

УДК 621.396.96:621.391.26

## ТЕОРЕМЫ ЭКВИВАЛЕНТНОСТИ В БИСТАТИЧЕСКОЙ РАДИОЛОКАЦИИ

В. И. Костылев, В. М. Петров, О. В. Полозова, И. В. Стукалова, К. Ю. Черенков

*Воронежский государственный университет*

В статье рассматривается бистатическое (двухпозиционное) размещение приемной и передающей антенн. Основное внимание уделяется вопросу о получении важной характеристики системы — радиолокационного сечения рассеяния. Теорема моностатическо-бистатической эквивалентности позволяет в некоторых случаях получить эту характеристику для бистатической системы, используя данные моностатических измерений. Рассмотрены два варианта теоремы: теорема Криспина и теорема Келла. Также дано представление о границах применимости теорем, обозначены условия, при которых каждая из теорем работает лучше. Проанализированы результаты применения теорем к тестовым объектам различных типов сложности. Сделаны выводы по точности, даваемой теоремами по каждому из типов.

Первый радар был построен по бистатической схеме: он имел разнесенные в пространстве приемное и передающее устройства. Потребовались годы и изобретение антенного переключателя, чтобы сделать структуру радара моностатической (однопозиционной). Однако в последнее время вновь возрос практический интерес к бистатической радиолокации. В настоящей работе дан обзор последних исследований, посвященных так называемым теоремам моностатическо-бистатической эквивалентности.

Конфигурация бистатического радара предполагает наличие разнесенных в пространстве одной передающей и одной приемной станций (см. рис. 1). При этом передатчик  $T$ , приемник  $R$  и цель  $G$  составляют треугольник, показанный на рис. 2 и известный как бистатический треугольник. Бистатический треугольник лежит в плоскости, которую резонно считать бистатической плоскостью. Будем называть три стороны бистатического треугольника следующим образом: *база* (сторона между передатчиком и приемником), *сторона приемника* (сторона между приемником и целью) и *сторона передатчика* (сторона между передатчиком и целью). Сторона приемника и сторона передатчика составляют угол  $\beta$ , широко из-

вестный в теории радиолокации как бистатический угол. Он является одной из главных геометрических характеристик, поскольку присутствует во многих формулах. Бистатический угол и его биссектриса, также имеющая важное значение, показаны на рис. 2.

Очень важной характеристикой электродинамических свойств радиолокационного объекта (цели) является его *поперечное сечение рассеяния* (ПРСР). Обратное ПРСР есть количественная характеристика способнос-

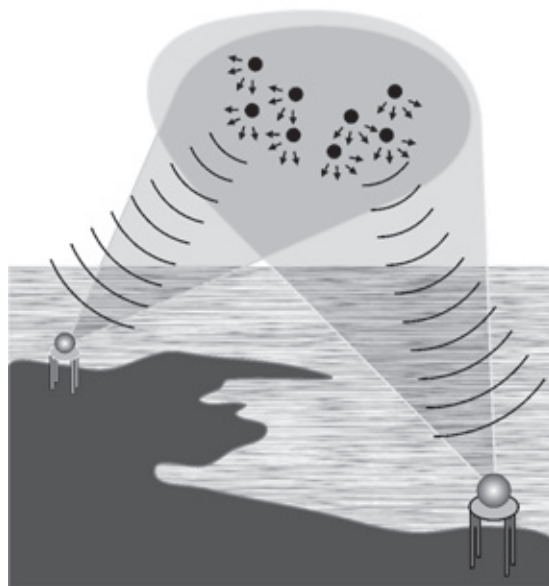


Рис. 1. Бистатический радар

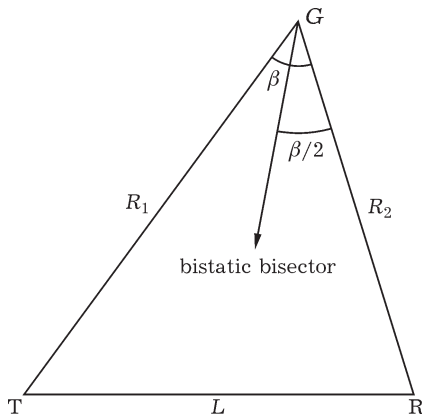


Рис. 2. Бистатический треугольник

ти объекта рассеивать (отражать) энергию в направлении, обратном направлению паде- ния волны. Оно имеет огромное значение в однопозиционной (моностатической) радио- локации. Очевидно, что в бистатической ра- диолокации необходима более общая харак- теристика, которая принимала бы во вни- мание разницу направлений от цели на при- емник и передатчик. Требуемая характер- истика называется *бистатическое поперечное сечение рассеяния* радиолокационной цели.

По общепринятому определению (см., например [1]), ПСР цели равно площади поверхности символического объекта, кото- рый изотропно рассеивает всю падающую на него волну и создает в удаленной точке приема такую же плотность потока мощно- сти, что и цель. Введенное определение охватывает оба случая, и обратное попереч- ное сечение рассеяния (ОПСР), и бистати- ческое поперечное сечение рассеяния (БПСР).

Другой и более важной для нас характе- ристикой является *радиолокационное попе- речное сечение* (РПС). Известно, что в об- щем случае радиолокационное сечение и сечение рассеяния не равны друг другу: количественно разница зависит от соотно- шения между поляризацией электромагнит- ного поля, падающего на приемную антен- ну, и поляризационными характеристиками самой антенны. В [2] радиолокационное по- перечное сечение,  $s$ , было определено как часть поперечного сечения рассеяния, со- ответствующая поляризационным возможно- стям антенны, т.е.

$$\sigma = \lim_{R \rightarrow \infty} 4\pi R^2 \frac{\left\{ \begin{array}{l} \text{Power per unit area in scattered} \\ \text{wave at receiving antenna} \\ \text{which is in the polarisation of} \\ \text{receiving antenna} \end{array} \right\}}{\left\{ \begin{array}{l} \text{Power per unit area in} \\ \text{the wave incident} \\ \text{on the target} \end{array} \right\}}. \quad (1)$$

Здесь  $R$  есть дальность приемника отно- сительно цели. Предел в формуле (1) необ- ходим только для того, чтобы гарантировать расположение приемной антенны в дальней зоне (гарантировать плоский волновой фронт рассеянной волны [2]). Из определений оче- видно, что радиолокационное поперечное сечение не может превышать поперечное сечение рассеяния.

Нетрудно понять, что БРПС содержит больше информации, чем ОРПС: ОРПС яв- ляется по сути лишь одной из возможных проекцией поля БРПС. В научной литерату- ре, (см., например [3]) описано моностати- ческо-бистатическое приближение — метод, использующий данные бистатических изме- рений для создания сложных моностатичес- ких прогнозов для каждого из углов паде- ния. В частности, в [3] моностатическо-бис- татическое приближение использовалось для уменьшения количества вычислений, необходимых при построении графиков за- висимости поперечного радиолокационного сечения от азимутального угла при прове- дении тестовых испытаний, в которых бис- татический угол составлял несколько гра- дусов, что способствовало уменьшению пе- рекрестных помех. Описанные в [3] измере- ния в большей степени относятся к моноста- тическому поперечному сечению, нежели бистатическому. Работа [3] показала, что процедура описания экспериментального БРПС с использованием тех же методов, что и для ОРПС, при небольших углах, разде- ляющих приемную и передающую антенну, дает хорошую точность. В дальнейшем, при увеличении углов, точность падает.

