

УДК 621.396.96

Г.С. Залевский

Харьковский университет Воздушных Сил им. И. Кожедуба

ОБЗОР МЕТОДОВ РАСЧЕТА ВТОРИЧНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ РАДИОЛОКАЦИОННЫХ ОБЪЕКТОВ

Анализируются современные методы расчета вторичного излучения радиолокационных целей. Указываются их достоинства и недостатки, а также границы их применимости для моделирования характеристик рассеяния объектов сложной формы и различных электрических размеров. Обсуждается возможность и особенности их реализации на ЭВМ. Изложенный материал представляет практический интерес при выборе необходимого метода из всего многообразия для решения конкретной задачи.

метод расчета вторичного излучения, эффективная площадь

Постановка проблемы

В настоящее время опубликовано большое число работ, посвященных методам численного расчета характеристик вторичного излучения радиолокационных объектов (РЛО) [1 – 11]. Такие методы являются эффективным средством при исследовании вторичного излучения указанных объектов.

Современные РЛО представляют собой объекты сложной формы, содержащие "гладкие" и "кромочные" участки (изломы поверхности). Термин "гладкий" понимается в том смысле, что минимальный радиус кривизны поверхности велик по сравнению с длиной волны. "Кромочными" будем называть участки, которые нельзя считать "гладкими" [1].

Поверхность РЛО может быть как полностью металлической, так и содержать диэлектрические части, быть полностью или частично покрытой радиопоглощающим материалом.

Электрические размеры РЛО (отношение его характерного геометрического размера a к длине зондирующей волны λ) могут принадлежать к низкочастотной (релеевской, $a/\lambda \ll 1$), резонансной ($a/\lambda \approx 1$) или высокочастотной (квазиоптической) областям ($a/\lambda \gg 1$) [7 – 11].

РЛО могут облучаться сигналами различной поляризации, ширина спектра зондирующего сигнала может быть такой, что в различных частях этого спектра размеры объекта могут принадлежать не к одной, а к двум или даже трем перечисленным областям.

РЛО движутся, движутся также отдельные элементы объектов друг относительно друга (винты, турбины). Следовательно, их ракурс относительно радиолокатора изменяется.

Деление участков поверхностей на "гладкие" и "кромочные", так же, как и принадлежность электрических размеров объектов к одной из трех областей достаточно условны, критерии еще не сформу-

лированы. Однако указанные факторы необходимо учитывать при выборе метода расчета. Точность и достоверность расчетных результатов зависит от выбора модели поверхности РЛО. Расчетные методы должны обеспечивать моделирование характеристик рассеяния объектов локации (электрической и магнитной напряженности рассеянных полей, отраженных сигналов, эффективной площади (ЭП) объектов) при заданных поляризационных, пространственных и время-частотных параметрах зондирующих сигналов, а также при изменяющейся их ориентации относительно радиолокатора и в различных диапазонах длин волн.

В соответствии со сказанным выше целью данной статьи является анализ современных методов расчета вторичного излучения РЛО, выяснение их достоинств и недостатков. Такое сопоставление представляет практический интерес при выборе необходимого метода расчета для решения конкретной задачи.

1. Методы решения задачи рассеяния электромагнитных волн радиолокационными объектами

1.1. Строгие решения

Первым шагом в классическом методе является нахождение общего решения уравнения Гельмгольца [1, 3, 5 – 7]. Общее решение находится с помощью потенциалов, из которых компоненты поля находятся дифференцированием. Потенциалы электромагнитного (ЭМ) поля рассмотрены во многих работах [1, 5 – 7, 12]. Суть метода состоит в том, что при помощи известных соотношений [1, 5 – 7, 12] вводятся векторные электрический и магнитный потенциалы Герца. Одним из возможных способов выбора двух таких потенциалов есть представление через две независимые скалярные функции, которые должны удовлетворять соответствующим скаляр-

ным уравнениям Гельмгольца. Найти общие решения указанных уравнений можно при помощи давно известного метода разделения переменных [1, 7]. Однако он применим только для небольшого числа координатных систем. Но даже в этих системах решение многих задач затруднено из-за вычислительных проблем, связанных с нахождением волновых функций в широких пределах изменения аргументов.

1.1.1. Метод решения уравнений Максвелла во временной области. Структура уравнений Максвелла такова, что позволяет проводить вычисления ЭМ поля в последовательные моменты времени, имитируя реальный физический процесс. Компьютерная реализация метода основана на дискретном аналоге точных уравнений [10].

Для расчета рассеяния выбирается область пространства, включающая рассеивающий объект. Применение прямоугольной пространственной сетки для геометрического описания криволинейных тел приводит к ребристости поверхностей, что в некоторых случаях недопустимо. Поэтому, часто применяются криволинейные сетки, связанные с поверхностью тела.

Для того чтобы метод работал в ограниченной расчетной области, на ее границе формально необходимо ввести граничные условия, устраняющие отражения от границы этой области, которые не существуют в действительности.

В начальный момент времени поле в рассматриваемой области принимается равным нулю. Расчетная процедура начинается с формирования падающей плоской волны, распространяющейся в направлении рассеивателя. При достижении волной моделируемой цели начинается их взаимодействие с появлением рассеянной волны. Расчет продолжается до формирования выраженного отклика или достижения стационарного состояния.

