

**На правах рукописи**

**КОГАН Борис Лазаревич**

**ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ ПОЛЯ КРУГОВОЙ ПОЛЯРИЗАЦИИ  
В ТЕОРИИ ЗЕРКАЛЬНЫХ АНТЕНН**

**05.12.07 - Антенны, СВЧ устройства и их технологии**

**Автореферат диссертации на соискание ученой степени  
доктора технических наук**



**Москва - 2004**

Работа выполнена во ФГУП «Особое конструкторское бюро Московского энергетического института»

Официальные оппоненты:

-доктор технических наук, профессор, член-корреспондент РАН

**БАХРАХ Лев Давидович;**

-доктор физико-математических наук, профессор

**ПЕРМЯКОВ Валерии Александрович;**

-доктор физико-математических наук, профессор

**ШЕВЧЕНКО Виктор Васильевич**

Ведущая организация: НИИ Радио, г. Москва

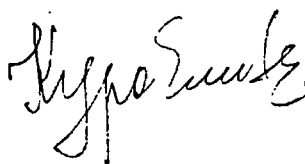
Защита состоится 7 октября 2004 г. в 15.30 в ауд. А-402 на заседании диссертационного совета Д 212.157.05 Московского энергетического института (технического университета) по адресу: 111250 Москва, Красноказарменная ул., д. 17.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке Московского энергетического института (технического университета).

Отзывы на автореферат в двух экземплярах, заверенные печатью организации, просим направлять по адресу: 111250 Москва, Красноказарменная ул., д.14, Ученый совет МЭИ.

Автореферат разослан «\_\_» сентября 2004 г.

Ученый секретарь  
диссертационного совета  
Д212.157.05

  
Т.И. Курочкина

### Общая характеристика работы.

Научно-техническая проблема. В диссертации с целью повышения эффективности инженерно-технического проектирования совершенствуется электродинамическая модель зеркальной антенны.

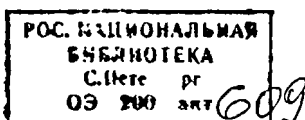
В рамках электродинамических моделей осуществляется решение как прямых задач, связанных с определением радиотехнических характеристик антенн с заданной геометрией, так и обратных - задач синтеза и оптимизации.

Использование строгих вычислительных алгоритмов математического аппарата граничных задач для системы уравнений Максвелла при решении прямых задач позволяет обеспечить достоверность и точность оценки суммарных эффектов влияния многочисленных факторов, но при этом ограничена возможность анализа существенных причин искажений, поляризационных и дифракционных, и выработка способов их уменьшения. Процесс инженерного проектирования требует решения обратных задач, для которых в электродинамических моделях разработаны специфические методы постановки и решения задач синтеза и оптимизации. Для эффективного решения этих задач должны быть сформированы представления об идеальных характеристиках антенн и обеспечена возможность проведения анализа источников искажений.

Совершенствование электродинамической модели в диссертации с целью применения при комплексной оптимизации зеркальных антенн и их важнейших элементов направлено на повышение достоверности и вычислительной эффективности машинных методов решения обратных задач, чтобы, в итоге, отказаться от длительного и дорогостоящего экспериментального моделирования.

В совершенствовании нуждаются методы поляризационного анализа в рамках электродинамической модели, как в строгой, так и в геометрооптической постановке. Необходима выработка эффективных критериев и признаков снижения и полного отсутствия кроссполяризованного излучения, а также разработка инженерных методов выделения источников этого излучения.

Как известно, потери из-за дифракционных эффектов уменьшаются, а шумовая температура зеркальной антенны снижается при уменьшении уровня



облучения кромок зеркал. Поэтому методы дифракционного анализа необходимо дополнить представлениями о предельно низких дифракционных искажениях в зеркальных антеннах, при достижении которых дальнейшее уменьшение уровня облучения кромок приводит только к ухудшению технических параметров.

Для увеличения эффективности вычислительных алгоритмов в электродинамическую теорию зеркальных антенн необходимо внедрять лучшие достижения математики и компьютерных технологий.

В результате решения названных проблем автором разработано новое физико-математическое и программное обеспечение электродинамического моделирования, применённое на практике в процессе оптимизации зеркальных антенн и их элементов.

Актуальность повышению качества электродинамического моделирования связана с повышением требований к характеристикам зеркальных антенн, вызванным необходимостью решения проблем радиосвязи, радиоастрономии, радиолокации, электромагнитной совместимости, а также определяющей ролью математического моделирования в современной методологии создания новых образцов техники. В технике крупных зеркальных антенн повышение качества электродинамической модели особенно важно из-за высокой стоимости сооружения антенн и проведения экспериментов, и из-за того, что экспериментальные данные о результативной эффективности проектирования крупных зеркальных антенн могут быть получены только по прошествии значительного времени.

Новый метод моделирования электродинамических процессов в зеркальных антеннах, разработанный в диссертации, основан на единственно возможном преобразовании формы уравнений Максвелла, при котором система уравнений Максвелла распадается на два независимых векторных уравнения по поляризационному принципу. Каждое уравнение описывает процесс возбуждения и излучения волн круговой поляризации: одно - правого направления вращения, другое - левого. Поля, связанные с каждым из преобразованных векто-

ров, инвариантны (с точностью до умножения на константу) при перестановке двойственности. Преобразование использовалось под разными названиями в математике, электродинамике, релятивистской физике и оптике, обобщалось на более сложные материальные среды. Одно из названий преобразованных векторов электромагнитного поля - векторы Фарадея. В теории антенн преобразованные решения уравнений Максвелла применялись в работах Рамзея при построении теории частотно-независимых антенн. Однако уникальные свойства векторов Фарадея совершенно не использовались в теории и технике зеркальных антенн.

Систематическое применение векторов Фарадея позволило уменьшить трудоёмкость строгих и приближенных методов решения электродинамических задач, и в частности, вычисления поляризационных и дифракционных характеристик зеркальных антенн. Свойства симметрии структуры векторных полей круговой поляризации дали возможность применения результатов математической теории представлений группы вращений для определения более простого, чем общепринятый, ортогонального базиса электромагнитных полей и диаграмм направленности антенн в сферической системе координат, что также способствовало увеличению эффективности вычислительных алгоритмов. Развитие асимптотической теории дифракции для векторов Фарадея в совокупности с применением современных систем символьных вычислений на ЭВМ привели к определению нижнего порога дифракционных потерь. Поляризационный принцип разделения уравнений Максвелла позволил установить идеальные граничные условия, препятствующие возбуждению кроссполяризации, на качественном уровне решать задачи нахождения источников кроссполяризации, оценивать уровень кроссполяризационных погрешностей в отдельных элементах радиооптической схемы. Использование закономерностей сферической геометрии по отношению к поляризационным и фазовым характеристикам векторов Фарадея дало возможность формулировать на инженерном уровне простые геометрические признаки отсутствия кроссполяризованного излучения в

лучеводах и зеркальных антеннах при облучении их идеально поляризованными источниками

Разработанные методы моделирования и оценки влияния исследованных в диссертации факторов на радиотехническую эффективность зеркальных антенн положены в основу алгоритмов и программного обеспечения проектирования и многопараметрической оптимизации эффективности зеркальных антенн различного назначения и их элементов.

**Новые научно-технические результаты и положения, выдвигаемые для публичной защиты:**

1. Создание новой электродинамической модели в теории зеркальных антенн, используемой при построении таких антенн и исследовании их характеристик, основанной на применении векторов Фарадея, для которых система уравнений Максвелла распадается на два независимых уравнения по поляризационному принципу.
2. Формулировка и обоснование критерия отсутствия кроссполяризованного рассеянного электромагнитного поля при облучении рассеивающего тела волнами круговой поляризации, сформулированного в терминах соотношений между элементами матрицы локального поверхностного импеданса.
3. Упрощение формы векторных сферических гармоник на основе применения результатов математической теории представлений группы вращений трехмерного пространства с целью упрощения решений уравнений Максвелла
4. Новая формулировка условий сохранения поляризационной структуры в геометрооптическом приближении поля идеально поляризованного источника применительно к эллипсоидальным и гиперболоидальным элементам зеркальных антенн широкого класса.
5. Новая форма точного векторного решения задачи дифракции плоской волны на проводящей полуплоскости, и построенное на базе этого решения, равномерное по уровню облучения криволинейной кромки вы-

сокочастотное векторное асимптотическое разложение, позволяющее осуществлять более достоверный расчет кромочного рассеяния. Обоснование расчётной формулы для минимально достижимого уровня дифракционных потерь в осесимметричной двухзеркальной антенне Кассегрена.

6. Оценка вклада различных типов источников и граничных условий в кроссполаризованное излучение зеркальных антенн круговой и линейной поляризации, позволяющая определять технические допуски.
7. Повышение достоверности и вычислительной эффективности машинного моделирования и комплексной оптимизации различных зеркальных антенн и их важнейших элементов на основе применения новой электродинамической модели зеркальной антенны.

**Практическое использование** полученных результатов. Разработанный метод электродинамического моделирования зеркальных антенн прошёл практическую апробацию при проектировании зеркальных антенн. С помощью программного обеспечения, созданного автором, проводилось проектирование и многопараметрическая оптимизация параметров зеркальных антенн и их важнейших элементов. В результате осуществления этих проектов во ФГУП ОКБ МЭИ были созданы и успешно функционируют более 10 крупных зеркальных антенн и антенных комплексов, разработанных в интересах МО РФ и РАН. Разработанные теоретические положения могут использоваться также в учебном процессе в курсах электродинамики и антенной техники радиотехнических факультетов высших учебных заведений.

