

Содержание

Урядов В. П., Куркин В. И., Вертоградов Г. Г., Вертоградов В. Г., Понятов А. А., Пономарчук С. Н. Особенности распространения КВ сигналов на среднеширотных трассах в условиях геомагнитных возмущений.....	1041
Тинин М. В., Ким Б.-Ч. Рассеяние волн на сильно вытянутой неоднородности.....	1057
Калинин А. В. Об использовании многочастотного способа исследования рассеянных полей при антенных измерениях в безэховой камере.....	1066
Богдашов А. А., Денисов Г. Г. Синтез последовательности фазовых корректоров, формирующих заданное поле.....	1078
Паршин В. В., Гарин Б. М., Мясникова С. Е., Орленков А. В. Диэлектрические потери в CVD-алмазах в миллиметровом диапазоне длин волн при температурах 300÷900 К.....	1087
Содержание т. 47 журнала "Известия высших учебных заведений. Радиофизика" за 2004 год.....	1096
Именной указатель т. 47 журнала "Известия высших учебных заведений. Радиофизика" за 2004 год.....	1103

УДК 550.388.2

ОСОБЕННОСТИ РАСПРОСТРАНЕНИЯ КВ СИГНАЛОВ НА СРЕДНЕШИРОТНЫХ ТРАССАХ В УСЛОВИЯХ ГЕОМАГНИТНЫХ ВОЗМУЩЕНИЙ

*В. П. Урядов¹, В. И. Куркин², Г. Г. Вертоградов³, В. Г. Вертоградов³,
А. А. Понятов¹, С. Н. Пономарчук²*

Представлены результаты экспериментальных исследований особенностей распространения коротковолновых сигналов во время геомагнитных возмущений на трассах наклонного зондирования в евроазиатском долготном секторе от Англии до Магадана. Совместный анализ данных вертикального и наклонного зондирования ионосферы и спутниковых данных показал, что появление дополнительных сигналов во время магнитных возмущений может быть обусловлено рефракцией радиоволн в области аврорального овала и главного ионосферного провала, а также рассеянием на мелкомасштабных ориентированных вдоль магнитного поля неоднородностях вблизи экваториальной границы аврорального овала. На основе расчётов и сопоставления с экспериментальными данными наклонного зондирования среднеширотной ионосферы проведена идентификация «боковых» диффузных сигналов, регистрируемых на трассах Магадан—Иркутск и Инскип (Англия)—Ростов-на-Дону, как сигналов, рассеянных на мелкомасштабных ориентированных вдоль магнитного поля неоднородностях, положение которых совпадает с южной границей аврорального овала. Показана перспективность использования российской и мировой сети ЛЧМ-ионозондов для изучения динамики главного ионосферного провала и аврорального овала во время магнитных возмущений как проявления космической погоды в околоземном пространстве.

ВВЕДЕНИЕ

Эффекты космической погоды, обусловленные мощными солнечными вспышками, оказывают многообразное и существенное влияние на различные стороны жизнедеятельности и среду обитания человека. В первую очередь такие эффекты проявляются в высоких широтах в результате магнитосферно-ионосферного взаимодействия электрического и магнитного полей в условиях усиления солнечного ветра и изменения конфигурации межпланетного магнитного поля. Геомагнитные возмущения, являющиеся определяющим фактором при распространении коротких волн в полярных широтах [1–4], оказывают существенное влияние на характеристики сигналов на среднеширотных и субполярных трассах [5–10].

Если говорить о структуре высокоширотной ионосферы, то её примечательными особенностями являются главный ионосферный провал и авроральный овал. Интерес к ним обусловлен тем обстоятельством, что провал граничит со среднеширотной ионосферой, где пролегают основные каналы декаметровой радиосвязи, и смещение провала в более низкие широты во время магнитных бурь может приводить к нежелательным эффектам уменьшения максимальной наблюдаемой частоты (МНЧ) и изменения модовой структуры сигнала.