Параметры дискретизации – пространственный и временной – определяются из требований точности и устойчивости численного алгоритма. Необходимое время счета определяется потребностью включения в процесс рассеяния всех элементарных составляющих процесса и, как экспериментально установлено [13], соответствует не менее, чем двукратному прохождению моделируемой волной рассеивателя в прямом и обратном направлениях. Следовательно, увеличение электрических размеров РЛЮ приводит к росту объема счета (необходимого времени). Описанные численные процедуры получили название метода конечных разностей во временной области (finite differences in time domain, FDTD) [13, 14].

Большие временные затраты допускают его использование для расчета рассеяния только объектами небольших электрических размеров. Основная часть опубликованных данных касается двумерных задач. Для трехмерных расчетов размеры объектов

еще больше ограничены. В настоящее время метод FDTD быстро развивается [15, 16].

1.1.2. Решение задачи рассеяния с помощью интегральных уравнений. Поле, рассеянное объектом, облученным заданным ЭМ полем, может быть представлено в виде интеграла от полей источников, распределенных по поверхности или объему рассеивателя. Граничные условия в каждой точке поверхности объекта дают тогда интегральное уравнение (ИУ) для плотности распределения этих источников. Формулировка задачи в виде ИУ (в отличие от дифференциального) уже содержит в себе граничные условия, поэтому математическое решение ИУ является заключительным этапом данной задачи. Не все ИУ могут быть решены точно, однако ИУ являются основой современных методов приближенного решения задач рассеяния.

Далее излагаются некоторые наиболее часто применяемые результаты, основанные на методе ИУ [3, 5 – 8, 17].

1.1.2.1. Уравнения Стреттона-Чу. Метод моментов. ИУ Стреттона-Чу [2, 8 – 11], полученные путем прямого интегрирования уравнений Максвелла, дают возможность определения рассеянного ЭМ поля в произвольной точке пространства через известные поля внутри объема, занимаемого объектом и на его поверхности.

Уравнения Стреттона-Чу являются основой для большого количества вычислительных методов. Данные уравнения содержат интегралы по объему и поверхности объекта. Являясь достаточно сложными, они все же могут быть решены численными методами. Решение дифракционной задачи сводится в этом случае к определению токов на поверхности или в объеме рассеивателя и последующему интегрированию. Так как априорно распределение токов неизвестно, для их начального задания привлекаются различные физические соображения. Таким способом могут быть получены численные решения задачи рассеяния на телах сложной структуры и формы. Для идеально проводящих (ИП) тел в ИУ Стреттона-Чу могут быть сделаны следующие упрощения. Так как токи и заряды внутри такого тела равны нулю, в уравнениях остаются только интегралы по поверхности [7, 10]. Учитывая граничные условия на поверхности ИП рассеивателя, из исходных уравнений можно получить ИУ для плотностей электрических токов на поверхности РЛЮ.

ИУ Стреттона-Чу лежат в основе численного метода моментов [7, 10, 18, 19]. Применяемый к точным уравнениям, он дает потенциальную возможность получения очень точных решений, учитывающих все особенности рассеяния. При использовании данного метода проводящие поверхности представляются в виде эквивалентных поверхностных токов, а диэлектрические и ферромагнитные материалы – в виде объемных электрических и маг-

нитных токов, распределенных в пустом пространстве. Наложение граничных условий на поверхности тела и применение объемных теорем эквивалентности [20] внутри него дает систему ИУ для этих токов. Рассеянное поле представляет собой сумму полей, порожденных наведенными токами [7, 10].

Существует большое количество разновидностей метода моментов, отличающихся алгоритмически, а также предназначенных для решения различных частных задач или использующих разные аппроксимации точных уравнений. Расчетное время для решения такой задачи определяется количеством элементов разбиения. Наиболее напряженным этапом расчетов, определяющим требования к ресурсам компьютера при применении метода моментов, является решение системы линейных уравнений. Необходимые вычислительные ресурсы резко возрастают при увеличении размеров рассеивателя. Опыт показывает, что удовлетворительная точность расчетов методом моментов достигается при достаточно малом размере ячейки, порядка одной десятой длины волны [7, 10].

1.1.2.2. Применение леммы Лоренца. Другим методом, позволяющим получить ИУ, описывающие ЭМ поле, рассеянное объектом конечных размеров, является лемма Лоренца [20]. Ее интегральная форма устанавливает важные связи между полями двух источников. Следует отметить значительную общность интегральной леммы Лоренца: она справедлива при неоднородности среды и различных видах выбора области, в которой находится рассеиватель, а это значит, что рассмотрению подлежит широкий класс электродинамических систем. В частности в работах [8, 17] подробно рассмотрен процесс вывода неоднородных ИУ Фредгольма 2-го рода для плотностей поверхностных электрических токов на поверхности ИП объекта (или для поверхностных плотностей электрических и эквивалентных им магнитных токов для диэлектрического объекта), основанный на применении леммы Лоренца к искомого полю и полям некоторых вспомогательных источников. В этих же работах получены интегральные представления, позволяющее после нахождения токов рассчитать ЭМ поле, рассеянное трехмерным объектом. Также рассмотрен численный метод решения поверхностных неоднородных ИУ 2-го рода.

В работах [3, 5, 6] описан метод получения ИУ 1-го рода. Однако задача решения таких уравнений является некорректной и требует применения специальных регуляризирующих алгоритмов. Методы решения ИУ различных видов подробно описаны в монографиях [3, 5, 6, 21].