**Достоверность и практическая ценность результатов диссертации** определяется математической строгостью полученных выводов и подтверждается натурными испытаниями созданных с использованием материалов диссертации зеркальных радиотелескопов, а также достигнутым при проектировании высоким качеством характеристик многолучевой антенны. Ценность результатов характеризуется также актами о внедрении в технические средства МО РФ, ФГУП ОКБ МЭИ и ГУЛНПП «АТС».

Апробация материалов диссертации проводилась на Российских и международных симпозиумах и семинарах по антеннам: III международной научно-технической конференции «Ангенно-фидерные устройства, системы и средства радиосвязи» (Воронеж-май-1997), конференции по антеннам и распространению радиоволн в Давосе, Швейцария, апрель 2000, семинаре Российского отделения ШЕЕ по антеннам и распространению радиоволн, в электронном «Журнале радиоэлектроники» Российской академии наук, международном симпозиуме по спутниковой связи (SCRS'99, Китай, октябрь 1999), 27 радиоастрономической конференции (С-Петербург, ноябрь, 1997).

Публикации. Материалы диссертации изложены в 14 печатных работах, 11 из которых без соавторов.

Структура и объём диссертации. Диссертация состоит из введения, четырёх глав, заключения, приложений и списка литературы, содержащего 99 наименований. Объём работы 179 страниц.

#### Содержание работы

Во введении приведена постановка проблемы, обоснование актуальности её решения, краткая характеристика нового научного метода для решения, формулируются основные результаты и положения работы, выдвигаемые автором для публичной защиты, а также характеризуется современное состояние проблемы и дается обзор литературы.

Глава 1. Элементы теории электромагнитных полей круговой поляризации.

##### 1.1 Разбиение системы уравнений Максвелла.

В уравнениях Максвелла для однородного пространства:

$$\begin{cases} \operatorname{rot} \mathbf{E} = -i\omega\mu_0\mathbf{H} - \mathbf{j}^m \\ \operatorname{rot} \mathbf{H} = i\omega\epsilon_0\mathbf{E} + \mathbf{j}^e \end{cases}$$

предлагается взаимно однозначно перейти от векторов электрического и магнитного поля  $\mathbf{E}, \mathbf{H}$  к векторам Фарадея по формулам:

$$\mathbf{F}_{\pm} = 0.5 \left( \mathbf{E} \mp i\sqrt{\mu_0/\epsilon_0} \mathbf{H} \right) \quad (1)$$



Двойные знаки в этой и последующих формулах предполагают альтернативное использование либо только верхних, либо только нижних знаков. Если ввести обозначения.

$$k = \omega \sqrt{\mu_0 \epsilon_0}, \quad z_0 = \sqrt{\mu_0 / \epsilon_0}, \quad \mathbf{j}_\pm = -0.5(\mathbf{j}^m \pm \epsilon_0 \mathbf{j}^e)$$

преобразованные уравнения Максвелла примут вид:

$$\operatorname{rot} \mathbf{F}_\pm \mp k \mathbf{F}_\pm = \mathbf{j}_\pm. \quad (2)$$

В средах с пространственной зависимостью волнового импеданса определение (1) должно быть модифицировано, однако в рассматриваемой нами ситуации это приводит только к изменению размерности. Определение полей, связанных с векторами Фарадея, обеспечивает их инвариантность (с точностью до умножения на константу) при перестановке двойственности.

## 1.2 Физическая интерпретация.

Система уравнений относительно векторов поля  $E, H$  в новых обозначениях сводится к двум независимым уравнениям относительно векторов Фарадея  $\mathbf{F}_+, \mathbf{F}_-$ , со своими источниками поля в правой части уравнений, также независимыми. Физически это означает, что преобразованные векторы поля  $\mathbf{F}_+, \mathbf{F}_-$  возбуждаются и распространяются независимо друг от друга. Каждый вектор поля  $\mathbf{F}_+, \mathbf{F}_-$  удовлетворяет векторному дифференциальному уравнению первого порядка. В работах Рамзея показано, что источники  $\mathbf{j}_+$  возбуждают в дальней зоне по всем направлениям волну идеальной правой круговой поляризации, а источники  $\mathbf{j}_-$  - волну идеальной левой, поэтому поля векторов Фарадея можно считать поляризованными по кругу в некотором обобщённом смысле в любой точке пространства. Разложение электромагнитного поля по векторам Фарадея носит более фундаментальный характер, чем разложение на линейно-поляризованные составляющие, зависящее от выбора направлений осей системы координат, и на  $TE$  и  $TM$  волны, возможное лишь в некоторых системах координат.

Все физические соотношения электромагнитного поля могут быть выражены в терминах векторов Фарадея  $\mathbf{F}_+, \mathbf{F}_-$ . Например, выражение для вектора Умова-Пойнтинга можно записать в виде:

$$\mathbf{P} = \frac{1}{2z_0} \text{Im}([\mathbf{F}_+, \mathbf{F}_+] - [\mathbf{F}_-, \mathbf{F}_-])$$

Знак минус перед векторным произведением  $[\mathbf{F}_-, \mathbf{F}_-]$  означает, что направление векторного произведения для вектора Фарадея левой круговой поляризации противоположно направлению распространения волны. Векторные произведения  $[\mathbf{F}_+, \mathbf{F}_+]$ ,  $[\mathbf{F}_-, \mathbf{F}_-]$  одноимённых, но комплексно сопряжённых векторов, в отличие от векторного произведения  $[\mathbf{E}, \mathbf{H}^*]$ , принимают чисто мнимые значения, потому что энергия электрического и магнитного поля в полях Фарадея  $\mathbf{F}_+, \mathbf{F}_-$  сбалансирована. Векторы поля поляризаций различного направления вращения не взаимодействуют друг с другом.

При корректной постановке краевой задачи для уравнения  $\text{rot} \mathbf{F}_\pm \mp k \mathbf{F}_\pm = 0$  в качестве граничных условий на поверхности задаётся значение одной (линейной) касательной составляющей вектора  $\mathbf{F}$  на поверхности. Условие излучения для векторов Фарадея  $\mathbf{F}_\pm$  может быть записано в виде:

$$\mathbf{F}_\pm \mp i \mathbf{F}_\pm = o(1/r) \text{ при } r \rightarrow \infty \quad (3)$$

1.3 Общий вид импедансных граничных условий, которые не допускают возбуждения кроссполяризованного излучения.

Векторы Фарадея  $\mathbf{F}_+$  и  $\mathbf{F}_-$  независимо возбуждаются и распространяются в свободном пространстве. В присутствии рассеивателей уравнения для этих векторов, как правило, связаны между собой краевыми условиями. Например, для идеально проводящей поверхности, краевое условие  $\mathbf{E}_\tau = 0$ , в результате применения соотношений (1) преобразуются в форму условий связи уравнений (2) через касательные составляющие векторов Фарадея. Однако можно выделить случай, когда задачи возбуждения и рассеяния векторов Фарадея  $\mathbf{F}_+$  и  $\mathbf{F}_-$

полностью разделены, и кроссполяризованное излучение в задачах возбуждения и рассеяния в присутствии поверхностей такого рода не возникает.

Общее импедансное краевое условие на границе локально реагирующего рассеивающего тела можно представить в виде:

$$[n, E] = \begin{pmatrix} z_{11} & z_{12} \\ z_{21} & z_{22} \end{pmatrix} [n, [n, H]] \quad , \quad (4)$$

где  $n$  - единичный вектор внешней нормали. Справедливо следующее утверждение:

*Если матрица импеданса в каждой точке границы удовлетворяет условию взаимности  $z_{12} = z_{21}$  и определитель матрицы равен  $z_0^2$ :*

$$\det Z = z_{11}z_{22} - z_{12}z_{21} = z_0^2, \quad (5)$$

*то векторы Фарадея  $F_x, F_y$  являются решениями двух независимых граничных задач рассеяния (или возбуждения).*

Это означает, что система уравнений Максвелла с граничным условием (4) переходит в этом случае в две независимые краевые задачи:

$$\operatorname{rot} F_{\pm} \mp k F_{\pm} = j_{\pm}, \quad a_{xz} F_{xz} + a_{yz} F_{yz} = 0 \quad (6)$$

В выражении (6)  $F_{xz}, F_{yz}$  - ортогональные касательные составляющие поля в произвольной ортогональной системе координат на границе. Скалярные функции  $a_{xz}, a_{yz}$  получаются из элементов матрицы импеданса, если выполнены условия (5). Таким образом, рассеянное поле имеет то же направление вращения круговой поляризации, что и падающее. Кроссполяризованная составляющая отсутствует.

Выполнение условия взаимности существенно. Если это условие не выполнено, полное разделение задач невозможно. В этом случае к виду (6) можно привести только одно из краевых условий при выполнении одного из равенств:

$$\det Z \pm iz_0(z_{12} - z_{21}) = z_0^2$$

При рассеянии поверхностью, импеданс которой удовлетворяет такому условию, поле одного из векторов Фарадея будет частично трансформироваться в

поле противоположной поляризации, а поле другого будет рассеиваться без кроссполяризации.

Особенно важным случаем условия (5) является случай реактивной анизотропной матрицы импеданса. В этом случае в каждой точке границы матрица импеданса может быть приведена к диагональному виду соответствующим поворотом ортогональных осей. Условия возможности полного разделения граничных задач по поляризационному принципу принимают форму:

$$x_1 x_2 = -z_0^2, \quad (7)$$

где  $x_1, x_2$  - собственные реактансы матрицы импеданса в произвольной точке границы. Условие (7) совпадает с известным «балансным гибридным условием», выполнение которого обеспечивает существенное ослабление кроссполяризованного излучения гофрированных рупоров.