На рис. 3 показаны результаты моноста- тическо-бистатического приближения с ис-

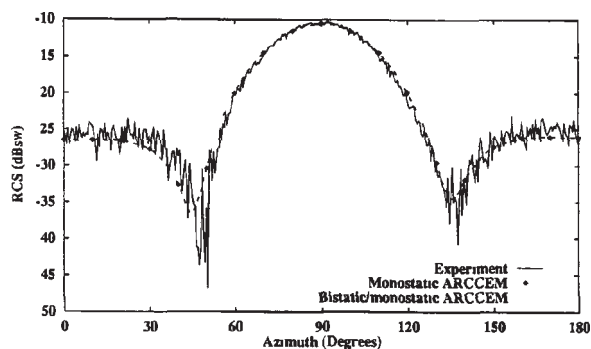


Рис. 3. RCS для миндалины NASA длины  $\lambda$ , VV-поляризации и при 10-градусном угловом приращении

пользованием моностатического метода компьютерных вычислений ARCCEM при 10-градусном угловом приращении. ARCCEM — специальный код НАСА, в основе которого лежит алгоритм научного центра Роквелла (Rockwell Science Center), применяемый Thinking Machine Corporation CM-5 в сложных параллельных компьютерах. Первая демонстрация была проведена для радиолокационного поперечного сечения миндалины<sup>1</sup> НАСА с VV-поляризацией и геометрическими размерами порядка одной длины волны [4]. Отклик от миндалины хорошо описывается с использованием моностатическо-бистатического приближения при выполнении 19 итераций ARCCEM. Из рисунка также видно, что нет существенного расхождения в двойных точках (углы 5, 15, 25, ..., 75°).

Рис. 4 соответствует увеличению углового приращения между итерациями ARCCEM до 20 и 30°, при этом возрастает разница между моностатическим откликом и приближенным моностатическим откликом в точках с двойным значением, а также рядом с ними. Из рисунка также следует, что прохождение значения РПС через 0 в угловом интервале от 40 до 50 градусов предсказано достаточно точно с использованием моностатическо-бистатического приближения. Это типичный пример того, насколько хорошо определяются нули РПС при помощи этого метода.

Результаты вычислений РПС с помощью ARCCEM, а также результаты, полученные в ходе проведения эксперимента для пря-

<sup>1</sup> Для экспериментальных исследований НАСА был разработан пробный объект специальной миндалевидной формы.

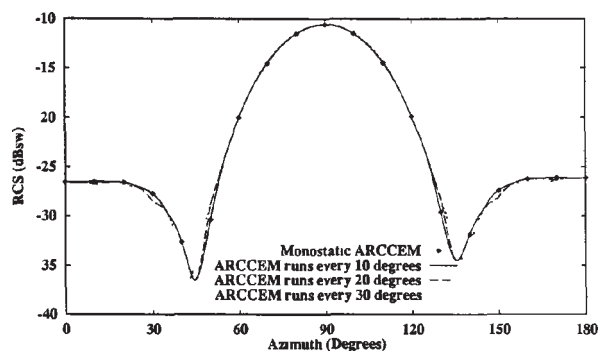


Рис. 4. RCS для миндалины NASA длины  $\lambda$ , VV-поляризации. Сравнение результатов для 10, 20 и 30-градусного углового приращения

моугольной щели размером  $1,25\lambda \times 1,25\lambda$  и с глубиной полости  $1,875\lambda$ , представлены на рис. 5. Они отображают другую интересную особенность метода. Два кривые на графике (два набора результатов ARCCEM) соответствуют вычислениям, в которых расчет во временной области выполнялся до тех пор, пока поле падающей гармонической волны не возрастало до  $10\lambda$  и  $20\lambda$  соответственно. Вычисления велись с 5-градусным угловым приращением между итерациями ARCCEM. Расхождение наблюдалось для случая  $10\lambda$  в точках с двойным значением в угловом интервале от 50 до 80 градусов (52,5; 57,5; ..., 77,5°). В этих местах наблюдался разрыв функции, при этом создавалось впечатление, что приближение перестает работать и необходимо провести дополнительные итерации ARCCEM для меньшего углового приращения. Во многих случаях такой подход действительно обоснован. Однако, для данного случая расхождения заметно уменьшались при проведении вычислений на  $20\lambda$ , что показало необходимость увеличения

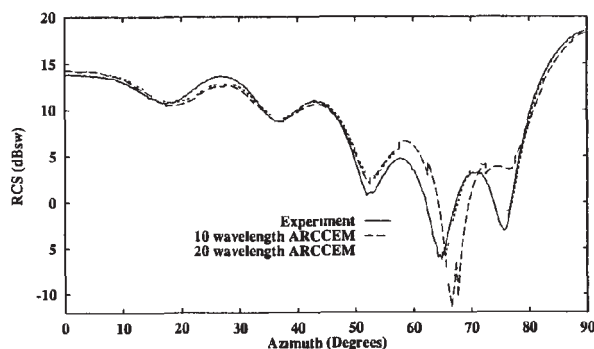


Рис.5: RCS для прямоугольной щели размерами  $1,25\lambda \times 1,25\lambda$  и глубиной  $1,875\lambda$

времени выполнения программы, причем тем больше, чем больше проводилось итераций. Использование дополнительного вычислительного времени дало возможность получить хорошее совпадение результатов, полученных в процессе вычислений и экспериментальных результатов.

Таким образом, существует способ получить моностатическое радиолокационное сечение из бистатического, но обратное в общем случае невозможно. Тем не менее, в отдельных случаях попытки получить БРПС из ОРПС были предприняты: несколько теорем моностатическо-бистатической эквивалентности были предложены для получения соотношений, позволяющих экстраполировать приближенный набор бистатических данных из моностатической информации.

Криспин со своими соавторами представил простую теорему моностатическо-бистатической эквивалентности (ТМБЭ) [5, 6], которая гласит: «Для идеально проводящих тел, являющихся достаточно гладкими, при стремлении к 0 длины волны, бистатическое радиолокационное поперечное сечение равно моностатическому на биссектрисе бистатического угла между передающей и приемной антеннами». Это теорема возникла на базе модели физической оптики. Приближенная формула, отражающая суть теоремы для конечной (не нулевой) длины волны, имеет вид:

$$\sigma_b(\mathbf{k}_{in}, \mathbf{k}_{sc}) \approx \sigma_m \left( \frac{\mathbf{k}_{in} - \mathbf{k}_{sc}}{2} \right) = \sigma_m \left( k_0 \frac{\hat{\mathbf{k}}_{in} - \hat{\mathbf{k}}_{sc}}{2} \right). \quad (2)$$

Формула (2) важна для определения БРПС таких реальных целей, характеристические размеры которых много больше длины волны бистатического радара. Индексы «in» и «sc» в формуле относятся соответственно к падающему и рассеянному полю; «b» и «m» — к бистатическому и моностатическому случаю;  $k_0$  — волновое число;  $\mathbf{k}$  — волновой вектор. К сожалению, невозможно определить границу применимости формулы (2) для произвольных целей.

Точность ТМБЭ должна быть напрямую связана с исходной теорией (моделью физической оптики). Поэтому ожидается, что теорема Криспина будет лучше работать с малыми бистатическим углами и с зеркальными отражениями. При рассмотрении эффектов без отражения (поверхностные вол-

ны в частности), теорема не будет давать точного результата и, следовательно, на примере таких эффектов можно говорить об ограниченности модели.