Быстрое развитие вычислительной техники в последние десятилетия существенно расширило область применимости численных методов прямого решения уравнений Максвелла или поверхностных ИУ. Методы прямого решения ИУ применимы для

объектов сложной формы, максимальные электрические размеры которых достигают единиц длин волн. Например, они могут быть применены для расчета характеристик рассеяния крылатых ракет в метровом диапазоне длин волн. К сожалению, в настоящее время применение указанных численных методов прямого решения все же ограничено из-за больших вычислительных затрат. Для объектов больших электрических размеров широкое применение находят приближенные (асимптотические) методы расчета, наиболее часто применяемые из которых рассматриваются далее.

1.2. Приближенные решения

Трудности, возникающие при расчетах характеристик рассеяния РЛО больших электрических размеров строгими методами, вызвали потребность в развитии простых методик, предназначенных именно для таких расчетов. Как будет показано далее, для тел больших электрических размеров точные уравнения электромагнитного поля могут быть значительно упрощены, что дает возможность решения дифракционных задач с приемлемыми вычислительными затратами. При этом, чем больше размеры РЛО, тем точнее полученный результат [7 – 11].

Все известные асимптотические методы, такие, как геометрическая оптика (ГО) и физическая оптика (ФО), являются частными случаями строгих методов и могут быть получены из них при определенных предположениях об объекте [7 – 11].

Большинство асимптотических методов может быть отнесено к одному из двух классов: к методам, непосредственно оперирующим рассеиваемыми полями (лучевые методы) или к оперирующим наводимыми на поверхности тела токами проводимости или токами смещения внутри диэлектриков (токовые методы). Некоторые типы объектов требуют одновременного применения нескольких методов разных классов.

Общей чертой большинства асимптотических методов является их локальность – в каждой точке пространства процесс взаимодействия волны с рассеивателем считается независимым от процессов в других точках. При этом пространственные фазовые множители переизлученных полей и индуцированных на поверхности объекта токов определяются только проходным расстоянием. Полное рассеянное поле в зависимости от особенностей метода является когерентной (с учетом фазовых соотношений) или некогерентной (энергетической) суммой полей, рассеянных локальными участками.

1.2.1. Лучевые методы.

1.2.1.1. Геометрическая оптика. ГО исторически явилась первым и наиболее простым инструментом, дающим возможность анализировать и количественно оценивать дифракционные эффекты [1–11]. Основным допущением, определяющим границы применимости ГО, является соотношение между

длиной волны и размерами рассматриваемых тел. Законы ГО были получены для $\lambda \rightarrow 0$. В этом случае распространяющееся электромагнитное излучение может быть описано как совокупность невзаимодействующих лучей с резкой границей между ними. Лучи отражаются от поверхности под углами, равными углам падения, причем при отражении от плоской поверхности рассеянная энергия концентрируется в бесконечно малом телесном угле. Изменение интенсивности поля в луче определяется только изменением его поперечного сечения. При отражении волны от искривленной поверхности учитываются радиусы кривизны в точке отражения.

Соотношения ГО имеют смысл для тел, главные радиусы кривизны которых имеют конечную величину. Для таких тел, как конус, цилиндр, плоские поверхности, когда в направлении зеркального отражения приходится суммировать бесконечное количество лучей, формулы ГО дают бесконечные значения ЭП. В то же время для случаев рассеяния в незеркальных направлениях ГО дает величину поля, равную нулю. Тем не менее, методы ГО позволяют проводить расчеты ЭП достаточно широкого класса выпуклых тел больших электрических размеров, на расстояниях, соответствующих дальней зоне. Алгоритм оценки рассеянного поля методом ГО складывается из следующих операций [10]: анализ геометрии тела и выявление "блестящих точек", т. е. областей поверхности, дающих зеркальное отражение в направлении локатора; определение главных радиусов кривизны и вычисление ЭП каждой из точек; суммирование отдельных ЭП.

1.2.1.2. Геометрическая теория дифракции.

Исследование механизмов отражения лучей от областей разрывов свойств среды является предметом геометрической теории дифракции (ГТД) [4, 7, 10, 11].

ГТД, развитая в 50-е годы Дж. Келлером [7, 10] (в СССР Б. Е. Кинбером, В. А. Боровиковым [4]), обобщила и дополнила ГО, добавив к описанным выше законам ГО, ряд новых положений, устранивших некоторые недостатки ГО и расширивших область ее применения. Помимо геометрооптических волн в ГТД постулируются и другие способы формирования лучей, называемых дифракционными. Дополнительные лучи образуются теми областями поверхности тела, где появляются разрывы геометрических характеристик – на границе света и тени, на остриях и ребрах, в точках касания падающей волны.

В ГТД постулируется, что в этих случаях, падающий луч может порождать бесконечное количество вторичных лучей.

Обобщением геометрооптического закона зеркального отражения являются постулаты, описывающие вторичные поля острых кромок. Согласно ГТД острие формирует вторичное поле в виде сферической волны, а каждая точка клиновидного ребра – конус дифракционных лучей с углом раствора, равным углу между падающим лучем и касательной к

ребру [4, 7, 10, 11]. Касательный к поверхности луч порождает так называемый "поверхностный" луч, совпадающий в своем начале по направлению с падающим и распространяющийся по геодезической линии поверхности. Дифракционные лучи волны "соскальзывания" отрываются от "поверхностных" лучей по касательной к поверхности.

Амплитуда дифракционных лучей пропорциональна амплитуде падающего луча в точке падения и коэффициенту дифракции. Коэффициенты дифракции в ГТД, полученные, в основном, эвристическими методами, выбирались таким образом, чтобы численные результаты наиболее соответствовали точным расчетам и экспериментальным данным. Результирующее поле в точке наблюдения является суммой всех лучей, приходящих в эту точку.