Условия (5, 7) относительно элементов матрицы поверхностного импеданса являются достаточными условиями отсутствия кроссполяризованной составляющей в рассеянном поле. Хотя эти условия достаточно общие, некоторые краевые задачи для векторов Фарадея разного направления вращения могут трактоваться только как их предельные случаи. Это относится к задачам с «жёсткими» и «мягкими» краевыми условиями. Указанное обстоятельство связано с тем, что не любая краевая задача может быть описана в терминах граничных условий М.А. Леонтовича относительно поверхностного импеданса. Наиболее общее описание краевых условий для пассивных рассеивающих поверхностей возможно в терминах локальной матрицы рассеяния. Такое описание в диссертации использовано для доказательства *необходимых и достаточных условий (критерия) отсутствия кроссполяризованной рассеянной составляющей*. Со ссылкой на математическую теорию доказано также, что при выполнении этих условий соответствующие краевые задачи являются корректно поставленными. Из данного критерия следует, что недиссипативные рассеиватели, обеспечивающие отсутствие кроссполяризации, должны быть анизотропными.

Такие свойства реализуются в гофрированных структурах. Электромагнитные свойства гофрированных структур обеспечивают широкий спектр их

применения, как поляризованных фильтров в распространённых типах облучателей, развязывающих устройств и устройств, поддерживающие поверхностную волну (в направлении индуктивного импеданса). Использование уравнений Максвелла в форме уравнений для векторов Фарадея позволяет в явном виде выразить эффект применения гофрированных структур, приводит к более эффективным алгоритмам при решении электродинамических задач.

#### 1.4 Векторные сферические гармоники в базисе круговых поляризаций.

Математический аппарат векторных сферических функций применяется для расчёта электромагнитных полей излучения облучателей, преобразований результатов измерения антенных характеристик в установках ближней зоны, расчёта взаимного импеданса элементов фазированных антенных решёток и при решении различных электродинамических задач. Традиционно в качестве базиса используются электромагнитные мультиполю, введённые в работах Ми и Дебая в начале 20 века и представляющие элементы разложения электромагнитного поля в сферических координатах на  $TE$  и  $TM$  волны. С тех пор преобразование формы мультиполей коснулось только нормировки, в связи с преодолением вычислительных трудностей. Более совершенный аппарат сферических функций был построен математиками при создании теории представлений групп. В ходе проведения этих работ, инициированных потребностями квантовой физики, появились специальные функции, инвариантно определённые относительно группы вращений для представления произвольных векторных и более общих физических полей. В то же время в электродинамике и антенной технике продолжают пользоваться старыми векторными сферическими гармониками, определёнными менее эффективными алгоритмами.

«Матричные элементы неприводимых представлений группы вращений трёхмерного пространства», выражаются через углы Эйлера по формулам:

$$P_{m,j}^n(\cos \vartheta) e^{-j(m\varphi + l\psi)}, \quad (8)$$

Углы Эйлера  $\varphi, \vartheta, \psi$  определяют общего вида вращение сферической системы координат в трёхмерном пространстве, причём углами  $\varphi, \vartheta$  задаются сфериче-

ские координаты полярной оси в повернутом положении, а углом  $\psi$  - угол поворота системы координат относительно оси в новом положении. Функции  $P_{m,l}^n(\cos \vartheta)$ , введенные советскими математиками И.М. Гельфандом и З.Я. Шапиро в 50-годах, определены в явной форме, имеются соотношения симметрии и рекуррентные соотношения, а также формулы связи этих функций с классическими функциями Лежандра. Для представления радиальных составляющих векторных функций и скалярных функций используются матричные элементы с индексом  $l = 0$ , потому что значение такой функции в точке со сферическими координатами  $\varphi, \vartheta$  не зависит от изменения угла  $\psi$ . Представление составляющих векторных функций, касательных к сфере, осуществляется с помощью матричных элементов, индекс которых принимает значения  $l = \pm 1$ , знак плюс для правой круговой поляризации и минус для левой.

Функции  $P_{m,0}^n(z)$  пропорциональны присоединённым функциям Лежандра, а функции  $P_{m,\pm 1}^n(\cos \vartheta)$  для поперечных составляющих векторов связаны с присоединёнными функциями Лежандра по формулам, которые следуют из рекуррентного соотношения:

$$\sqrt{1-z^2} \frac{dP_{m,l}^n(z)}{dz} \pm \frac{lz-m}{\sqrt{1-z^2}} P_{m,l}^n(z) = -i\sqrt{(n \mp l)(n \pm l + 1)} P_{m,l \pm 1}^n(z) \quad (9)$$

Для вычисления функций  $P_{m,\pm 1}^n(\cos \vartheta)$  применяют соотношения симметрии:

$P_{m,l}^n(z) = P_{l,m}^n(z) = P_{-m,-l}^n(z)$ , при  $-1 < z < 1$ , а также  $P_{m,l}^n(-z) = (-1)^{n-m-l} P_{m,-l}^n(z)$ . Из соотношений симметрии следует, что при вычислениях касательных составляющих векторных сферических гармоник достаточно ограничиться явным выражением только одной новой функции  $P_{m,1}^n(z)$ , один из нижних индексов которой равен 1:

$$P_{m,1}^n(z) = i^{-m-1} \sqrt{\frac{(n-m)(n-1)!}{(n+m)(n+1)!}} \left(\frac{1+z}{1-z}\right)^{\frac{m+1}{2}} \sum_{k=\max(m,1)}^n \frac{(-1)^k (n+k)!}{(n-k)!(k-m)!(k-1)!} \left(\frac{1-z}{2}\right)^k \quad (10)$$

В выражении (10)  $P_{1,1}^n(1) = 1$ , а при  $m \neq 1$   $P_{m,1}^n(1) = 0$ , поэтому диаграммы направленности осевого излучения (в положительном направлении оси) могут описываться только функциями  $P_{1,1}^n(\cos \vartheta)$  ( $P_{-1,-1}^n(\cos \vartheta)$ ).

Система функций  $\{e^{-im\varphi} P_{m,l}^n(\cos \vartheta)\}$  при  $l = 0, \pm 1$ ,  $n \geq |l|$ , и  $-n \leq m \leq n$  образует ортогональный базис для составляющих произвольной квадратично интегрируемой векторной функции  $\mathbf{F}(\vartheta, \varphi) = (F_1, F_0, F_{-1})$ , определенной на сфере, где  $F_1$  - это составляющая правой круговой поляризации,  $F_0$  - радиальная составляющая, а  $F_{-1}$  - составляющая левой круговой поляризации. Соотношения ортогональности функций  $\{e^{-im\varphi} P_{m,l}^n(\cos \vartheta)\}$  записываются в виде:

$$\begin{aligned} \frac{1}{4\pi} \int_0^{2\pi} \int_0^\pi e^{i(m_1 - m_2)\varphi} P_{m_1, l_1}^{n_1}(\cos \vartheta) \overline{P_{m_2, l_2}^{n_2}(\cos \vartheta)} \sin \vartheta d\vartheta d\varphi = \\ = \frac{1}{(2n_1 + 1)} \delta_{m_1, m_2}^{n_1, n_2} \end{aligned} \quad (11)$$

С учетом условий симметрии касательные составляющие правой и левой поляризаций раскладываются по одной и той же системе функций, подобно ортогональным составляющим в поперечном сечении волновода. Младшей гармоникой диаграмм направленности осевого излучения служит кардиоидная диаграмма направленности:  $P_{1,1}^1(\cos \vartheta) = (1 + \cos \vartheta)/2$ . Кардиоидная составляющая может быть выделена в качестве общего множителя для всех гармоник осевого излучения.

Сферические электромагнитные мультиполи, представленные через векторы Фарадея с касательными составляющими правой и левой круговых поляризаций  $\mathbf{F}(\vartheta, \varphi) = (F_1, F_0, F_{-1})$ ; имеют следующий вид [13]:

$$\mathbf{F}_\pm = \begin{pmatrix} F_1 \\ F_0 \\ F_{-1} \end{pmatrix} = e^{-im\varphi} \begin{pmatrix} P_{m,1}^n(\cos \vartheta) \left( \frac{d}{dr} + \frac{1}{r} \mp ik \right) \\ P_{m,0}^n(\cos \vartheta) \sqrt{\frac{n(n+1)}{2}} \frac{1}{r} \\ P_{m,-1}^n(\cos \vartheta) \left( \frac{d}{dr} + \frac{1}{r} \pm ik \right) \end{pmatrix} h_n^{(2)}(kr) \quad (12)$$

В выражении (12)  $h_n^{(2)}(kr)$  - сферические функции Ханкеля второго рода, удовлетворяющие условию излучения. Дифференциальные операторы действуют только на эти функции. При  $n=1$  выражение (12) представляет поля элементарных излучателей - элемента Гюйгенса осевого направления при  $m=\pm 1$ , элемента Гюйгенса, излучающего в противоположном направлении при  $m=\mp 1$  и элементарного осевого диполя при  $m=0$ . (Верхний знак везде относится к векторам Фарадея правой круговой поляризации, а нижний - левой.) Векторные сферические мультиполи в дальней зоне имеют лишь по одной ненулевой составляющей:

$$F_+ \sim 2i^n \frac{e^{-ib}}{r} \begin{pmatrix} P_{m,1}^n(\cos \vartheta) \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} e^{-im\varphi}; F_- \sim 2i^n \frac{e^{-ikr}}{r} \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ P_{m,-1}^n(\cos \vartheta) \end{pmatrix} e^{-im\varphi} \quad (13)$$

Полученные новые представления векторных сферических гармоник имеют ту же область применения, что и традиционные, но выгодно отличаются простотой и симметрией. Количество интегралов, которые необходимо вычислять при расчёте разложений по предложенной системе векторных сферических гармоник, снижается, по меньшей мере, вдвое из-за исходной независимости векторов Фарадея ортогональных поляризаций. Это существенно уменьшает объём вычислительной работы.