Рассеянное поле от цели сложной формы в большинстве случаев можно представить как сумму полей от нескольких дискретных рассеивающих центров (блестящие точки). Обычно это справедливо в том случае, когда характеристические размеры цели много больше длины волны. Это представление является одной из простейших и широко применяемых на практике моделей. Рассеивающие центры обычно являются либо центрами отражения на поверхностях с одиночной и двойной кривизной, либо реальными геометрическими разрывами поверхности (края, точки перегиба и т.д.). В первом случае их положение на поверхности цели зависит от направления облучения; во втором же случае они жестко связаны с вызвавшими их появление неоднородностями. Будем считать, что количество собственных рассеивающих центров на поверхности цели достаточно велико и равно  $N$ , тогда моностатическое сечение радиолокационного рассеяния будет иметь вид [1]:

$$\sigma_m(\mathbf{k}_{in}) = \left| \sum_{n=1}^N \sqrt{\sigma_n} \exp \left[ j(2k_0 \mathbf{r}_n \hat{\mathbf{k}}_{in} + \varphi_n) \right] \right|^2, \quad (3)$$

где  $\sigma_n$  — РПС  $n$ -го рассеивающего центра;  $\mathbf{r}_n$  — радиус-вектор  $n$ -го центра;  $\varphi_n$  — начальный фазовый сдвиг, вносимый  $n$ -м рассеивающим центром в отраженное поле. При этом БРПС цели может быть записано в следующей форме:

$$\begin{aligned} \sigma_b(\mathbf{k}_{in}, \mathbf{k}_{sc}) &= \\ &= \left| \sum_{n=1}^N \sqrt{\sigma_n} \exp \left\{ j[2k_0 \mathbf{r}_n \hat{\mathbf{e}}_{\beta/2} \cos(\beta/2) + \varphi_n] \right\} \right|^2 = \\ &= \left| \sum_{n=1}^N \sqrt{\sigma_n} \exp \left\{ j \left[ \frac{4\pi \mathbf{r}_n \hat{\mathbf{e}}_{\beta/2}}{\lambda \csc(\beta/2)} + \varphi_n \right] \right\} \right|^2, \quad (4) \end{aligned}$$

где  $\hat{\mathbf{e}}_{\beta/2}$  — единичный вектор в направлении бистатической биссектрисы. В общем случае параметры  $N$ ,  $\sigma_n$ ,  $\mathbf{r}_n$  и  $\varphi_n$ , фигурирующие в формуле (4), могут существенно отличаться от их аналогов в формуле (3).

Для тела, которое может быть представлено как набор рассеивающих точек, теорема моностатическо-бистатической эквива-

лентности также будет справедлива. В этом случае ТМБЭ известна как теорема Келла [7], сформулированная им еще в 1965 году. Она определяет бистатическое сечение как моностатическое, измеренное вдоль биссектрисы на частоте пропорциональной косинусу соответствующего половинного бистатического угла. Соотношение между ОРПС и БРПС согласно этой теореме имеет вид:

$$\begin{aligned}\sigma_b(\mathbf{k}_{in}, \mathbf{k}_{sc}) &\approx \sigma_m(\hat{\mathbf{e}}_{\beta/2} k_0 \cos(\beta/2)) = \\ &= \sigma_m\left(\frac{\pi}{c} \hat{\mathbf{e}}_{\beta/2} f_0 \cos(\beta/2)\right).\end{aligned}\quad (5)$$

Эта форма ТМБЭ справедлива для малых бистатических углов. С использованием метода геометрической теории дифракции она была проверена для конусов, плоских прямоугольных пластин, цилиндров и сфер.

Природа рассеивающих центров на поверхности цели дает некоторые указания о применимости такого приближения. Различие между ОРПС и БРПС может проявиться в одном из 3-х случаев: 1) когда существует разница в фазе между рассеивающими центрами; 2) при изменении числа рассеивающих центров в зависимости от ракурса; 3) при изменениях в самой природе существующих рассеивающих центров [8, 7, 1]. Если изменения, происшедшие в одном из таких случаев, слабо зависят от изменения бистатического угла, моностатический и бистатический отклики останутся одинаковыми. По сути ТМБЭ должна давать высокую точность в областях с общим эквипотенциальным распределением фазы, а именно — в которых преобладают направленные отражения зеркального типа. В большей степени это будет проявляться при малых бистатических углах. Поскольку дифракционные эффекты возникают в достаточно большом угловом диапазоне, ТМБЭ также достаточно хорошо должна определять значение РПС в областях с преобладающими моностатическими эффектами. При больших бистатических углах природа частотной зависимости для отдельных рассеивающих центров имеет большее значение, чем эквивалентный частотный сдвиг, вносимый множителем  $\cos(\beta/2)$ , и, следовательно, теорема Келла перестает работать. Некоторые эффекты незеркального типа могут на-

чать преобладать над рассеянным полем в бистатической области. Особенности экранирования и геометрия, разрешающая взаимодействие сразу нескольких частиц, должны изменять природу отдельных рассеивающих центров, что может привести к расхождению между реальным значением РПС и рассчитанным при помощи ТМБЭ.

Максимальный бистатический угол  $\beta_{\max}$ , при котором работает моностатическо-бистатическое приближение, ограничен угловой шириной отдельных структур рассеивателя. Угловая ширина этих структур зависит в высокой степени от размера (в длинах волн) связанной синфазной области. Если рассеяние происходит только при направленном облучении, размер связанной синфазной области обычно мал и соответствующая угловая структура является широкой. Это так называемый «простой рассеиватель». Когда рассеяние является результатом многочисленных отражений от смежных элементов на поверхности цели, размер связанной синфазной области может быть большим и, таким образом, соответствующая угловая структура будет узкой. Это так называемый «отражательный рассеиватель». Для малых  $\beta$  условия моностатическо-бистатической эквивалентности обычно выполняются (к примеру, если  $\beta < 10^\circ$ ). Для больших  $\beta$  необходима тщательная проверка, как геометрии, так и ОРПС, чтобы судить о том, были ли превышены пределы, связанные с ограничением углового переизлучения от отдельных рассеивающих центров [7]. Также можно сделать вывод, что ТМБЭ неприменима к деполаризованным целям.

В результате экспериментов было показано, что ТМБЭ бесполезна при расчете бистатической РПС для таких сложных целей, как самолеты и ракеты, для которых  $\beta$  достигает  $60\text{--}90^\circ$ , а в некоторых случаях и  $130\text{--}150^\circ$  [1]. Однако это относится не к «точной структуре» бистатического РПС, как функции внешнего вида цели, а к усредненным значениям (медианам), также как и к максимуму и минимуму в заданном диапазоне углов, под которыми видно цель [9]. Для бистатических радаров с небольшими расстоянием между антеннами (по сравнению с дальностью до цели) и при малых  $\beta$ , БРПС можно считать практически равным ОРПС.

Экспериментальные данные, относящиеся к бистатическому РПС реальных целей, довольно редко встречаются в открытой литературе. Однако даже имеющиеся данные позволяют утверждать, что бистатическое сечение рассеяния цели может быть как больше, так и меньше моностатического [10]. К примеру, измеренное БРПС самолета оказывается в среднем на 2—5 дБ [11], а в некоторых случаях и на 6—8 дБ [12, 13] ниже ОРПС. Это можно объяснить за счет уменьшения вклада, даваемого зеркальными отражениями от рассеивающих центров, в случае узкой угловой диаграммы (сопла двигателя, изгибы крыла и т.п.). В то же самое время бистатическая диаграмма переизлучения цели является более гладкой, а ее лепестки — более широкими. Этот результат согласуется с представлениями об эквивалентной длине волны, пропорциональной  $\text{cosec}(\beta/2)$ .

В общем случае обе теоремы моностатическо-бистатической эквивалентности дают хорошие результаты при зеркальных отражениях. Как и в случае асимптотических решений, теоремы слабо применимы в ситуациях, когда есть эффекты экранирования, поверхностные волны или множественные столкновения частиц, поскольку теория, на которой основаны теоремы, плохо описывает такие особенности. При этом эффекты дифракции предсказываются достаточно хорошо из-за большого распределения по углу. Тем не менее, работа с характеристиками объекта, как со средним значением отклика в угловой или временной об-

ласти, могла входить в первоначальные намерения авторов [6, 7]. Это предполагает другой способ обработки данных ТМБЭ. В частности, если данные усредняются каким-либо из способов для лучшего отображения полученных характеристик, эффективность ТМБЭ может повыситься. С учетом этого, каждая характеристика усреднялась в пределах движущегося окна в  $5^\circ$ , что сопровождалось дальнейшим анализом необработанных откликов [8].