В отличие от большинства других дифракционных методов ГТД дает результат в виде явных формул. Тем не менее, в ГТД сохраняются основные недостатки ГО [7, 10]: в точках, через которые не проходит ни один луч конуса Келлера, вычисленное поле равно нулю, что является следствием бесконечно малой ширины отраженного луча; при нормальном падении на поверхность, у которых хотя бы один радиус кривизны бесконечен, получаются бесконечные значения поля.

Получение полей рассеяния, непрерывных во всем пространстве, было достигнуто путем введения коэффициентов дифракции, выведенных из точного решения задачи дифракции на клине. В данном случае подход в ГТД совпадает с теорией краевых волн, предложенной П. Я. Уфимцевым [2], а также в методе реберных токов.

Наиболее общее выражение для коэффициента дифракции приведено в работах [7, 22]. Ввод коэффициента дифракции согласно развитию ГТД не позволяет преодолеть основной недостаток ГО – при зеркальном отражении от поверхностей с бесконечными радиусами кривизны (и в некоторых других случаях) она дает бесконечные значения поля.

Для устранения этого недостатка при использовании ГТД необходимо дополнять расчеты результатами, полученными методом ФО, которая для таких ситуаций дает вполне точные значения ЭП [7, 9-11].

1.2.2. Токвые методы.

1.2.2.1. Физическая оптика. По сравнению с ГО метод ФО дает в большинстве случаев значительно большую точность без особых аналитических трудностей. Он учитывает фазовые соотношения и позволяет найти зависимость от длины волны, отсутствующую в результатах ГО [1, 7].

В основе физической дифракционной теории лежит принцип Гюйгенса [1, 3, 7, 20], который позволяет проводить достаточно точные расчеты рассеяния на РЛО сложной формы. Согласно данному принципу первичная излученная волна имеет сферическую форму. Каждая точка сферической поверхности, до которой к моменту наблюдения дошла

волна первичного источника, является вторичным источником новой сферической волны. Совокупность составляющих волн поверхности определяет фазу ЭМ поля в последующие моменты времени. Такая трактовка не позволяла делать количественные оценки, а также не объясняла отсутствие волны, распространяющейся в обратном направлении.

Дальнейшее развитие принцип Гюйгенса получил в работах Френеля и Кирхгофа. Выражения, полученные указанными авторами, описывают скалярные поля, что неприемлемо при исследовании рассеяния радиоволн различной поляризации.

Описание вторичного ЭМ поля, данное Ф. Котлером, было основано на следующих предпосылках. Вторичное поле равно нулю внутри объекта с замкнутой поверхностью и отлично от нуля вне ее, претерпевая на самой поверхности разрыв. Поэтому, если известны составляющие ЭМ поля на поверхности, то это можно объяснить текущими на ней токами. Данные токи являются источниками вторичного поля, которое может быть вычислено интегрированием по поверхности с использованием полей вспомогательных точечных источников (диполей Герца). Таким образом, поле в каждой точке пространства является суммой возбужденных поверхностными токами элементарных сферических волн с учетом их амплитуд, фаз и поляризаций.

Однако такой подход возможен при известном распределении токов на поверхности. И на практике вся сложность вычислений переносится на определение поверхностных токов.

Основные уравнения ФО были получены для ИП тел на основе следующих положений: плотность наводимого падающей волной тока в каждой точке освещенной области объекта равна току, наводимому на бесконечной ИП плоскости, касательной к поверхности объекта в этой точке; в области тени плотность тока везде равна нулю [1, 7, 10].

Такое представление является локальным, т. е. величина тока в каждой точке поверхности определяется только условиями в этой точке, без учета влияния остальной поверхности, что строго говоря не соответствует действительности. Допущением является также равенство нулю токов в теневой области. В то же время для большого круга радиолокационных задач приближение физической оптики дает приемлемые результаты, особенно если оно сочетается с другими корректирующими методиками, такими, как теория эквивалентных реберных токов. ФО достаточно широко используется при расчете характеристик рассеяния воздушных объектов.

Выражение для расчета ЭМ поля, рассеянного воздушным объектом, а также его ЭП в случае совмещенного приема может быть получено из уравнений Стреттона-Чу.

1.2.2.2. Физическая теория дифракции. Как уже отмечалось, ФО дает весьма хорошие результаты для зеркальных и близким к ним направлений, но

для скользящих углов отличия могут оказаться недопустимо большими, что обусловлено неадекватным описанием токов, наводимых на поверхности вблизи границы освещенной области [1 – 11].

Улучшенные выражения для поверхностного тока на гладких объектах были предложены В.А. Фоком [7, 23]. Исходя из положения, что индуцированные на поверхности достаточно больших проводящих тел токи изменяются медленно, В.А. Фок упростил уравнение Гельмгольца и получил его решения в виде табулированных функций, названных его именем. Однако область применимости данной теории ограничена гладкими однородными телами, поэтому сложность формы реального РЛО (наличие ребер, составных элементов из различных материалов) делает этот метод непригодным для расчетов. В этом случае используется процедура описания наведенных токов, предложенная Галеркиным [24].

Метод Галеркина основан на использовании для представления поверхностных токов конечной последовательности базисных функций, определенных на поверхности рассеивателя и позволяющих осуществить непрерывный переход между областями с разной геометрией и электрофизическими свойствами. Базисные функции могут вводиться как на всей поверхности, так и на отдельных ее участках, например, в переходных областях [24].