1.5 Геометрооптическое преобразование поляризации идеально поляризованного точечного источника в зеркальной антенне.

Действенное определение понятия кроссполяризации было дано лишь в начале 70-годов в работе Людвига. К этому времени актуальность требований к поляризационным характеристикам антенн, особенно несимметричных, основывалась уже на практической необходимости. Согласно, так называемому, третьему определению Людвига, кроссполяризация в антенне отсутствует, если поляризационная характеристика антенны совпадает с поляризационной характеристикой некоторого элемента Гюйгенса. *Ось этого элемента Гюйгенса можно назвать осью поляризации данной идеально поляризованной антенны.*



Она не всегда совпадает с направлением максимального излучения антенны, и никак не связана с амплитудной диаграммой направленности.

Ряд условий отсутствия кроссполяризованного излучения в приближении геометрической оптики в несимметричных антеннах и лучеводах, состоящих из нескольких фокусирующих поверхностей второго порядка основан на правилах преобразования направления оси поляризации:

*Пусть идеально поляризованный источник помещен в один из фокусов гиперболоида или эллипсоида, а ось поляризации источника отклонена от фокальной оси рассматриваемой поверхности второго порядка на угол  $\beta$ . Тогда источник отражённого поля во втором фокусе будет также идеально поляризован, а его ось поляризации будет отклонена от фокальной оси на угол  $\alpha$ , определяемый формулой:*

$$\operatorname{ctg} \frac{\alpha}{2} = \frac{e+1}{|e-1|} \operatorname{ctg} \frac{\beta}{2}, \quad (14)$$

где  $e$  – эксцентриситет поверхности второго порядка:

Геометрооптическое преобразование луча, направленного вдоль оси поляризации, отличается от преобразования направления оси поляризации заменой котангенсов на тангенсы в формуле (14). Различие законов преобразования, применительно к несимметричной двухзеркальной антенне, позволяет добиться одновременно хорошего облучения и отсутствия кроссполяризации в её диаграмме направленности.

Доказательство утверждения в диссертации основано на связи поляризационных искажений, возникающих при отражении, с понятием сферического избытка сферического треугольника поляризаций, которая была установлена П. Вудом при анализе эффектов кроссполяризации несимметричной параболической зеркальной антенны.

Использование понятия сферический избыток полезно во всех случаях, когда в рассматриваемой задаче имеются сферические волновые фронты или сферические поверхности. Эффективность использования этого понятия связана не только с геометрией, но и со специфическим выбором правила отсчёта

глав, принятого в антенной технике. При измерении диаграмм направленности начало отсчета угла поворота плоскости поляризации  $\Psi$  в направлении луча, определяемом сферическими координатами  $\{\vartheta, \varphi\}$ , в антенной технике выбирается так, чтобы выполнялось равенство  $\varphi + \psi = 0$ . При таком правиле отсчёта угла поворота плоскости поляризации синфазно облучённый раскрыв остаётся синфазным, независимо от поляризации облучателя в осевом направлении. Для диаграмм направленности, представленных с помощью векторов Фарадея, через сферический избыток выражаются фазовые искажения при повороте системы координат. В диссертации приведены формулы преобразования векторных сферических гармоник при повороте полярной оси сферической системы координат, использующие понятие сферического избытка.

Простые геометрические соотношения, выведенные в данном разделе, расширяют арсенал строго полученных результатов, касающихся поляризационных искажений, доступных инженеру. Они же используются и на более трудоёмком электродинамическом уровне, при вычислениях разложений электромагнитных полей по сферическим гармоникам.

**Глава 2.** Решение дифракционных задач с использованием векторных полей круговой поляризации.

2.1. Векторное решение задачи дифракции плоской волны на проводящей полуплоскости

Основой геометрической теории дифракции, созданной Келлером, являются аналитические решения ряда модельных задач электродинамики, которые несут в себе характерные признаки всех интересных прикладных дифракционных задач. Из модельных задач либо берутся некоторые коэффициенты, которые затем используются в близких ситуациях (Келлер), либо на базе решения модельной задачи (работы В.М. Бабича, В.С. Булдыреза, Ю.А. Кравцова, В.А. Боровикова, Б.Е. Кинбера) строится *«асимптотический анзац» - функциональный шаблон для получения асимптотических решений*. Одной из таких задач является задача дифракции на проводящей полуплоскости.

Известно, что любое векторное решение этой задачи может быть получено как линейная комбинация двух решений, соответствующих двум поляризациям падающей плоской волны. Ввиду сложных выражений векторных решений для построения асимптотического анзаца в известных работах используются не они, а скалярные решения задач Дирихле и Неймана, которые для модельной задачи однозначно определяют векторные решения. Однако, на базе скалярных асимптотических решений векторное решение может быть строго получено лишь тогда, когда возможно представление векторного решения в виде разложения на  $TE$  и  $TM$  волны; Поэтому для построения асимптотического анзаца в общем случае предпочтительней брать векторное решение. Такую возможность предоставляет применение векторов Фарадея.

Векторное решение задачи дифракции электромагнитных полей круговой поляризации для случая, когда плоскость падения ортогональна кромке полуплоскости, имеет следующий вид [6]:

$$\mathbf{F}_{\pm} = \mathbf{F}_{\pm}^{FO} \mathcal{F}(\sqrt{k(s_{sp} - s_{so})}) \pm \frac{1}{k} \left[ \nabla \mathcal{F}(\sqrt{k(s_{sp} - s_{so})}), P_{sp} \mathbf{F}_{\pm}^{FO} \right] \quad (15)$$

В этой формуле:  $\mathbf{F}_{\pm}^{FO}$  - геометрикооптическая часть поля, в данном случае плоская волна того же направления вращения, что и весь компонент,  $\mathcal{F}(u)$  - интеграл Френеля,  $\mathcal{F}(u) = \left( e^{i\pi/4} / \sqrt{\pi} \right) \int_0^u e^{-t^2} dt$ ,  $P_{sp} \mathbf{F}_{\pm}^{FO}$  - оператор проектирования на направление кромки полуплоскости,  $s_{sp}$ ,  $s_{so}$  - эйконалы краевой и геометрикооптической волн.

Формула (15) определяет не всё электромагнитное поле, а лишь компонент, соответствующий падающей или отражённой волне. Векторная сумма падающей и отражённой плоских волн удовлетворяет краевому условию на идеально проводящей плоскости, в этом случае сумма полей, определяемых формулой (15), будет удовлетворять краевому условию на полуплоскости.

Весь компонент, связанный с падающей или отражённой плоской волной, включая френелевскую и краевую составляющие, будет иметь круговую поляризацию того же направления вращения, что и плоская волна. Формулу (15)

удобно использовать в качестве основы для векторного асимптотического анзаца. Доказательство формулы (15) в диссертации основано на стандартном представлении векторного решения через скалярное для случая отсутствия зависимости от координаты вдоль ребра полуплоскости. В диссертации доказан более полный вариант формулы для случая косоугольного падения относительно кромки полуплоскости падения плоской волны. Он также выражен через векторы Фарадея и может использоваться в качестве основы асимптотического анзаца.

2.2. Коротковолновая асимптотика решения задачи дифракции поля излучения облучателя на гиперболическом контррефлекторе.

В диссертации получено асимптотическое решение задачи рассеяния поля излучения облучателя на вспомогательном рефлекторе, применимое к осесимметричной антенне Кассегрена с классическими или модифицированными профилями зеркал.

Оценки дифракционных потерь в приближении главного члена высокочастотной асимптотики проводились неоднократно. В приближении главного члена потери пропорциональны уровню облучения кромки контррефлектора по мощности и при облучении нулём диаграммы направленности обращаются в нуль. Были предприняты попытки (Б.Е. Кинбер, О.П. Фролов) проведения более реалистического расчёта с помощью искусственных приёмов. В диссертации получено строгое асимптотическое выражение для дифракционных потерь, которое приводит к физически понятным результатам и в предельном случае облучения края зеркала нулевым уровнем. Тем самым определена потенциальная граница минимальных дифракционных потерь в антенне Кассегрена. Получение этого результата основано на учёте второго члена высокочастотного асимптотического разложения поля.

Для представления поля, отражённого от контррефлектора, используется асимптотический векторный анзац вида:

$$\mathbf{F}_{\pm} = \mathbf{F}_{\pm}^{FO} \mathcal{F}(\sqrt{k(s_{sp} - s_{so})}) \pm \frac{1}{k} \left[ \nabla \mathcal{F}(\sqrt{k(s_{sp} - s_{so})}), P_{sp} \mathbf{F}_{\pm}^{FO} \right] + \mathbf{F}_{\pm}^{sp} \quad (16)$$

Формально это выражение отличается от точного решения задачи дифракции на полуплоскости (15) только добавлением слагаемого с полем краевой волны  $F_{\pm}^{xp}$ , фактически же основные элементы формулы меняют смысл.  $F_{\pm}^{\Gamma O}$  - это не плоская волна, а геометрическая асимптотика падающей или отражённой от контррефлектора волны, образованной в результате облучения контррефлектора полем излучения облучателя. Мы предполагаем, что  $F_{\pm}^{\Gamma O}$  и  $F_{\pm}^{xp}$  определяются следующими асимптотическими представлениями при  $k \rightarrow \infty$  и фиксированном целом  $M$ :

$$F_{\pm}^{\Gamma O} = \exp(-iks_{zo}) \sum_{m=0}^M \frac{f_m^{zo\pm}}{(ik)^m}; \quad F_{\pm}^{xp} = \exp(-iks_{xp}) \sum_{m=0}^M \frac{f_m^{xp\pm}}{(ik)^m}; \quad (17)$$

Пространственные функции  $s_{zo}, s_{xp}$  - эйконалы падающей, отражённой и краевой волн, с началом отсчёта в фокусе антенны. Геометрическое асимптотическое представление отражённой волны строится по геометрическому представлению падающей волны, заданному ДН облучателя. Предполагается, что падающая волна идеально поляризована по кругу. Если контррефлектор не плоский, то отражённая волна будет содержать уже обе составляющие - правую и левую, однако паразитную поляризацию не в главном члене высокочастотной асимптотики.

