\theta$ ЭПР, согласно [1], приближенно определяется соотношениями

$$S_{\theta,\phi}(\Delta\theta) = S_{\theta,\phi m} [1 - 2\text{tg}^2(\Delta\theta)]^2, \quad S_{\theta,\phi}(\Delta\phi) = S_{\theta,\phi m} [1 - 2\text{tg}^2(\Delta\phi)]^2. \quad (2)$$

На рис. 3 для θ -поляризованной волны приведены построенные по этим формулам кривые, а точки соответствуют результатам расчетов, представленных в табл. 1 для основного импульса параллельной поляризации. На рис. 4 аналогичные данные для основного импульса параллельной поляризации из табл. 2 представлены для случая ϕ -поляризованной волны.

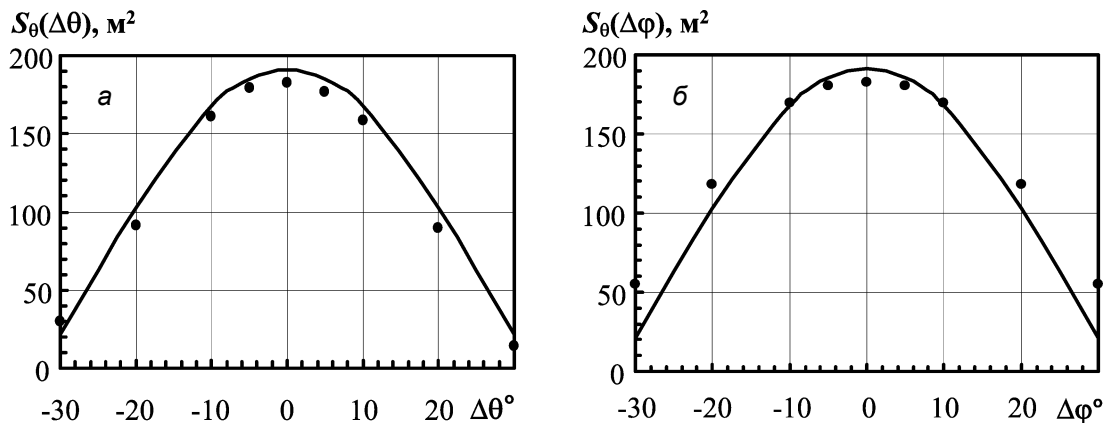


Рис. 3. Зависимости ЭПР для θ -поляризованной волны от углов $\Delta\theta$ (а) и $\Delta\phi$ (б), рассчитанные по формулам (1) – (3), и в соответствии с данными табл. 1 (точки) для основного импульса параллельной поляризации

Формулы (2) для бесконечно длинного сигнала дают погрешность по отношению к измеренной ЭПР не более 10 % при изменении углов $\Delta\theta$ и $\Delta\phi$ в пределах $\pm 25^\circ$. Из данных, связанных с графиками на рис. 3 и 4, следует, что различие между рассчитанными ЭПР и вычисленными по формулам (2) не более 10 % только в пределах $\pm 10^\circ$. За этими пределами различие существенно больше, особенно в случае изменения $\Delta\phi$ при $\Delta\theta = 0$. Это может быть обусловлено короткой длительностью импульса, которая, по-видимому, и сказывается именно с увеличением угла.

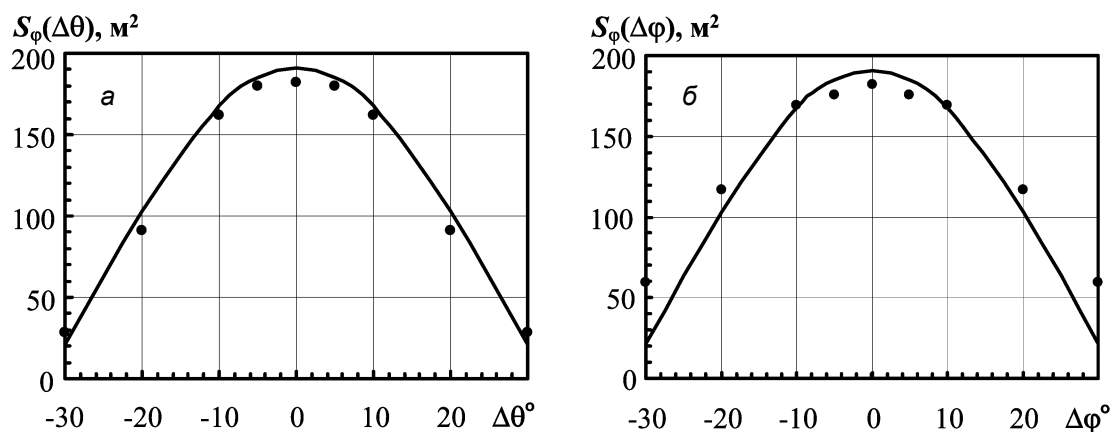


Рис. 4. Зависимости ЭПР для ϕ -поляризованной волны от углов $\Delta\theta$ (а) и $\Delta\phi$ (б), рассчитанные по формулам (1) – (2), и в соответствии с данными табл. 2 (точки) для основного импульса параллельной поляризации

Таким образом, в данной работе показано, что в коротком сигнале, отраженном от УО с трехугольными гранями, могут присутствовать компоненты поля с амплитудой порядка нескольких процентов от амплитуды основного импульса параллельной поляризации, связанные с переходными процессами. Такие же особенности, по-видимому, могут наблюдаться и при падении коротких сигналов на другие объекты. Этот вывод может иметь существенное значение для определения «портрета» трехмерной радиолокационной цели при наносекундной длительности сигнала.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Кобак В.О. Радиолокационные отражатели. – М.: Сов. радио, 1975. – 248 с.
2. Скосырев В.Н., Осипов М.Л. // Вестник МГТУ. Сер. Приборостроение. – 1999. – № 4. – С. 21–30.
3. Кожевников В.Ю., Козырев А.В., Климов А.И. // Изв. вузов. Физика. – 2012. – Т. 55. – № 5. – С. 55–57.
4. Kunz K.S. and Luebbers R.J. The Finite Difference Time Domain Method for Electromagnetics. – New York: CRC Press, 1993. – 464 p.
5. Taflov A. and Hagness S. Computational Electrodynamics: The Finite-Difference Time-Domain Method, Second Edition. – London: Artech Press, 2000. – P. 366.

*Национальный исследовательский Томский государственный университет,
г. Томск, Россия

**Института сильноточной электроники СО РАН, г. Томск, Россия

***Институт физики высоких технологий Национального исследовательского
Томского политехнического университета, г. Томск, Россия
E-mail: kozyrev@to.hcei.tsc.ru

Поступила в редакцию 11.05.12.

Кожевников Василий Юрьевич, к.ф.-м.н., доцент;

Козырев Андрей Владимирович, д.ф.-м.н., профессор, зав. лаб. теоретической физики;

Климов Алексей Иванович, к.ф.-м.н., ст. науч. сотр., доцент каф. сильноточной электроники.