Экспериментальная проверка теорем эквивалентности была серьезно проведена в работе [8] для трех объектов — А, В и С.

1) *Объект А*: Объект А показан на рис. 6. Он представляет собой алюминиевую пластину (на рис. 6 размеры пластины указаны в миллиметрах) и рассматривается из-за того, что в нем преобладает отражение и различимы дифракционные компоненты. Измеренные и рассчитанные при помощи ТМБЭ бистатические характеристики для частот 8 и 14 ГГц отображены на рис. 7 и 8 соответственно. На рис. 9 и 10 показаны те же характеристики, усредненные при помощи движущегося  $5^\circ$  окна. Внимательный читатель может сразу обнаружить одно из основных ограничений теории Келла (на рис. 8 для частоты 14 ГГц), а именно, поскольку частотный сдвиг, сопровождающий увеличение бистатического угла, увеличивается, обрабатываемый набор данных при аппроксимации Келла должен быть больше, чем в случае Криспина. ТМБЭ Келла для эквивалентной бистатической частоты в 14 ГГц имеет ограничение в угловом диапазоне до 41 градуса, поскольку данные при больших углах соответствуют измеренным квази-моностатическим данным в районе 15 ГГц.

Анализ измеренных и полученных при помощи ТМБЭ характеристик показывает хорошую корреляцию в приближенном интервале в  $30\text{--}40^\circ$  для угла обзора приемника при двух типах поляризации [8]. Максимумы отражения, определенные обоими типами ТМБЭ при угле в 0 градусов, близки к результатам модели физической оптики (16,1 и 21 дБсм) и структуры диаграмм вдоль углового направления приблизительно в  $30^\circ$  достаточно схожи, хотя полученные с помощью ТМБЭ боковые лепестки оказываются немного скошены по отношению к мак-

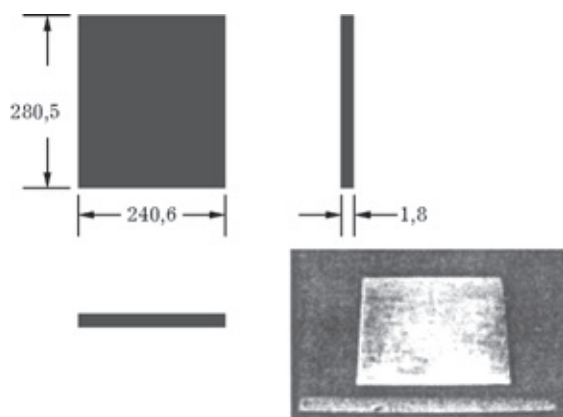
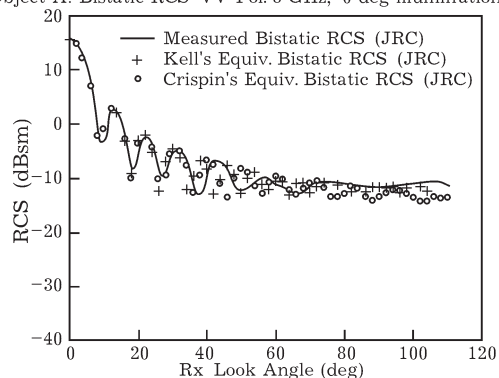
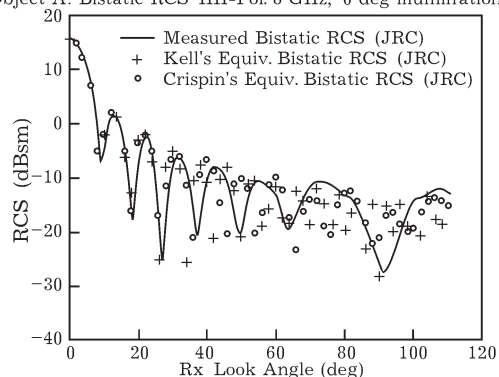


Рис. 6. Объект А

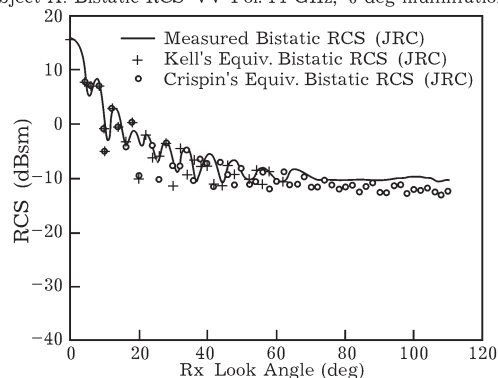
Object A: Bistatic RCS VV-Pol. 8 GHz, 0 deg illumination angle



Object A: Bistatic RCS HH-Pol. 8 GHz, 0 deg illumination angle



Object A: Bistatic RCS VV-Pol. 14 GHz, 0 deg illumination angle



Object A: Bistatic RCS HH-Pol. 14 GHz, 0 deg illumination angle

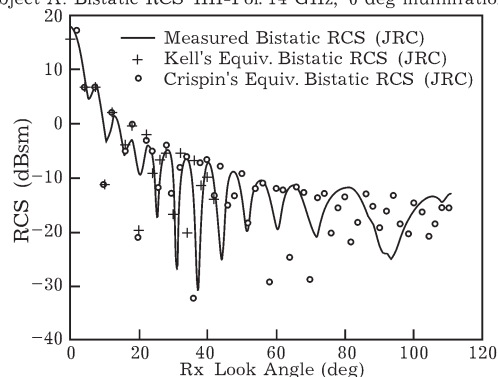
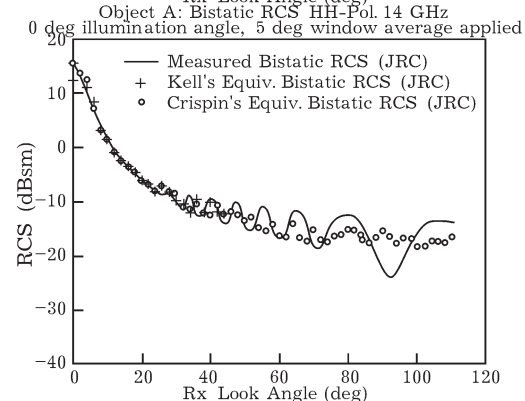
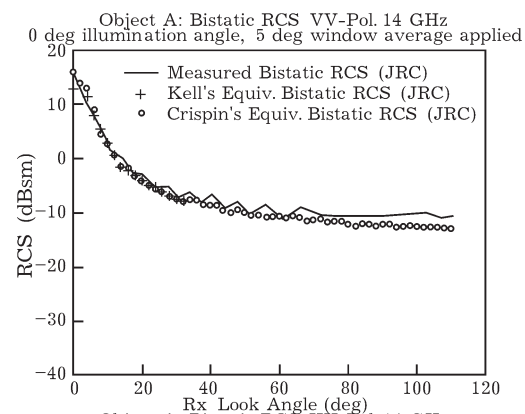
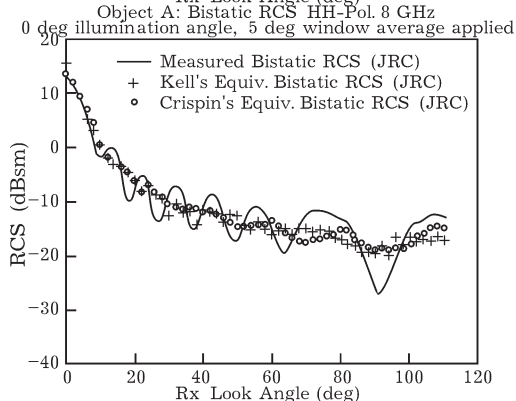
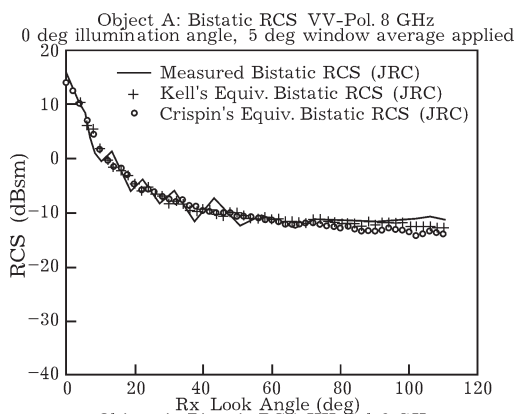