При построении асимптотического решения сначала из условия асимптотического удовлетворения уравнениям Максвелла и краевым условиям последовательно находятся коэффициенты геометрических представлений (17) падающей и отражённой волн, а затем из условий асимптотического удовлетворения уравнениям Максвелла и условиям на ребре полного выражения (16) также последовательно находятся коэффициенты разложения краевой волны. Построенные асимптотические решения будут удовлетворять уравнениям Максвелла с асимптотической невязкой. Порядок невязки убывает по степеням  $k$  вместе с ростом порядка найденных коэффициентов. Такое решение называется формально асимптотическим. При проведении формально-алгебраических вы-

кладок неоценимую помощь оказывает использование программ символьных вычислений на ЭВМ. Коэффициенты асимптотического разложения геометро-оптических составляющих удовлетворяют следующей системе уравнений:

$$\begin{aligned} f_0^{zoz} \pm i[\nabla s_{zo}, f_0^{zoz}] &= 0, \quad m=0 \\ f_m^{zoz} \pm i[\nabla s_{zo}, f_m^{zoz}] &= \pm rot f_{m-1}^{zoz}, \quad m=1, 2, \dots \end{aligned} \quad (18)$$

Для коэффициентов асимптотического разложения краевой волны получается аналогичная система уравнений:

$$\begin{aligned} f_0^{kpz} \pm i[\nabla s_{kp}, f_0^{kpz}] &= 0, \quad m=0 \\ f_m^{kpz} \pm i[\nabla s_{kp}, f_m^{kpz}] &= \pm rot f_{m-1}^{kpz} + rot[\nabla p, P_{kp} f_{m-1}^{zoz}] + \\ &(\mp[\nabla p, (1-P_{kp}) f_m^{zoz}] - [\nabla s_{kp}, [\nabla p, P_{kp} f_m^{zoz}]]) \end{aligned}, \quad m=1, 2, \dots \quad (19)$$

Функция  $p$  в правой части (19) выражается через разность эйконолов:

$$p = \sqrt{(s_{kp} - s_{omp})/\pi}.$$

Главные члены асимптотик удовлетворяют однородным векторным уравнениям, последующие члены - неоднородным. Решение задачи осуществляется в лучевом базисе, составленном из единичных векторов:  $\nabla s$  - единичного вектора, соответственно, падающего, отражённого или краевого луча,  $a$  - единичного вектора нормали к лучу в меридиональной плоскости,  $b$  - единичного вектора нормали в азимутальной плоскости, причём, векторы  $\{\nabla s, a, b\}$  образуют правую тройку. Из векторов  $a$  и  $b$  составляются поперечные комплексные базисные векторы круговой поляризации  $c$  и  $c^*$ :

$$c = a + ib, \quad c^* = a - ib.$$

Представление векторных коэффициентов  $f_m$  в этом базисе имеет вид:

$$f_m = u_m c + v_m c^* + w_m \nabla s,$$

и  $u$  и  $v$  - поперечные составляющие поля,  $w$  - продольная составляющая.

Однородные уравнения системы (18-19) имеют нетривиальные решения:

$$f_0^+ = v_0 c^i, f_0^- = u_0 c$$

Вследствие эрмитовости левых частей (18-19) условием совместности неоднородных уравнений является ортогональность правой части решению однородного уравнения.

Величина дифракционных потерь, являющаяся конечной целью нашего исследования, может быть вычислена как отношение потока вектора Умова-Пойнтинга через боковую поверхность конуса, образованного границей свет-тень отражённой волны между кромками зеркал двухзеркальной антенны, к мощности облучателя. Предполагается, что кромка идеально проводящего контррефлектора гладкая и имеет вид «острия бритвы». Относительно облучателя мы предполагаем, что его фазовый центр совпадает с фокусом антенны, а кроссполяризация отсутствует. Поляризация облучателя предполагается правокруговой. Мы пренебрегаем вкладом в вектор Умова-Пойнтинга бокового излучения облучателя по всей границе свет-тень отражённой волны, так как боковое излучение облучателя, не попадающее на контррефлектор, обычно при оценке эффективности антенны учитывается отдельно, как излучение независимого источника. Пренебрегаем также вкладом излучения краевой волны от дальней кромки контррефлектора.

Для получения асимптотических выражений нам нужно выразить составляющие поля в формуле (16) в произвольной точке  $P$  (рис. 1) вблизи границы свет-тень.

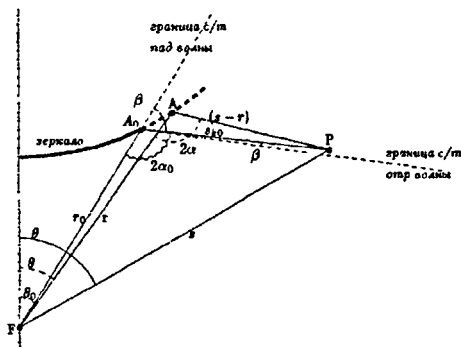


Рис. 1. Лучи вблизи кромки вспомогательного зеркала

В качестве независимых координат точки  $P$  принимаем расстояние  $s_{p0}$  точки  $P$  до ближней кромки контррефлектора и угол  $\vartheta$  направления падающего луча, попадающего после отражения от контррефлектора в точку  $P$ . Угол  $\vartheta$  отсчитывается от фокальной оси (рис. 1).

При сделанных нами предположениях вклад в поле вблизи границы свет-тень отражённой волны дают члены геометрооптической асимптотики отражённой волны и соответствующие им по формуле (16) члены асимптотики краевой волны. Для решения поставленной задачи достаточно ограничиться волнами одной поляризации, противоположной поляризации облучателя и вычислить 4 скалярные функции:  $u_0^{omp-}$ ,  $w_1^{omp-}$ ,  $u_0^{xp-}$ ,  $w_1^{xp-}$ , через которые выражаются 3 первых члена асимптотического разложения нормальной к границе свет-тень составляющей вектора Умова-Пойнтинга по формуле:

$$-P_o = \frac{S_p (u_0^{omp-})^2}{2\sqrt{2}k} - \frac{S_p u_0^{omp-} u_0^{xp-}}{k} + \frac{u_0^{omp-} w_1^{xp-} + u_0^{xp-} w_1^{omp-}}{2k\sqrt{2}k} + \dots \quad (20)$$

В этой формуле функция  $S_p = (\mathbf{a}_{xp}, \nabla s_{omp}) / 2\pi\rho$  на границе свет-тень имеет устранимую особенность и ненулевой предел.

В результате решения системы уравнений (18-19) в осесимметричных лучевых координатах, с учётом выполнения условия совместности неоднородных уравнений, а также граничных условий и условий на ребре, получены выражения для элементов формулы (20) (опущен всюду повторяющийся индекс поляризации “-“):

$$u_0^{omp} = \frac{f(\vartheta)}{r(\vartheta)\sqrt{J_{omp}}}; \quad v_1^{omp} = \frac{1}{4} \frac{\partial \ln(\rho_1/R)}{\partial s_{omp}} u_0^{omp}; \quad w_1^{omp} = -\frac{1}{\rho_1} \frac{\partial u_0^{omp}}{\partial \beta} + \frac{1 - \cos \beta}{R} u_0^{omp};$$

$$u_0^{xp} = -\frac{1}{\sqrt{J_{xp}}} \int_0^{s_{p0}} \frac{\sqrt{J_{xp}}}{2} (2C_p v_1^{omp} - S_p w_1^{omp} + K u_0^{omp}) ds_{xp}; \quad w_1^{xp} = -\frac{1}{\rho_{xp}} \frac{\partial u_0^{xp}}{\partial \beta_{xp}} + \frac{1 - \cos \beta_{xp}}{R} u_0^{xp};$$

В этих выражениях:  $r(\vartheta)$  - функция профиля контррефлектора в полярных координатах с полюсом в фокусе системы,  $f(\vartheta)$  - диаграмма направленности об-



лучателя с нормировкой по мощности,  $\alpha$  - угол падения волны на контррефлектор,  $\beta = 2\alpha - \vartheta$ ,  $C_p = 1 - (\nabla s_{\nu p}, \nabla s_{omp}) / 2\pi p$ ;  $K$  - дифференциальный оператор первого порядка:

$$K = \frac{S_p}{\rho_1} \frac{\partial}{\partial \beta} - C_p \frac{\partial}{\partial s_{omp}} + \left( \frac{1}{\rho_1} \frac{\partial}{\partial \beta} \frac{1}{\rho_1} \frac{\partial p}{\partial \beta} + \frac{1}{\rho_1} \frac{\partial}{\partial s_{omp}} \rho_1 \frac{\partial p}{\partial s_{omp}} \right); \quad s_{\nu p} = r_0 + s_{\nu p 0}; \quad tg \alpha = r'(\vartheta) / r(\vartheta);$$

$$s_{omp} = r(1 + \cos 2\alpha) - r_0 \cos(2\alpha - \vartheta + \vartheta_0) + \sqrt{s_{\nu p 0}^2 - (r \sin 2\alpha - r_0 \sin(2\alpha - \vartheta + \vartheta_0))^2}$$

$J_{omp}$  - якобиан отражённой волны,  $J_{\nu p}$  - якобиан краевой волны,

$$J_{omp} = \left(1 + \frac{s_{omp} - r}{\rho_1}\right) \left(1 + \frac{s_{omp} - r}{\rho_2}\right); \quad J_{\nu p} = s_{\nu p 0}^2 \left(1 + \frac{r_0 \sin \vartheta_0}{r \sin \vartheta - r_0 \sin \vartheta_0 + (s_{omp} - r) \sin \beta}\right);$$

$\rho_1, \rho_2$  - главные радиусы кривизны фронта отражённой волны в точке отражения,  $\rho_1$  - в меридиональной плоскости,  $\rho_2$  - в азимутальной.