Физическая теория дифракции (ФТД), развивавшаяся в 50-е годы параллельно с ГТД, была доведена до практически полезных формул советским ученым П.Я. Уфимцевым [2, 7, 10]. Им были получены поддающиеся анализу результаты для некоторых практически важных случаев рассеяния. Учтя дифракцию на изломах поверхности, он получил более точные, чем в ФО, выражения для ЭП в случае осевого падения волны на конус, цилиндр, параболические и сферические сегменты. Введенные для этого коэффициенты дифракции отличаются от применяемых в ГТД тем, что они описывают не полное поле рассеяния объекта (гладкая часть и ребра), а только рассеяние на ребрах [2, 7, 10].

Как и в других асимптотических методах, в теории П.Я. Уфимцева рассеяние имеет локальный характер, то есть полагается, что элементы поверхности рассеивают независимо друг от друга. Однако, его подход позволил уточнить расчет поля бегущих в тонком цилиндрическом проводнике волн за счет учета излучения при распространении.

В основе созданного П.Я. Уфимцевым метода краевых волн лежат результаты точных расчетов рассеяния на бесконечном клине. Согласно теории П.Я. Уфимцева разделяется рассеяние на гранях и ребре. Соответственно текущие по поверхности клина токи представляются в виде суммы "равномерного" и "неравномерного" токов. Равномерный ток соответствует току, который наводился бы в точке поверхности, если бы она была плоской, и совпадает с принятым в ФО. Отличие полного тока от приня-

того приближения ФО связывается с наличием ребра и называется неравномерной частью тока.

Хотя П.Я. Уфимцев не дает явных выражений для неравномерного тока, он получил простые асимптотические выражения для возбуждаемого им поля, которые приведены в [2, 7, 10].

Полученные асимптотически дифракционные коэффициенты заметно упрощают расчеты, однако их значения не определены при совпадении направления наблюдения с одной из граней ребра.

Для вычисления поля, рассеянного РЛО произвольной формы, метод П.Я. Уфимцева требует интегрирования по всей поверхности. При этом кривизна поверхности и ребра моделируются участками клина. Для тел больших электрических размеров, вторичное излучение которых определяется в основном конечным количеством центров рассеяния, такие интегралы достаточно точно могут быть вычислены методом стационарной фазы [8, 9], а полное поле оказывается равным сумме полей рассеяния этих центров.

Стремление получить максимально точное значение рассеяния РЛО сложной формы с минимальными вычислительными затратами породило несколько подходов, одним из которых является метод эквивалентных реберных токов. Идея использования искусственно введенных токов возникла и развивалась одновременно с ГТД и ФТД, как обобщение принципа Гюйгенса. Было предположено, что вблизи острых краев рассеивающего тела под действием падающей волны наводится ток, существенно отличающийся от того, который наводится на поверхности, и дающий заметный вклад в полное поле рассеяния. Предложено было ввести дополнительные электрический и магнитный токи, направленные вдоль ребра ("реберные токи"), а создаваемое ими поле в дальней зоне определять интегрированием по ребру порожденных ими элементарных сферических волн [25].

Таким образом, в первой части рассмотрены теоретические основы асимптотических методов расчета характеристик рассеяния РЛО сложной формы и больших электрических размеров. Далее в статье рассматриваются особенности их численной реализации.

В заключении отметим, что согласно Бекману [10, 26] ГО приближенно описывает рассеянное поле, тогда как ФО дает приближенное описание источников рассеянного поля. В первом случае предполагается, что наведенные источники локально такие же, как в случае падения плоской волны на бесконечную касательную плоскость. Эти источники излучают во всех направлениях совсем не так, как предсказывает ГО. Бекман отметил также, что условие применимости ФО требует выполнения неравенства $\lambda^2 \ll \rho_s^2$ (где ρ_s – радиус кривизны поверхности), в то время, как ГО требует, чтобы выполнялось неравенство $\sqrt{\lambda} \ll \sqrt{\rho_s}$ и, кроме того, вклад зеркального отражения в рассеянную волну должен играть главную роль [10, 26].

2. Особенности реализации асимптотических методов расчета вторичного излучения объектов больших электрических размеров на ЭВМ

Проведенный обзор методов расчета характеристик рассеяния показывает, что не существует единственного универсального метода, пригодного для оценок ЭП РЛО – область применения строгих методов ограничена объектами небольших электрических размеров, а асимптотические методы не всегда достаточно точны, особенно в случаях сложной формы, малых размеров и скользящих углов облучения. Поэтому практически пригодная методика расчетов характеристик рассеяния объектов сложной формы и больших электрических размеров должна включать в себя элементы различных методов.

Основными этапами расчетов ЭП РЛО являются [1, 7, 9 – 11]: анализ геометрии объекта, разделение его на простые части и выделение характерных черт – гладких поверхностей, ребер, полостей и т. д.; выделение освещенных и теневых областей; математическое моделирование формы и электрофизических характеристик компонентов объекта; оценка ЭП отдельных компонентов объекта; вычисление вклада многократных отражений; суммирование частных ЭП с включением, при необходимости, результатов точных расчетов и измерений.

2.1. Моделирование формы объекта

Одним из важнейших факторов, определяющих точность расчета ЭП РЛО, является как можно более точное задание его формы. Эта работа требует индивидуального подхода к каждому объекту. Метод задания формы объекта выбирается с учетом его особенностей.