Рис. 7. Измеренные и рассчитанные при помощи МВЕТ бистатические характеристики объекта А на частоте 8 ГГц

Рис. 8. Измеренные и рассчитанные при помощи МВЕТ бистатические характеристики объекта А на частоте 14 ГГц

Рис. 9. Измеренные и рассчитанные при помощи МВЕТ бистатические характеристики объекта А на частоте 8 ГГц, усредненные при помощи движущегося окна в  $5^\circ$ Рис. 10. Измеренные и рассчитанные при помощи МВЕТ бистатические характеристики объекта А на частоте 14 ГГц, усредненные при помощи движущегося окна в  $5^\circ$

симуму. Квазимоностатическую природу набора моностатических данных можно учесть для некоторых типов сдвига. Ограничения ТМБЭ вероятно станут более значительными при больших углах  $\beta$ . За пределами 40-градусного интервала обе аппроксимации работают довольно плохо при определении положения или амплитуды боковых лепестков. При положениях приемника близким к  $90^\circ$ , эффекты дифракции будут видимыми для VV-поляризации, но не для HH. Обе ТМБЭ для краевой дифракции при VV-поляризации дают меньшие значения, чем полученные в процессе измерений, при этом результаты Криспина чуть хуже. Для HH-поляризации обе ТМБЭ дают завышенные значения амплитуды (приблизительно на 10 дБ) на  $90^\circ$ , при этом полностью пропуская ноль. Это объяснимо с учетом происхождения данных ТМБЭ. Набор данных в районе  $90^\circ$  генерировался с использованием моностатических данных в районе  $45^\circ$  (моностатические данные на биссектрисе), где преобладают боковые лепестки отражения при HH-поляризации.

Таблица 1 [8] наводит на мысль, что значения, полученные с помощью ТМБЭ обычно ниже реальных уровней и усреднение, таким образом, дает возможность увеличить корреляцию при увеличении размера окна до всей интересующей области.

Полученные результаты следует интерпретировать с осторожностью. Сдвиг лепестковой структуры и сам процесс усреднения могут оказывать существенное влияние на

Таблица 1

Среднее значение и нормированное отклонение с учетом разницы между результатами измерений и данными МВЕТ для значений амплитуды при исследовании объекта А ( $0 < \beta < 110^\circ$ )

МВЕТ	8 GHz			14 GHz		
	Pol	Mean	Std Dev	Pol	Mean	Std Dev
Kell's	VV	-0.4520	2.1038	VV	-1.2523	2.8487
	HH	-0.7228	5.2145	HH	-1.2550	5.2975
Crispin's	VV	-0.7384	1.9067	VV	-1.2810	2.0229
	HH	-0.3987	4.2186	HH	-1.1062	6.2325
5° Window Average						
Kell's	VV	-0.2887	1.3539	VV	-0.4245	1.2473
	HH	-0.2082	3.3084	HH	0.3504	1.3983
Crispin's	VV	-0.5713	1.4931	VV	-1.0174	1.1400
	HH	-0.840	3.1404	HH	-0.2718	2.7822
9° Window Average						
Kell's	VV	-0.2590	0.8255	VV	-0.1740	0.7957
	HH	-0.2584	2.4867	HH	0.6378	0.6378
Crispin's	VV	-0.4452	1.2189	VV	-0.8707	1.0487
	HH	-0.0219	2.4815	HH	-0.1355	2.1716

возможные значения и величину стандартного отклонения даже, несмотря на то, что субъективная оценка данных дает увеличение корреляции. По этой причине абсолютными величинами в таблице 1 пренебрегают, но различия между сходными величинами для различных условий усреднения заслуживают обсуждения. Для всей угловой области в  $110^\circ$ , для которой существуют данные, среднее значение и нормированное отклонение уменьшаются в большей степени при увеличении количества усредняемых данных за счет увеличения размера окна. Таким образом, общая тенденция кажется верной, но лучшее объяснение можно получить, рассмотрев поведение амплитуды в заданных областях.

Усреднение данных дает возможность повысить корреляцию для заданных областей графика. Результирующее влияние при усреднении этого типа данных — уменьшение пиковых значений амплитуды для каждого лепестка и заполнение нулей. Все это увеличивает корреляцию для первых  $30^\circ$  полярного угла, но уже не работает в районе  $90$ -градусной области, как для частоты, так и для поляризации. Можно заметить, что при усреднении данных результаты применения ТМБЭ Келла и Криспина становятся более схожими для сравнимых поляризаций и частот.

2) Объекты В и С: Объекты В и С имеют более сложную конфигурацию (рис. 11 и 12)

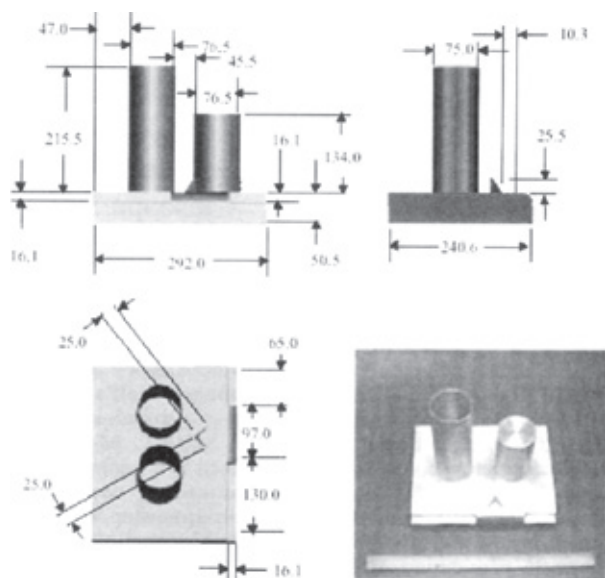


Рис. 11. Объект В. Аллюминиевые цилиндры на подставке, затененные тонкой пластиной