$\frac{1}{\rho_1} = \frac{1}{r} + \frac{2}{R \cos \alpha}$ ;  $\frac{1}{\rho_2} = \frac{\sin \beta}{r \sin \vartheta}$ ;  $R$  - радиус кривизны профиля контррефлектора в

точке отражения,  $R = \frac{(r^2 + r'^2)^{3/2}}{rr'' - 2r'^2 - r^2}$ ;

После подстановки выражения для составляющих полей в формулу (20), и интегрирования вектора Умова-Пойнтинга по боковой поверхности конуса на границе свет-тень, получается следующее представление для относительных дифракционных потерь осесимметричной двухзеркальной антенны Кассегрена [3,6,7,12]:

$$dP = (\sin \vartheta_0 + \frac{a}{M} + \frac{b}{M^2}) \frac{f(\vartheta_0)^2}{M} + (2 \sin \vartheta_0 + \frac{c}{M}) \frac{f(\vartheta_0) f'(\vartheta_0)}{M^2} + \frac{2\pi}{3} \sin \vartheta_0 \frac{2 f'(\vartheta_0)^2 + f(\vartheta_0) f''(\vartheta_0)}{M^3} + \dots \quad (21)$$

В этой формуле:  $\kappa$  - волновое число,  $M = 2\sqrt{\pi \kappa r_0 (k_0 + k_d)}$  - большой параметр высокочастотной асимптотики;

$k_0 = (2r_0'^2 / r_0 - 3r_0'^2 / r_0^2 - 1) / (1 + r_0'^2 / r_0^2)$  - относительная кривизна фронта отражённой волны у кромки контррефлектора в меридиональной плоскости;

$k_d = r_0 / r_1$  (рис.2);  $f_0, f_0', f_0''$  - уровень облучения кромки контррефлектора, а

также первая и вторая производные ДН облучателя, нормированной по мощности.

Коэффициенты  $a, b, c$  определяются геометрией антенны и не зависят от частоты. Выражения для них приведены в диссертации, но достаточно громоздки. Они определяют в формуле (21) второстепенные по большому параметру в знаменателе члены, поэтому оказывают незначительное влияние на результат, что подтверждается расчетами на ЭВМ.

2.3. Оценка дифракционных потерь антенны Кассегрена при низком уровне облучения края контррефлектора.

Для двухзеркальных антенн Кассегрена с классическими профилями зеркал (парабола-гипербола) выражение для большого параметра  $M$  может быть упрощено, если радиусы волновых фронтов выразить через стандартные параметры, описывающие геометрию антенны (рис. 2):

$$M = \sqrt{\frac{\pi k d \sin \psi_0}{1 - d/D}} \frac{\sqrt{2}}{\sin \vartheta_0}$$

В этой формуле:  $d$  - диаметр контррефлектора,  $D$  - диаметр рефлектора,  $\vartheta_0$  - половина угла облучения контррефлектора,  $\psi_0$  - половина угла облучения главного зеркала.

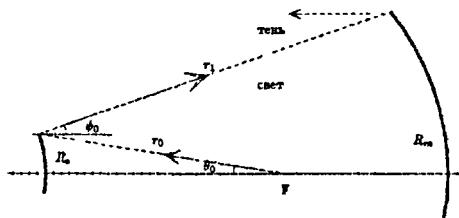


Рис. 2. Ход лучей в антенне Кассегрена.

В соответствующем выражении для модифицированной двухзеркальной антенны Кассегрена фигурирует  $f_{ид}(\vartheta)$  диаграмма направленности «идеального облучателя», которая преобразуется по законам геометрической оптики в

*равномерное распределение поля по апертуре главного зеркала:* Эта диаграмма направленности является расчётной при построении модифицированных профилей зеркал.

$$M = \sqrt{\frac{\pi k a \sin \psi_0}{1 - d/D}} |f_{ид}(\vartheta_0)|$$

Идеальная диаграмма направленности предполагается нормированной к мощности, попадающей в апертуру контррефлектора. Таким образом, в асимптотическую формулу дифракционных потерь входит реальная диаграмма направленности со своими производными и идеальная диаграмма направленности. Эта формула даёт равномерную асимптотику по уровню облучения кромки зеркала реальной, диаграммой направленности, но неравномерную асимптотику по уровню идеальной диаграммы направленности. В направлении на кромку контррефлектора идеальная диаграмма направленности не должна обращаться в нуль. Построенная асимптотика применима для модифицированных антенн, если в направлении на кромку контррефлектора уменьшение уровня идеальной диаграммы направленности к краю не превышает 10-15 дБ.

Вид зависимости дифракционных потерь от уровня облучения края контррефлектора существенно связан с формой реальной диаграммы направленности облучателя. Можно выделить две группы диаграмм направленности: с нулём вблизи края контррефлектора и не обращающихся в нуль у края контррефлектора. В качестве облучателя первого типа выбран синфазный скалярный рупор с диаграммой направленности

$$f(\vartheta) = \frac{1 + \cos \vartheta}{2} J_0(ka \sin \vartheta) \left/ \left( 1 - \left( \frac{ka \sin \vartheta}{c_1} \right)^2 \right) \right.$$

( $c_1$  - первый корень функции Бесселя нулевого порядка), облучатель второго типа имеет гауссову диаграмму. На рис. 3 представлены зависимости дифракционных потерь (в дБ) от уровня облучения края контррефлектора для названных типов облучателей. Кроме дифракционных потерь, посчитанных по

полной формуле (21) и показанных на рисунке сплошными линиями, штриховыми линиями показан главный член формулы

$$dP_{\text{дн}} = \sin \vartheta_0 f(\vartheta_0)^2 / M, \quad (22)$$

а пунктирными - результат расчёта по четырёхчленной формуле, включающей главные члены слагаемых формулы (21). Расчеты выполнены для трёх значений отношения диаметра контррефлектора к длине волны: 5, 10 и 20. Зависимость результатов расчёта от углов облучения контррефлектора и рефлектора довольно слабая, проявляется только в небольшом изменении предельных значений потерь при низком уровне облучения края. Для антенны с гауссовым облучателем характер зависимости дифракционных потерь, рассчитанных по полной формуле и по формуле (22), близок. Нефизический результат объясняется тем, что гауссова модель, хорошо справляющаяся с эффектом диффузии геометрооптического поля, неточна для зоны излучения, она не учитывает эффект интерференции.

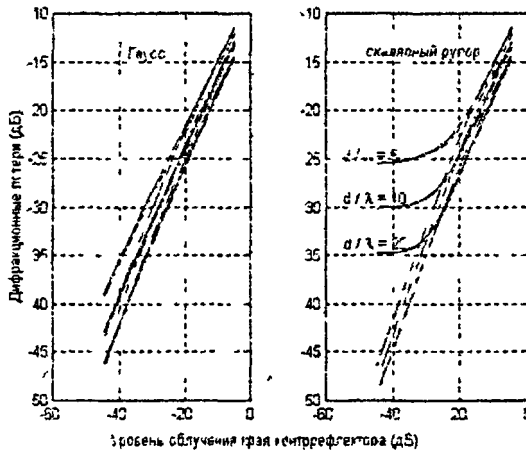


Рис. 3. Зависимость дифракционных потерь от уровня облучения края контррефлектора.

Для антенны, облучатель которой имеет интерференционный ноль вблизи края контррефлектора, графики дифракционных потерь, рассчитанные по полной

формуле, имеют другой вид. При высоком уровне облучения края зависимость полных потерь близка к главному члену, при шокном уровне облучения дифракционные потери, практически, постоянны. Максимальная погрешность четырёхчленной формулы не превышает 0.5 дБ при  $d/\lambda \geq 5$ , в этом приближении слагаемыми с коэффициентами  $a, b, c$  со сложным аналитическим выражением можно пренебречь. Предельное значение при низком уровне облучения края определяется единственным слагаемым формулы, которое не обращается в нуль:  $dP_0 = 4\pi \sin \vartheta_0 f'(\vartheta_0)^2 / 3M^3$ .

Дифракционные искажения в зеркальной антенне приводят не только к потерям через границу свет-тень, но также меняют распределение поля в излучающей апертуре антенны. Коэффициент изменения эффективности, учитывающий влияние дифракционного искажения распределения поля в апертуре главного зеркала двухзеркальной антенны можно выразить формулой:

$$K_{da} = \left| \frac{\int_0^{\vartheta_0} f(\vartheta) f_{id}(\vartheta) F(x) \sin \vartheta d\vartheta}{\int_0^{\vartheta_0} f(\vartheta) f_{id}(\vartheta) \sin \vartheta d\vartheta} \right|^2, \text{ где } x = \frac{M}{\sqrt{8\pi}} (\vartheta - \vartheta_0) (1 + O(M^{-1})).$$

В приближении главного члена высокочастотной асимптотики формула для  $K_{da}$  может быть упрощена:

$$K_{da} = \left| 1 - \frac{1-i}{M} \frac{f(\vartheta_0) f_{id}(\vartheta_0) \sin \vartheta_0}{\int_0^{\vartheta_0} f(\vartheta) f_{id}(\vartheta) \sin \vartheta d\vartheta} \right|^2 \quad (23)$$

Из формулы (23) следует, что с уменьшением уровня идеальной диаграммы у края зеркала влияние дифракционного искажения поля в апертуре модифицированного рефлектора уменьшается, если реальная и идеальная диаграммы направленности близки между собой. Поэтому суммарное влияние дифракционных потерь в антеннах с модифицированными профилями меньше, чем для параболических антенн Кассегрена, пропорционально уменьшению уровня идеальной диаграммы направленности в направлении на кромку.