В настоящее время, даже с появлением мощных программных продуктов компьютерного моделирования, процесс описания формы требует большого объема ручной работы. Возможны несколько подходов к описанию поверхности:

- аналитическое описание поверхности может применяться для тел достаточно простой формы. В этом случае вычисление ЭП сводится к простому интегрированию по поверхности;

- метод простейших компонентов [7, 9 – 11] заключается в том, что сложное тело представляется в виде совокупности некоторого количества тел простой формы – плоскостей, цилиндров, конусов и др., выражения для ЭП которых известны. Для такого набора тел определяются отдельные частные ЭП, которые затем складываются с учетом фазы;

- метод фазет [7-10]. Современные численные методы проектирования дают инструмент для наиболее точного моделирования сложных геометрических форм. Компьютерная 3-D модель представляет поверхность РЛО в виде набора небольших, обычно плоских, участков, количество которых определяется требованиями к точности результата. Такой метод

позволяет моделировать РЛО произвольной формы, проводя при этом анализ геометрии с выявлением ребер, затеняемых участков, областей, участвующих в многократных переотражениях. Точность аппроксимации тела определяется величиной фасет. При уменьшении их размера форма цифровой модели приближается к оригиналу. В моделях реальных РЛО с размерами в сотни и тысячи длин волн количество фасет исчисляется сотнями тысяч, и такой расчет требует применения быстродействующих ЭВМ.

2.2. Методика расчета, основанная на фасетной модели объекта

В настоящее время известно несколько независимых численных реализаций асимптотических методов расчета для фасетной модели объекта [7 – 10, 27 – 30]. При отличающихся методиках описания формы во всех известных моделях предусмотрено вычисление наиболее важных составляющих ЭП: физикооптической, вклада реберных токов в дальней зоне при различных поляризациях, учет многократных переотражений. В то же время в каждую программу включены дополнительные алгоритмы. Например, в [27] реализована методика учета вклада узких щелей и бегущих волн. В алгоритмах, описанных в работах [8, 9, 28 – 32], учтено рассеяние острых кромок, в том числе покрытых радиопоглощающим материалом. Количество созданных численных алгоритмов велико. Поэтому в данной части работы остановимся на общих принципах расчетов, использующих фасетные модели. После этого в качестве примера рассмотрим один из алгоритмов.

Первым шагом при подготовке вычислений является создание цифрового представления формы объекта. Наиболее удобным для расчетов рассеяния является моделирование поверхности тела набором плоских треугольных элементов, размеры которых задаются пользователем при формировании сетки, исходя из требуемой точности вычислений.

До начала расчетов созданная цифровая модель анализируется с точки зрения наличия затененных областей и возможности многократных переотражений. Обратная к направлению падения сторона поверхности объекта оказывается в тени. Кроме того, некоторые области объекта могут затеняться элементами конструкции объекта – выступами, крыльями, оперением. Так как используемое приближение ФО пренебрегает токами, наведенными в области тени, такие фасеты исключаются из расчетов. Фасеты, соответствующие затененной стороне, могут быть определены на основании знака скалярного произведения внешней нормали к поверхности и волнового вектора падающей волны. Области тени соответствует скалярное произведение этих векторов больше нуля. Для выявления фасет, затеняемых элементами конструкции объекта, может использоваться следующий алгоритм.

Набор вершин сетки разбиения поверхности проецируется на плоскость, перпендикулярную направ-

ленную на источник, в результате создается плоская сетка, образуемая проекциями вершин. Определяются области перекрытия проекций фасет и устанавливается набор фасет, центр тяжести которых расположен в таких областях. Затем для каждой области перекрытия фасеты упорядочиваются по расстоянию до источника, и освещенным является тот, расстояние до которого минимально. Описанные процедуры выполняются для каждого ракурса облучения.

Учет многократных переотражений производится с привлечением лучевых представлений ГО. В анализе взаимодействующих элементов рассматриваются все пары элементов поверхности – как освещенные первичной падающей волной, так и находящиеся в области тени. Для каждого освещенного элемента определяется направление зеркального отражения и проверяется наличие других элементов в этом направлении. Если такие элементы существуют, для каждого из них проверяется возможность отражения второго порядка.

Как и при анализе затенения, описанная процедура повторяется для каждого ракурса облучения.

После анализа геометрии поверхности объекта может быть начато вычисление составляющих рассеянного поля, как суммы компонент, обусловленных рассеянием гладкой частью поверхности, ребрами, в результате многократных переотражений и т. д.

Одним из методов расчета характеристик рассеяния РЛО, основанных на фасетной модели объекта, является метод, предложенный в работах [8, 9] и который предназначен для расчета характеристик рассеяния ИП объектов больших электрических размеров, имеющих изломы (кромки) поверхности, закрытые тороидальными поглощающими покрытиями, в произвольном бистатистическом случае. Метод основан на применении ИУ типа Стреттона-Чу и их асимптотических выражений в дальней зоне. При вычислении поля, рассеянного гладкими участками поверхности, возникает необходимость вычисления поверхностного интеграла от быстроосциллирующей функции. Для этого применяются специальные кубатурные формулы [33]. Для учета вклада кромочных участков в суммарное рассеянное поле при разнесенном приеме используется решение задачи рассеяния наклонно падающей плоской монохроматической волны на ИП клине, ребро которого закрыто цилиндром из радиопоглощающего материала [8, 9, 29 – 32].

В отличие от метода краевых волн [2], предполагающего использование решения модельной задачи непосредственно в дальней зоне, в разработанном методе расчета [8, 9, 31] решение ключевой задачи необходимо находить вблизи ребра клина, что можно осуществить посредством единых, справедливых во всех секторах разложений формул [8, 9, 32].