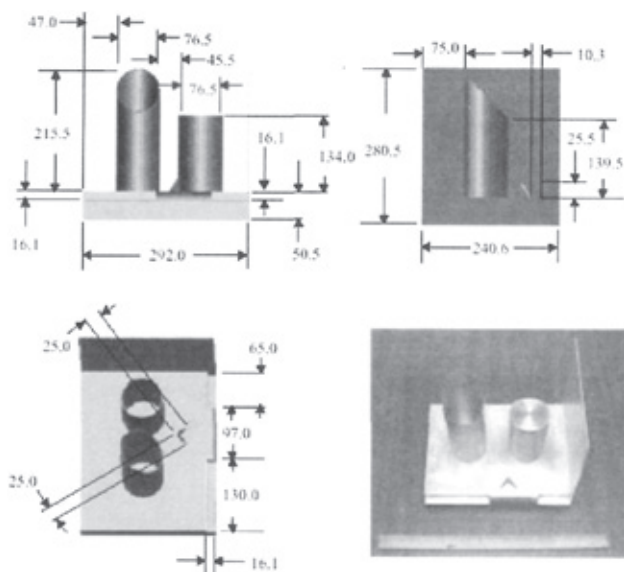


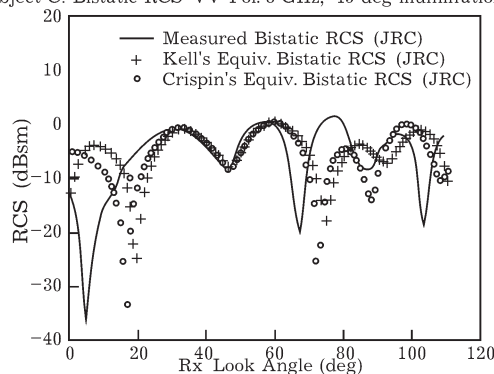
Рис. 12. Объект С. Алюминиевые цилиндры на подставке без затеняющей пластины

и были проанализированы в работе [8] с целью разделить отражательные и неотражательные взаимодействия, преобладающие в отдельных экспериментальных данных рассеяния.

На рис. 13 и 14 показана полученная при помощи ТМБЭ диаграмма для объекта С с VV-поляризацией на 8 ГГц и 15 ГГц при  $0^\circ < \beta < 110^\circ$  для необработанных данных и для усредненных данных. Аналогичные данные для объекта В показаны на рис. 15—18, при частоте 8 и 12 ГГц для обоих типов поляризации. Частота в 12 ГГц для объекта В была выбрана, чтобы позволить ТМБЭ Келла работать с большей угловой областью, чем в случае с объектом А. Данные для объекта С получаются из набора моностатическим данных, и поэтому более высокая частота может быть задействована, если отказаться от использования второй поляризации. В Таблицах 2 и 3 приведены средние значения и нормированные отклонения для всей угловой области в  $110^\circ$  для объектов С и В соответственно.

Поскольку ТМБЭ получены из асимптотических принципов, подобных тем, что входят в состав модели физической теории дифракции, должно быть и некоторое сходство в анализе данных. Это сходство должно ограничиваться малыми бистатическими углами, поскольку формулы ТМБЭ точны только в этом случае. Если следовать логике, значения, полученные с помощью ТМБЭ

Object C: Bistatic RCS VV-Pol. 8 GHz, 45 deg illumination angle



Object C: Bistatic RCS VV-Pol. 8 GHz, 45 deg illumination angle, 5 deg window average applied

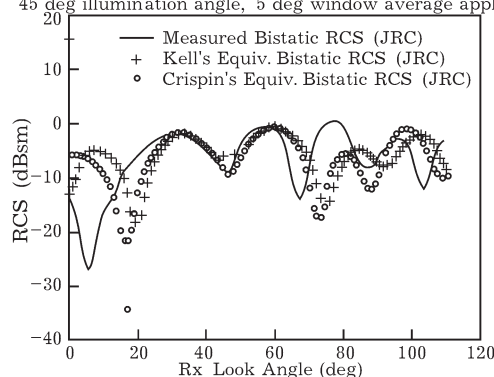
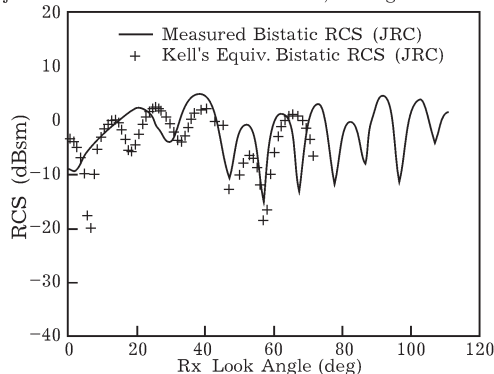


Рис. 13. Измеренные и рассчитанные при помощи МВЕТ бистатические характеристики объекта С на частоте 8 ГГц, как с усреднением, так и без него

Object C: Bistatic RCS VV-Pol. 15 GHz, 45 deg illumination angle



Object C: Bistatic RCS VV-Pol. 15 GHz, 45 deg illumination angle, 5 deg window average applied

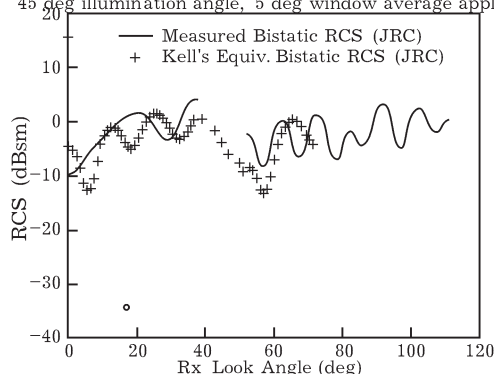
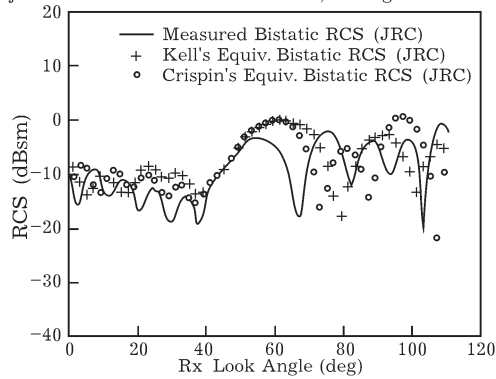


Рис. 14. Измеренные и рассчитанные при помощи МВЕТ бистатические характеристики объекта С на частоте 15 ГГц, как с усреднением, так и без него

Object B: Bistatic RCS VV-Pol. 8 GHz, 45 deg illumination angle



Object B: Bistatic RCS HH-Pol. 8 GHz, 45 deg illumination angle

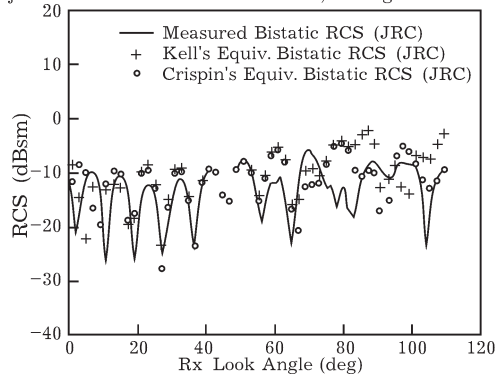
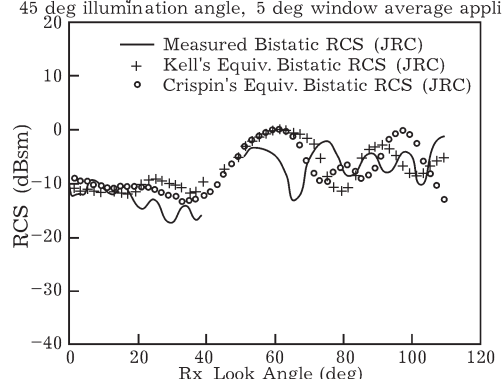


Рис. 15. Измеренные и рассчитанные при помощи МВЕТ бистатические характеристики объекта В на частоте 8 ГГц

Object B: Bistatic RCS VV-Pol. 8 GHz, 45 deg illumination angle, 5 deg window average applied



Object B: Bistatic RCS HH-Pol. 8 GHz, 45 deg illumination angle, 5 deg window average applied