В диссертации охарактеризованы дифракционные задачи теории зеркальных антенн, которые могут быть решены методом получения асимптотики, разработанным в главе 2. Дана также характеристика ключевых моментов, которые, по мнению автора, препятствуют решению других дифракционных задач теории зеркальных антенн описанными методами.

### **Глава 3.** Об источниках кроссполяризованного излучения антенн.

Систематическое исследование поляризационных характеристик зеркальных антенн содержится в известной монографии В.Н. Нарбута и В.Ф. Хмеля. Оно основано на анализе мирового опыта и собственных обширных и обстоятельных численных исследованиях по теории поляризации излучения зеркальных антенн. Однако ко времени написания монографии ещё не были известны эффективные методы компенсации кроссполяризации в несимметричных дзукзеркальных антеннах и лучеводах. О причинах возникновения кроссполяризации в то время велись научные дискуссии, отмеченные в книге. Вследствие этого, а также из-за сложного характера поляризационных искажений, возникающих под действием многочисленных источников, маскирующих главную причину, некоторые выводы этой монографии, как показала дальнейшая история развития антенной техники со времени её написания, требуют уточнения.

В нашей диссертации главное внимание уделяется структуре представления поляризационной картины, которая составляет основу эффективного программного обеспечения. На современном уровне развития вычислительной техники использование качественного программного обеспечения, доступного рядовому инженеру, приводит к более эффективному решению практических задач, чем использование справочных материалов и рекомендаций. Цель изложения в диссертации — на базе классификации источников кроссполяризации предложить метод устранения кроссполяризации или дать оценку снижения эффективности зеркальной антенны за счёт данного источника.

3.1. Источники кроссполяризованного излучения антенн круговой поляризации.

В свободном пространстве общее электромагнитное поле может быть инвариантно разложено по векторам Фарадея правой и левой круговой поляризации. Если источники поля одного из векторов отсутствуют, антенна излучает поле идеальной круговой поляризации. Кроссполяризованная составляющая антенны круговой поляризации определяется источниками ортогонального вектора Фарадея. Уровень кроссполяризации может быть естественным образом определён как отношение плотности потока мощности поля этой составляющей к плотности полного потока мощности в данном направлении:

$$A_{cr} = \frac{\|[\mathbf{F}_-, \mathbf{F}_-^*]\|}{\|[\mathbf{F}_+, \mathbf{F}_+^*] - [\mathbf{F}_-, \mathbf{F}_-^*]\|}$$

Если нас интересует поляризационный состав поля излучения антенны в заданном угловом секторе, например, в секторе облучения зеркального рефлектора, или поляризационный состав поля в сечении волновода, то для получения уровня кроссполяризации нужно в числителе и знаменателе приведённой формулы перейти от плотностей к соответствующим потокам. Таким способом может быть определён интегральный уровень ослабления кроссполяризации гофрированным участком волновода, - рупора или фланца облучателя. Уровень ослабления выражается при этом через потоки вектора Умова-Пойнтинга полей Фарадея сквозь поперечное сечение подводящего участка волновода и поверхность облучаемого зеркала.

Поскольку поля векторов Фарадея распространяются в свободном пространстве независимо друг от друга, образование лучевых особенностей - каустик и фокусов, не может привести к поляризационным искажениям.

Источником кроссполяризации может быть отражающая поверхность, если её импеданс не удовлетворяет условию полного разделения полей рассеяния по поляризационному принципу (см. раздел 1.3). Если отражающая поверхность реализована в виде поверхности, импеданс которой удовлетворяет условию разделения с некоторой погрешностью, то высокочастотная асимптотика отражённого поля будет содержать кроссполяризованную составляющую в главном члене, зависящую от погрешности реализации импеданса. В технике зеркальных антенн такой подход может быть применён при оценке уровня кроссполя-

ризации из-за влияния водяной плёнки, снега, инея и лакокрасочных материалов на поверхности зеркал. Этот же источник определяет уровень кроссполяризованного излучения облучателей, типа гофрированного волновода и рупора, или открытого конца волновода с гофрированным фланцем.

В отражённом поле от гладкой криволинейной зеркальной поверхности кроссполяризация даже при облучении осесимметричного зеркала идеально поляризованным облучателем появляется во втором члене высокочастотной асимптотики, а уровень его пропорционален кривизне зеркала. Оценка его для рефлекторов в виде поверхностей 2-го порядка дана в диссертации.

Среди других источников возникновения кроссполяризованного излучения в полях круговой поляризации можно назвать нарушение однородности пространства, связанное с изменением волнового импеданса среды. Из точного векторного выражения решения задачи дифракции на проводящей полуплоскости следует, что прямолинейная кромка полуплоскости, облучённая плоской волной, является источником кроссполяризации в зоне интерференции дифракционных лучей падающей и отражённой волны. Криволинейная кромка, также как и криволинейная поверхность, является источником кроссполяризации в любой зоне влияния.

3.2. Источники кроссполяризованного излучения антенн линейной поляризации.

Круг источников кроссполяризованного излучения антенн линейной поляризации шире, чем антенн круговой поляризации, что, однако, не означает преимущества антенн круговой поляризации. Хотя влияние дополнительных источников на антенну круговой поляризации и не связано с возникновением кроссполяризованного излучения, оно приводит к искажению формы диаграммы направленности и снижению эффективности антенны.

Примером такого влияния является поворот оси облучателя относительно фокальной оси зеркальной антенны, вызывающий фазовые искажения диаграммы направленности. Фазовые искажения в каждом направлении равны сферическому избытку треугольника поляризации Вуда (см. раздел 1.5). Фазо-



вые искажения характеризуются косой симметрией относительно плоскости поворота, вследствие чего максимум диаграммы направленности смещается в направлении, перпендикулярном этой плоскости. Смещение максимума излучения для круговых поляризаций противоположного знака происходит в разные стороны от плоскости поворота, что может привести к нарушению функционирования антенны.

Для зеркальной антенны линейной поляризации та же причина, то есть, такой же поворот оси облучателя, что и выше, приводит к повороту векторов поля в апертуре зеркала относительно базисных векторов, причём, угол поворота численно равен фазовому искажению в апертуре антенны круговой поляризации. В диаграмме направленности зеркальной антенны, облучённой повёрнутым облучателем, возникает кроссполяризованное излучение. Меры по компенсации кроссполяризованного излучения в этом случае особенно актуальны для несимметричных зеркальных антенн.

В разделе 1.5 приведена формула преобразования угла отклонения оси поляризации идеально поляризованного источника от фокальной оси отражающей поверхности второго порядка, при геометрическом переходе из одного фокуса в другой. Чтобы в излучении несимметричной двухзеркальной антенны отсутствовала кроссполяризация, направление оси поляризации источника, помещённого в первичный фокус двухзеркальной антенны, должно совпадать с направлением оси параболоида главного зеркала, то есть, угол отклонения оси поляризации источника должен быть равен углу отклонения фокальной оси главного зеркала от фокальной оси вспомогательного. Угол отклонения оси облучателя от фокальной оси вспомогательного зеркала, компенсирующий кроссполяризацию, определяется при этом по вышеупомянутой формуле (14).

Формула преобразования наклона оси поляризации может быть использована также для получения условия отсутствия кроссполяризации на выходе лучевода, составленного из нескольких поверхностей второго порядка. Геометрическое проектирование лучевода сводится при этом к геометрическому

СКПМ преобразованиям направлений крайних лучей и оси поляризации с помощью простых соотношений.

Источник кроссполяризации зеркальных антенн линейной поляризации может проявляться и тогда, когда направление оси облучателя совпадает с направлением фокальной оси зеркала. Кроссполяризация возникает, если поляризационная диаграмма облучателя отличается от поляризационной диаграммы элементарного источника Гюйгенса. Возникновение кроссполяризации в этом случае связано с влиянием распределённого поля источников, образованных элементами Гюйгенса, направление максимального излучения которых противоположно направлению излучения апертуры. Это поле источников имеет дифракционное происхождение. Именно этим источником обычно определяется кроссполяризованное излучение облучателей.

#### **Глава 4.** Оптимизация радиотехнической эффективности зеркальной антенны.

В этой главе изложена уточнённая методика оценки и прогноза эффективности зеркальной антенны, известная в основных чертах по учебной литературе (Г.З. Айзенберг и др.) и работам крупных специалистов (Л.Д. Бахрах, Б.А. Попереченко, P.-S. Kildal). Новое в методике - это использование новых теоретических результатов, полученных в предыдущих главах, и относящихся к оценке влияния поляризационных и дифракционных искажений. Методика эффективна в вычислительном отношении, и служит основой создания программного обеспечения проектирования и многопараметрической оптимизации радиотехнических характеристик зеркальных антенн и их важнейших элементов на ЭВМ. Эффективность применения методики в диссертации продемонстрирована на примере оптимизации характерных типов зеркальных антенн.