2.3. Метод простейших компонентов

Многочисленные экспериментальные исследования, проведенные в последние десятилетия, выявили главную особенность отражения радиоволн

сантиметрового и дециметрового диапазонов от объектов сложной формы – локальный характер отражения волн, проявляющийся в том, что на поверхности объектов наблюдаются немногочисленные участки интенсивного отражения. При не слишком высоких требованиях к результатам расчета поля, отраженного от сложных объектов, можно ограничиться рассмотрением только участков интенсивного отражения, пренебрегая остальной поверхностью. Сказанное выше составляют физические предпосылки метода простейших компонентов (локальных источников) [7, 9 – 11, 34]. Согласно данному методу, ЭП составных тел может быть достаточно хорошо оценена по простым формулам, полученным ФО и ГО (ГТД и ФТД), по крайней мере, для некоторых направлений если разбить тело на составляющие простых геометрических форм или близкие к ним. Его ЭП при учете фазовых соотношений можно представить в виде суммы частных ЭП [7, 9 – 11, 34]. Такой метод может давать приближенную предварительную информацию об РЛО. Основные из известных формул, описывающих ЭП простых тел, приводятся в работах [9 – 11]. Согласно данной модели [9 – 11, 34], ЭП, вычисленная как сумма частных ЭП составляющих объект тел, представляет главную особенность процесса рассеяния радиоволн. Эффекты дифракции относятся к второстепенным.

При моделировании необходимо учитывать зависимость ЭП различных тел от направления. Так, если для сферы она не зависит от направления падения волны, то для цилиндра, плоскости и других подобных поверхностей угловая зависимость ЭП имеет сложный лепестковый характер с максимумом в направлении нормали к поверхности и шириной лепестка $\approx \lambda/L$ (L – линейный размер объекта). Чем больше размер тела, тем выше ЭП в направлениях зеркального отражения и тем уже диапазон углов, в которых эти максимальные значения достигаются.

Если рассматриваемый объект представляет собой совокупность нескольких тел такого рода, разнесенных на расстояния, сравнимые с длиной волны излучения или превышающие ее, суммарную ЭП можно представить в виде суммы частных ЭП с учетом фазы отраженного сигнала. При этом фазовый множитель, который в этом случае претерпевает быстрые колебания при изменении направления облучения, создает характерную для интерференции многолепестковую картину ЭП.

Выводы

В настоящей статье проведен анализ методов расчета характеристик рассеяния РЛО. Рассмотрены точные методы решения рассматриваемой задачи, а также асимптотические (приближенные) методы расчета ЭП объектов сложной формы и больших электрических размеров. Проанализированы основные особенности задания формы объектов и реализации численных алгоритмов.

Проведенный анализ свидетельствует о том, что большое значение имеет точность задания формы объекта. От этого существенно зависит соответствие получаемых результатов моделирования физическим процессам рассеяния. Важно также знать электрофизические параметры диэлектрических материалов, применяемых в конструкции РЛО.

Выбор того или иного метода определяется конкретной задачей, а также типом объекта, его сложностью и электрическими размерами.

При расчете вторичного излучения РЛО меньших или соизмеримых с длиной волны рядом преимуществ обладает метод ИУ.

В случае объектов больших электрических размеров наибольшее применение находят методы фазет и простейших компонентов. Достоинством фазетного метода является возможность моделирования отражения от объектов, содержащих диэлектрические части и покрытия. Данный метод является более точным. Вместе с тем он достаточно сложен в численной реализации и его применение связано со значительными временными затратами. В случае РЛО, которые могут полностью быть представленными ИП компонентами, а также в случае объектов несложной формы, целесообразно применение метода простейших компонентов, который является более простым в численной реализации и не требует больших временных затрат.

Список литературы

1. Mentzer J. R. *Scattering and Diffraction of Radio Waves*. – London & New York: Pergamon Press, 1955. – 340 p.
2. Уфимцев П.Я. *Метод краевых волн в физической теории дифракции*. – М.: Сов. радио, 1962. – 243 с.
3. *Вычислительные методы в электродинамике / Под ред. Р. Миттры*. – М.: Мир, 1977. – 485 с.
4. Боровиков В.А., Кинбер Б.Е. *Геометрическая теория дифракции*. – М.: Связь, 1978. – 248 с.
5. Дмитриев В.И., Захаров Е.В. *Интегральные уравнения в краевых задачах электродинамики*. – М.: МГУ, 1987. – 167 с.
6. Колтон Д., Кресс Р. *Методы интегральных уравнений в теории рассеяния*. – М.: Мир, 1987. – 311 с.
7. Knott E.F., Shaeffer J.F., Tuley M.T. *Radar Cross Section. Second Edition*. – Boston, London: Artech House, 1993. – 611 p.
8. Сиренко Ю.К., Сухаревский И.В., Сухаревский О.И., Яшина Н.П. *Фундаментальные и прикладные задачи теории рассеяния электромагнитных волн*. – Х.: Крок, 2000. – 344 с.
9. Shirman Ya.D. et al. *Computer Simulation of Aerial Target Radar Scattering Recognition, Detection and Tracking*, Ya.D. Shirman (ed). – Norwood, M.A.: Artech House, 2002. – 382 p.
10. Львова Л.А. *Радиолокационная заметность ЛА*. – Снежинск: РФЯЦ – ВНИИТФ, 2003. – 232 с.
11. *Радиоэлектронные системы: Основы построения и теория: Справочник / Изд. 2-е, перераб. и доп.; Под ред. Я.Д. Ширмана*. – М.: Радиотехника, 2007. – 512 с.
12. Зоммерфельд А. *Дифференциальные уравнения в частных производных физики: Пер. с нем.* – М.: Изд-во иностранной литературы, 1950. – 456 с.
13. Taflove A., Umashankar K. R. *Review of FD-TD Numerical Modeling of Electromagnetic Wave Scattering and*

Radar Cross Section // *IEEE Tr. on AP.* – 1989. – Vol. 77, No 5. – P. 682-699.