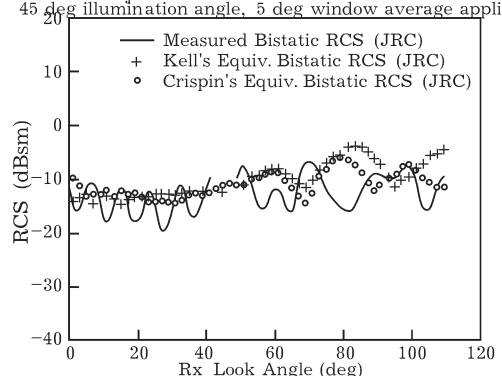
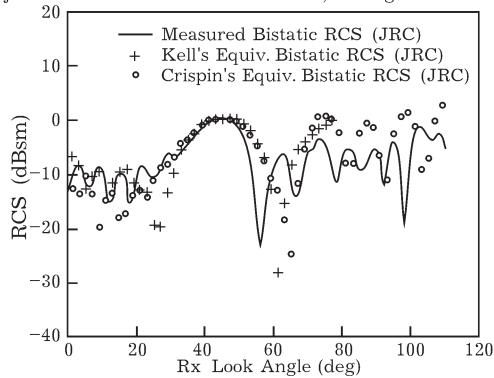


Рис. 16. Измеренные и рассчитанные при помощи МВЕТ бистатические характеристики объекта В на частоте 8 ГГц, усредненные при помощи движущегося окна в 5°

Object B: Bistatic RCS VV-Pol. 12 GHz, 45 deg illumination angle



Object B: Bistatic RCS HH-Pol. 12 GHz, 45 deg illumination angle

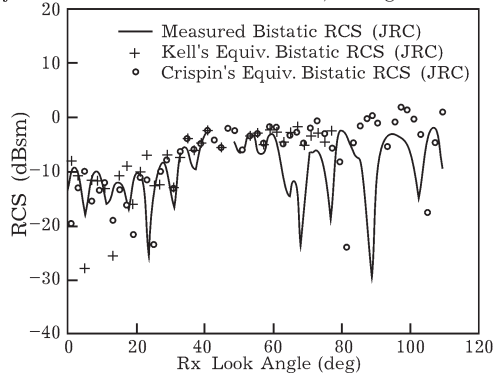
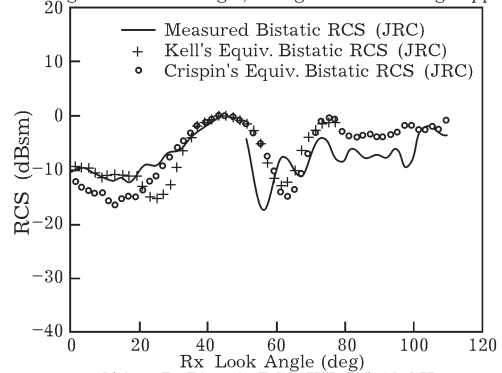


Рис. 17. Измеренные и рассчитанные при помощи МВЕТ бистатические характеристики объекта В на частоте 12 ГГц.

Object B: Bistatic RCS VV-Pol. 12 GHz, 45 deg illumination angle, 5 deg window average applied



Object B: Bistatic RCS HH-Pol. 12 GHz, 45 deg illumination angle, 5 deg window average applied

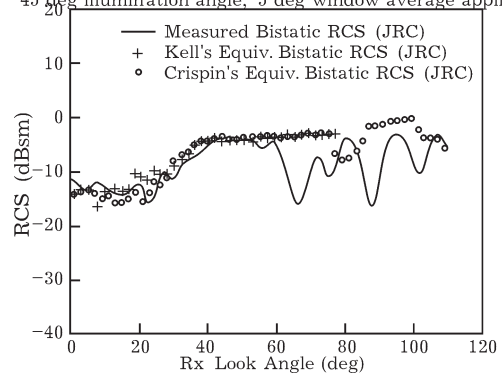


Рис. 18. Измеренные и рассчитанные при помощи МВЕТ бистатические характеристики объекта В на частоте 12 ГГц, усредненные при помощи движущегося окна в 5°

Таблица 2

Среднее значение и нормированное отклонение с учетом разницы между результатами измерений и данными МВЕТ для значений амплитуды при исследовании объекта С ( $0 < \beta < 110^\circ$ )

МВЕТ	8 GHz			15 GHz		
	Pol	Mean	Std Dev	Pol	Mean	Std Dev
Kell's	VV	-0.8874	9.2136	VV	-1.5727	5.0074
Crispin's	VV	-0.5670	8.7628	VV	-2.0441	5.8282
5° Window Average						
Kell's	VV	0.8183	7.9199	VV	-1.5165	3.6837
Crispin's	VV	-0.0359	7.4203	VV	-2.1352	5.4003
9° Window Average						
Kell's	VV	0.8855	6.7135	VV	-1.3567	2.5098
Crispin's	VV	0.0604	6.3712	VV	-1.7037	3.4829

для этой области, будут немного выше, чем измеренные, а корреляция должна возрасти при усреднении данных. Также ожидается, что корреляция между ТМБЭ и измеренными данными будет выше для объекта С, чем для В, как и было показано ранее [8].

На рис. 13 и 15 графики показаны для случая, когда на приемник падают рассеянные волны от двух основных отражающих источников — цилиндрических тел для области  $0^\circ < \beta < 110^\circ$ . Данные ТМБЭ дают хорошую корреляцию с измеренными данными, особенно в пределах угла облучения передатчика. В таблице 3 вновь игнорируются абсолютные величины и рассматриваются усредненные значения. В данном случае усреднение данных дает меньший эффект, чем в случае с объектом А. По-видимому, для сложных объектов, над бистатическими признаками которых преобладают два вида широкоугольных зеркальных взаимодействий, обе ТМБЭ могут достаточно точно определить РПС на низких частотах, где ширина лепестков отражения больше. Тем не менее, данная возможность ограничена интервалом для бистатических углов в  $15\text{--}20^\circ$ . При увеличении частоты, ширина лепестков становится уже и ТМБЭ перестает работать, давая значения РПС ниже, чем реальные. Бистатические углы, для которых работает аппроксимация, оказываются соответственно меньше. Природа самих рассеивающих центров также является функцией бистатического угла. При увеличении бистатического угла, расхождение между моностатическими и бистатическими рассеивающими центрами становится более заметно, что ведет к разрыву между измеренными

Таблица 3

Среднее значение и нормированное отклонение с учетом разницы между результатами измерений и данными МВЕТ для значений амплитуды при исследовании объекта В ( $0 < \beta < 110^\circ$ )

МВЕТ	8 GHz			12 GHz		
	Pol	Mean	Std Dev	Pol	Mean	Std Dev
Kell's	VV	1.8343	5.4581	VV	0.3325	6.8510
	HH	3.0669	5.4992	HH	0.2441	5.6675
Crispin's	VV	1.3639	6.4258	VV	0.5953	6.2132
	HH	1.9024	5.3804	HH	2.3513	7.7804
5° Window Average						
Kell's	VV	1.7648	4.1543	VV	0.6208	4.1443
	HH	2.9753	4.0958	HH	2.3818	3.7144
Crispin's	VV	1.4370	4.2663	VV	0.4485	5.5401
	HH	1.9894	3.5521	HH	1.9383	6.4762
9° Window Average						
Kell's	VV	1.6850	3.2285	VV	0.7658	2.7382
	HH	2.9874	2.6570	HH	2.4854	3.0734
Crispin's	VV	1.4909	2.6556	VV	0.9368	3.0818
	HH	1.9617	1.8444	HH	2.5387	3.2832

данными и результатами применения ТМБЭ. При этом усреднение обеспечивает минимальное увеличение корреляции между двумя соответствующими наборами данных.