Одна антенна - это осесимметричная двухзеркальная антенна Грегори с модифицированными профилями зеркал. Приведена методика и результаты расчёта профилей зеркал и геометрии многочастотного рупорного облучателя. В диссертации имеются результаты расчёта эффективности антенны с коэффициентами влияния на эффективность отдельных искажающих факторов, и сравнительные результаты расчёта и натурных измерений добротности антенны,

свидетельствующие об эффективности методики прогноза характеристик антенны. Приведены также краткие сведения о некоторых созданных во ФГУП ОКБ МЭИ зеркальных антеннах такого типа, спроектированных с использованием разработанного автором программного обеспечения.

Другой класс антенн образуют зеркальные антенны, у которых, по меньшей мере, один рефлектор не обладает осевой симметрией. В диссертации подробно рассматривается проектируемая многолучевая зеркальная антенна для одновременной связи с несколькими геостационарными спутниками, расположенными на дуге геостационарной орбиты. (Пути развития техники многолучевых зеркальных антенн намечены в работах Л.Д. Бахраха). Антенна построена на базе двухзеркальной тороидальной антенны. Материалы по аналогу содержатся в заявке на изобретение японских авторов. Параметрическая оптимизация геометрии этой антенны на ЭВМ в ходе проектирования использует методику расчета эффективности с учётом поляризационных искажений, изложенную в данной главе.

В диссертации описана геометрия многолучевой антенны и некоторые её характеристики. При ширине диаграммы направленности  $\sim 8^\circ$  и отношении эффективной площади к площади всей апертуры 0.43 сектор обзора антенны составляет  $40^\circ$ . Качество работы многолучевой антенны, спроектированной с помощью программного обеспечения автора диссертации, сопоставляется с результатами проектирования многолучевой антенны К. Раппопорта и др. (США, 1993 г.). Это модифицированная однозеркальная параболическая антенна с расчётной шириной сектора обзора  $60^\circ$  и шириной диаграммы направленности  $0.5^\circ$ . В публикации имеются материалы, характеризующие необходимое увеличение общей площади этой антенны для осуществления работы в расчётном секторе обзора. Принципы работы сравниваемых антенн различны, и не все характеристики сопоставимы. В представленной в диссертации антенне оптимизировалось амплитудное и поляризационное распределение поля по апертуре. В работе К. Раппопорта с соавторами оптимизировалось фазовое распределение.

Тем не менее, качество многолучевой антенны в обоих случаях может быть охарактеризовано безразмерным параметром:

$$K = (S_{ef} \alpha) / (S_{\Sigma} \Delta \theta),$$

где  $S_{ef}$  - эффективная площадь антенны,  $S_{\Sigma}$  - суммарная площадь всей апертуры,  $\alpha$  - ширина сектора обзора,  $\Delta \theta$  - ширина диаграммы направленности. Эта величина не меняется при механическом наращивании ширины сектора обзора за счёт увеличения площади апертуры антенны. Для антенны, представленной в диссертации, значение этой величины 128, а для упомянутой выше американской антенны - 75. Превышение параметра качества антенны, представленной в диссертации, свидетельствует об эффективности разработанной автором методики проектирования зеркальных антенн.

В диссертации содержатся также краткие сведения о действующих двух-зеркальных антеннах с асимметричным вспомогательным зеркалом, проектирование которых было осуществлено с использованием программного обеспечения, созданного автором..

В заключении сформулированы основные результаты и выводы диссертации.

Главный научный результат диссертации - создание основ новой электродинамической модели в теории зеркальных антенн, предлагающей более эффективное описание процессов возникновения поляризационных и дифракционных искажений в поле излучения зеркальной антенны, а также применение модели в инженерной практике в процессе многопараметрической оптимизации зеркальных антенн различного типа и их важнейших элементов.

Созданная модель основана на решении преобразованных уравнений Максвелла относительно векторов Фарадея, представляющих электромагнитные поля круговой поляризации, при этом одним вектором Фарадея может быть описано полное поле. Разделение системы уравнений Максвелла по поляризационному принципу облегчает решение задач теории и техники зеркальных антенн, инженерный анализ источников возникновения кроссполяризации, а так-

же уменьшает трудоёмкость вычислительного процесса и повышает достоверность инженерного прогнозирования радиотехнических параметров.

Впервые получено полное описание (в форме необходимых и достаточных условий) класса граничных условий на поверхности локально реагирующих рассеивающих тел, для которых при рассеянии электромагнитных волн круговой поляризации отсутствует кроссполяризованное излучение. Данное теоретическое положение согласуется с широким использованием анизотропных поверхностей для фильтрации кроссполяризованного излучения облучателей зеркальных антенн. Наличие полученных условий показывает также, что поляризационные свойства рассеивателей для волн круговой поляризации зависят только от локальных электрических характеристик поверхности, но не от размеров и формы рассеивателя.

Описан не применявшийся раньше в электродинамике ортогональный в трёхмерном и функциональном пространстве базис - векторных сферических гармоник, в котором электромагнитные поля круговой поляризации в дальней зоне представлены одной составляющей, при этом вдвое увеличена эффективность вычислительного алгоритма разложения по векторным сферическим гармоникам.

В геометрооптическом приближении доказано сохранение поляризационной структуры излучения идеального источника при отражении от эллипсоида и гиперboloида. Вместе с введением понятия «ось поляризации» и нахождением закона преобразования направления оси это позволило проводить простые инженерные расчеты обеспечения отсутствия кроссполяризованного излучения лучеводов и несимметричных зеркальных антенн.

Получена точная векторная формула дифракции на полуплоскости, которая использована при построении векторного асимптотического решения задачи дифракции на кромке рефлектора С использованием программных продуктов символьных преобразований на ЭВМ выведена асимптотическая формула дифракционных потерь через границу свет тень при отражении от гиперболического контррефлектора антенны Кассегрена. Формула позволяет определить

*минимально возможные дифракционные потери* при облучении кромки контр-рефлектора низким уровнем излучения.

Изложена методика расчёта характеристик эффективности зеркальных антенн, уточняющая существующие методики и использующая полученные в диссертации новые результаты. Разработан комплекс компьютерных программ параметрической оптимизации радиотехнических характеристик зеркальных антенн с использованием этой методики. Параметрическая оптимизация осуществляется при вариациях геометрии зеркальной антенны и рупорного облучателя.

Предложенные в диссертации теория и методы расчета были апробированы в процессе разработки ряда крупных зеркальных антенн. Экспериментальная проверка характеристик этих антенн подтвердила достоверность расчётов и эффективность методов проектирования. Достоверность представленных в диссертации теоретических положений подтверждена строгими доказательствами.

#### **Список публикаций автора по теме диссертации.**

1. Белостоцкая К.К., Коган Б.Л. Особенности работы автоследящей системы при произвольной поляризации принимаемого сигнала // Техника средств связи. Сер. Техника радиосвязи. - 1979. - Вып. 2. - С. 121-124.

2. Коган Б.Л. Теория широкополосного согласования. //Сб. научно-методических статей по прикладной электродинамике. - М.: «Высшая школа», 1980.-Вып. 3. - С. 162-182.

3. Коган Б.Л. Строгая асимптотика дифракционных потерь двухзеркальной антенны //III Международная научно-техническая конференция «Антенно-фидерные устройства, системы и средства радиосвязи»: Тез. докл. - Воронеж, - 1997.-Том 1-С. 114.

4. Коган Б.Л., Легкое В.М. Оптимизация облучателей осесимметричных двухзеркальных антенн. // III Международная научно-техническая конференция «Антенно-фидерные устройства, системы и средства радиосвязи»: Тез. докл. - Воронеж, -1997. - Том 1.-С. 111-113.

5. Иванов И.П., Коган Б.Л., Легкое В.М. и др. Многолучевая антенна для работы с геостационарными спутниками связи. // III Международная научно-техническая конференция «Антенно-фидерные устройства, системы и средства радиосвязи»: Тез. докл. - Воронеж, -1997. - Том 1.-С. 76-77.

6. Коган Б.Л. Асимптотическая оценка дифракционных потерь двухзеркальной антенны Кассегрена при шоком уровне облучения края контррефлектора //Антенны -1998.- Вып. 2 - С.23-30.

7. Коган Б. Л. Приложение уравнений Максвелла в диагональной форме к исследованию поляризационных и дифракционных характеристик зеркальных антенн. //Труды международного симпозиума по спутниковой связи и дистанционному зондированию. (SCRS'99), Яндай, Китай, -окт. 26-29,1999. - С. 113-114. (На англ. яз.)

8. Коган Б.Л. О поляризационных характеристиках зеркальных антенн //Журнал радиоэлектроники - № 9. - 1999.<http://jre.cplire.ru/jre/sep99/2/text.html>

9. Коган Б.Л. Кроссполяризация смещённой двухзеркальной антенны в геометрооптическом приближении//Антенны -1999. - Вып. 2 - С. 18-20.

10. Коган Б.Л. Источники кроссполяризованного излучения зеркальных антенн, //Радиотехнические тетради - 2000.- Вып. 19 - С.50-55.

11. Коган Б.Л. Некоторые теоретические оценки кроссполяризационного излучения зеркальных антенн, //Радиотехнические тетради, - 2000.- Вып. 20 - С.58-66.

12. Коган Б. Л. Применение уравнений Максвелла в диагональной форме к исследованию параметров зеркальных антенн. //Конференция по антеннам и распространению радиоволн, Давос, Швейцария, - 9-14 апр. 2000 г. - Тез. докл. -С. 521. (На англ. яз.)

13. Коган Б.Л. О векторных сферических гармониках круговой поляризации. //Антенны. - 2004.- Вып. 2 - С. 59-63

14. Коган Б.Л. Об источниках кроссполяризованного излучения, //Радиотехника и электроника - 2004. - №4, С. 421-430.

Подписано в печать 31.08.04. Зак. 286 Тир. 100 П.л. 2,5  
 Полиграфический центр МЭИ (ТУ)  
 Красноказарменная ул., д. 13

**#15223**