14. Shankar V., Hall W.F., Mohammadian A.H. A Time-Domain Differential Solver for Electromagnetic Scattering Problems // *IEEE Tr. on AP.* – 1989. – Vol. 77, No 5. – P. 709-721.

15. Cole J.B. High-Accuracy Yee Algorithm Based on Non-standard Finite Differences: New Development and Verifications // *IEEE Tr. on AP.* – 2002. – Vol. 50, No 9. – P. 1185-1191.

16. Rylander T. and Bondeson A. Application of Stable FEM-FDTD Hybrid to Scattering Problems // *IEEE Tr. on AP.* – 2002. – Vol. 50, No 2. – P. 141-144.

17. Сухаревский О.И., Залевский Г.С. Рассеяние электромагнитных волн подповерхностными объектами резонансных размеров // *Радиофизика и радиоастрономия.* – 1998. – Т. 3, № 1. – С. 37-42.

18. Sarkar T.K., Arvas E. Scattering Cross Section of Composite Conducting and Lossy Dielectric Bodies // *IEEE Tr. on AP.* – 1989. – Vol. 77, No 5. – P. 788-795.

19. Su C. and Sarkar T.K. Adaptive Multiscale Moment Method (AMMM) for Analysis of Scattering From Three-Dimensional Perfectly Conducting Structures // *IEEE Tr. on AP.* – 2002. – Vol. 50, No 4. – P. 444-450.

20. Никольский В.В., Никольская Т.И. Электродинамика и распространение радиоволн. – М.: Главная редакция физико-математической литературы, 1989. – 544 с.

21. Верлань А.Ф., Сизиков В.С. Интегральные уравнения: методы, алгоритмы, программы. Справочное пособие. – К.: Наук. думка, 1986. – 544 с.

22. Knott E.F. A Progression of High-Frequency RCS Prediction Techniques // *IEEE Tr. on AP.* – 1985. – Vol. 73, No 2. – P. 252-264.

23. Фок В.А. Проблемы дифракции и распространения электромагнитных волн. – М.: Сов. радио, 1970. – 520 с.

24. Medgyesi-Mitschang L.N., Dau-Sing Wang. Hybrid Methods for Analysis of Complex Scatterers // *IEEE Tr. on AP.* – 1989. – Vol. 77, No 5. – P. 770-779.

25. Michaeli A. Equivalent Edge Current for Arbitrary Aspects of Observation // *IEEE Tr. on AP.* – 1984. – Vol. AP-32, No 3. – P. 252-258.

26. Beckmann P. *The Depolarisation of Electromagnetic Waves*, The Golem Press, Boulder, Colorado, 1968. – 340 p.

27. Youssef N.N. Radar Cross Section of Complex Targets // *IEEE Tr. on AP.* – 1989. – Vol. 77, No 5. – P. 722-734.

28. Математические модели рассеяния электромагнитных волн на объектах сложной формы / В.Н. Антифеев, А.Б. Борзов, Р.П. Быстров и др. // *Успехи современной радиоэлектроники. Сер.: Зарубежная радиоэлектроника.* – 1998. – № 10. – С. 39-52.

29. Эффективная поверхность рассеяния (ЭПР) объектов с неидеально отражающей поверхностью, имеющей изломы / О.И. Сухаревский, В.А. Василец, С.А. Горельишев, С.В. Нечитайло, К.И. Ткачук // *Зарубежная радиоэлектроника.* – М. – 2001. – № 6. – С. 41-48.

30. Сухаревский О.И., Василец В.А., Сазонов А.З., Ткачук К.И. Расчет рассеяния электромагнитной волны на идеально проводящем объекте, частично покрытом радиопоглощающим материалом, с помощью триангуляционных формул // *Радиофизика и радиоастрономия.* – 2000. – Т. 5, № 1. – С. 47-54.

31. Сухаревский О.И., Добродняк А.Ф. Рассеяние на конечном идеально проводящем цилиндре с поглощающими покрытиями линий излома в бистатическом случае // *Известия вузов. Радиофизика.* – 1989. – Т. 32, № 12. – С. 1518-1524.

32. Сухаревский О.И., Добродняк А.Ф. Трехмерная задача дифракции на идеально проводящем клине с радиопоглощающим цилиндром на ребре // *Известия вузов. Радиофизика.* – 1988. – Т. 31, № 9. – С. 1074-1081.

33. Сухаревский И.В., Семеняка Е.Н. Дополнительные разделы высшей математики. Вып.5. Квадратурные и кубатурные формулы (классика и новые разработки). – Х.: ХВУ, 1999. – 105 с.

34. Штагер Е.А. Рассеяние радиоволн на телах сложной формы. – М.: Радио и связь, 1986. – 184 с.

Поступила в редколлегию 2.06.2007

Рецензент: д-р техн. наук, проф. О. И. Сухаревский, Обьединенный научно-исследовательский институт Вооруженных Сил, Харьков.