На рис. 15—18 отражен случай, когда приемник направлен на плоскую пластину объекта В, сначала под углом в  $45^\circ$ , а для цилиндрических тел под большими углами  $\beta$ . Ожидается, что корреляция между данными ТМБЭ и измеренными данными будет меньше, чем была для объекта С по многим причинам, уже описанным выше. И это действительно так. Разница между ТМБЭ и измеренными данными возрастает, по мере того как угол  $\beta$  приближается к углу облучения передатчика для VV-поляризации. Диаграммы, полученные с помощью ТМБЭ вблизи  $0^\circ$ , оказываются сдвинутыми, также как это было для боковых лепестков объекта А. Когда  $\beta$  приближается к  $\alpha$ , точность ТМБЭ возрастает, как и ожидалось. Результаты для HH-поляризации дают гораздо лучшее совпадение, чем в случае применения модели физической теории дифракции, но для малых бистатических углов. Это вероятно связано с тем, что графики ТМБЭ получаются за счет экстраполяции измеренных моностатических данных, которым присущи все основные явления процесса рассеяния. Эффекты более низкого порядка, которые невозможно учесть программно, присутствуют в измеренных данных и оказывают влияние на бистатические прогнозы ТМБЭ. Логично предположить, что

графики для большей рабочей частоты должны характеризоваться лучшей корреляцией, поскольку некоторые эффекты неотражательного типа становятся меньше в этом случае.

Тем не менее, полезный диапазон обеих ТМБЭ ограничен бистатистическими углами приблизительно в  $10^\circ$  для VV-поляризации и в  $15^\circ$  для HH-поляризации в случае высокой рабочей частоты. Большая теневая геометрия приводит даже к большим изменениям в природе каждого рассеивающего центра для моностатического и бистатистического случая, чем это можно заметить для объекта С. Другими словами, моностатические данные (с которыми и работают ТМБЭ) получаются от таких рассеивающих центров, которые дают даже меньшее сходство с реальными бистатистическими рассеивающими центрами, порожденными одиночными зеркальными и незеркальными взаимодействиями. Таблица 3 вновь показывает, что усреднение данных не дает возрастания корреляции ТМБЭ. Фактически, корреляция может даже уменьшиться в некоторых случаях. Можно сделать вывод, что когда незеркальные эффекты присутствуют повсеместно, усреднение не должно использоваться для повышения производительности ТМБЭ.

Таким образом, производительность ТМБЭ определяется в первую очередь сложностью изучаемого объекта. Простыми объектами являются те, в чьих рассеивающих признаках преобладает механизм единичного отражения для любой заданной точки. Сложные объекты делятся на 2 категории: 1) те, в чьих РПС преобладают комбинация зеркальных взаимодействий; 2) те, в чьих РПС отсутствуют зеркальные и незеркальные компоненты близкие по амплитуде. Первая категория имеет минимальную сложность и может характеризоваться геометрией с каноническими структурами, дающими большие зеркальные отражения. Вторая категория относится к строго сложным и может включать в свой состав теневые элементы, полости или поверхности с гладкими склонами. Эти особенности могут давать множественные взаимодействия, дифракцию, поверхностные волны и т.д.

ТМБЭ Келла и Криспина хорошо работают по меньшей мере для бистатистических

углов в  $30^\circ$  и для случаев с простой геометрией. У теоремы Криспина небольшое преимущество в общем случае, но теорема Келла имеет более высокую точность, когда присутствуют эффекты дифракции. Обе ТМБЭ дают значения в случае краевых дифракционных эффектов в среднем ниже на 2—3 дБ, чем полученные при измерениях, а усреднение данных повышает корреляцию с измеренными значениями.

Для минимально сложных объектов, точность ТМБЭ снижается только при бистатистических углах меньших, чем  $15$ — $20^\circ$ . Обе ТМБЭ дают значение бистатистического РПС ниже, чем измеренное для бистатистических углов больших  $15^\circ$  и для более высокой рабочей частоты. Это в первую очередь происходит из-за сужения моностатических зеркальных пиков на более высокой частоте и изменения природы рассеивающих центров при увеличении бистатистического угла. Усреднение не дает увеличения корреляции с набором измеренных данных так, как это было для объектов простой формы, а в некоторых случаях, наоборот, может вызвать ее снижение.

Эта тенденция также справедлива и для строго сложных объектов. Обе ТМБЭ демонстрируют разумную точность для бистатистических углов не более  $5$ — $10^\circ$ , и обе дают более высокое значение РПС, чем измеренное для бистатистических углов больше  $10^\circ$  и на более высокой частоте. Вновь, основная причина плохой корреляции — изменение природы рассеивающих центров. Для этого типа объектов рассеивающие центры изменяются более быстро при изменении бистатистического угла, поскольку они произошли от сходных зеркальных и незеркальных компонент. Усреднение данных в этом случае также не дает увеличения корреляции.

Итоговая производительность ТМБЭ Келла и Криспина практически одинакова для всех тестируемых объектов, но есть несколько ограничений, связанных с использованием формулы Келла. Для того чтобы получить эквивалентные матрицы бистатистического РПС, теорема Келла требует гораздо большего набора данных, чем теорема Криспина. В том случае, когда один участок моностатической диаграммы направленности может использоваться для расчета бис-

татического РПС по Криспину, теорема Келла требует большой частотный диапазон моностатических измерений (при очень хорошем частотном разрешении) для достижения той же цели. Частотный сдвиг также вносит вклад в слабое угловое разрешение в случае Келла при углах, близких к углу облучения передатчика.

Наконец, извлечение бистатического РПС из наборов моностатических данных у Келла требует гораздо больше вычислительных усилий, чем у Криспина.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Chernyak V.S.* Fundamentals of Multisite Radar Systems. Multistage Radar and Multiradar Systems, Gordon and Breach Science Publishers, Amsterdam, 1998.
2. *Peebles P.Z., Jr.* Radar principles, John Wiley & Sons, New York, 1998.
3. *Schuh M.J., Woo A.C., Simon M.P.* The Monostatic/Bistatic Approximation. IEEE Antennas And Propagation Magazine, Vol. 36, № 4, August 1994. P. 76—78.
4. *Woo A.C., Wang H.T.G., Schuh M.J., Sanders M.L.* Benchmark Radar Targets for the Validation of Computational Electromagnetics Programs. IEEE Antennas and Propagation Magazine, 35, 1, February 1993.
5. *Crispin J.W., Jr., Goodrich R.F., Siegel K.M.* A theoretical method for the calculation of the radar cross sections of aircraft and missiles. The University of Michigan Radiation Laboratory, prepared for Air Force Cambridge Research Center, July 1959.
6. *Crispin J.W., Siegel K.M.* Methods of Radar Cross Section Analysis. New York: Academic, 1968.
7. *Kell R.E.* On the derivation of the bistatic RCS from monostatic measurements. Proc. IEEE, Vol. 52, P. 983—988, Aug. 1965.
8. *Eigel R. L., Jr., Collins P.J., Terzuoli A. J., Jr., Nesti G. Fortuny J.* Bistatic Scattering Characterization of Complex Objects. IEEE Transactions On Geoscience And Remote Sensing, V. 38, № 5. P. 2078—2092. September 2000.
9. *Crispin J.W., Jr., Maffet A.L.* Radar cross section estimation for complex shapes, Proc. IEEE, Vol. 53, № 8, 1965, P. 972—982.
10. *Skolnik M.J.* An analysis of bistatic radar, IRE Trans, on Aeronautical and Navigational Electronics, Vol. ANE-8, № 1, 1961, P. 19—27.
11. *Zasada N.* Multistage radar system for aircraft defense. Signal, Vol. 34, № 8, 1980, P. 65—75.
12. *Fawcette J.* Bistatic radar may a «sanctuary» in space. Electronic Warfare/Defence Electronics, Vol. 10, № 1, 1978, P. 84—86.
13. *Glaser J.I.* Bistatic radar hold promise for future systems, MSN. Vol. 16, № 11, 1984, P. 119—136.