В свою очередь, ионосферные неоднородности различных масштабов, генерируемые вблизи южной границы аврорального овала, приводят к увеличению диффузности сигналов стандартных модов распространения и появлению аномальных сигналов с задержками, значительно превышающими задержки основных модов, распространяющихся вдоль дуги большого круга. Уровень таких сигналов достаточно высок, и они оказывают существенное влияние на работу систем связи, загоризонтной коротковолновой (КВ) радиолокации, радиопеленгации, радионавигации. Наличие дополнительных сигналов на ионограммах наклонного зондирования на среднеширотных трассах в период возмущений, с другой стороны, может быть использовано для определения по-

ложения границ главного ионосферного провала и диагностики мелкомасштабных ионосферных неоднородностей, сосредоточенных вблизи южной границы аврорального овала.

Исследованию аврорального овала посвящено большое число работ (см., например, [11] и цитируемую там литературу). В последнее время интенсивно развиваются направления исследований субполярной и среднеширотной ионосферы, в том числе и аврорального овала, с использованием данных вертикального зондирования, радаров некогерентного рассеяния, метеорологических и навигационных спутниковых систем DMSP и GPS [12–15]. Полученные при этом данные убедительно свидетельствуют о динамике аврорального овала во время магнитной бури, его смещении в средние широты, когда ионосфера средних широт приобретает свойства, характерные для высокоширотной ионосферы. В этой связи учёт эффектов космической погоды во время солнечных вспышек и магнитных бурь становится крайне важным для обеспечения надёжного функционирования радиоэлектронных систем различного назначения не только в высоких, но и в средних широтах.

Среди комплекса средств, предназначенных для изучения ионосферы и её влияния на распространение радиоволн, особое место занимают технические средства наклонного зондирования (НЗ). Во-первых, если существует и функционирует развитая сеть станций НЗ, то одновременное зондирование на трассах, различным образом ориентированных относительно аврорального овала, позволяет осуществлять диагностику среды распространения и контролировать динамику овала в различных долготно-широтных секторах. Во-вторых, оперативное зондирование даёт возможность получать сведения о состоянии ионосферного КВ канала в реальном времени, что позволяет адаптировать системы КВ радиосвязи и загоризонтной КВ радиолокации к текущему состоянию ионосферы. Это особенно актуально для стратегически важных высокоширотных районов Арктики и Северной Атлантики.

Важно отметить, что использование КВ радаров типа SuperDARN [16] и CUTLASS [17] ориентировано на исследование неоднородностей высокоширотной ионосферы. Известно, что во время магнитной бури наблюдается движение южной границы области с неоднородностями, ответственными за рассеяние, из высоких в средние широты. При этом по условиям распространения и геометрии рассеяния радиоволн неоднородности оказываются вне зоны «видимости» высокоширотных КВ радаров. Это затрудняет детальное исследование динамики мелкомасштабных неоднородностей, локализованных на южной границе аврорального овала на всех стадиях развития магнитной бури, с использованием таких радаров. Поэтому для получения полной картины динамики ионосферных неоднородностей во время магнитной бури значительный интерес представляет использование наряду с высокоширотными радарными КВ радаров, расположенных в средних широтах. При этом российская и мировая сеть ЛЧМ-иозондов [18], расположенных в средних широтах, может использоваться как КВ радары в бистатической конфигурации. Эксперименты, проведённые в последние годы на базе сети ЛЧМ-иозондов, показали перспективность такого подхода для изучения динамики ионосферных неоднородностей и исследования волновых процессов в ионосфере и магнитосфере во время магнитных бурь [7, 10, 13, 19, 20].

В работе представлены результаты экспериментальных исследований особенностей распространения КВ сигналов во время геомагнитных возмущений, полученные на базе сети среднеширотных трасс наклонного ЛЧМ-зондирования в евроазиатском долготном секторе.

1. РЕЗУЛЬТАТЫ НАБЛЮДЕНИЙ

Проанализируем экспериментальные данные НЗ, полученные в ходе двух кампаний. Первая кампания проходила в период с 24 февраля по 11 марта 1999 г., вторая — 20–25 октября и 28–31 октября 2003 г. В первой кампании была задействована трасса НЗ Магадан ($59,7^\circ$ с. ш.,

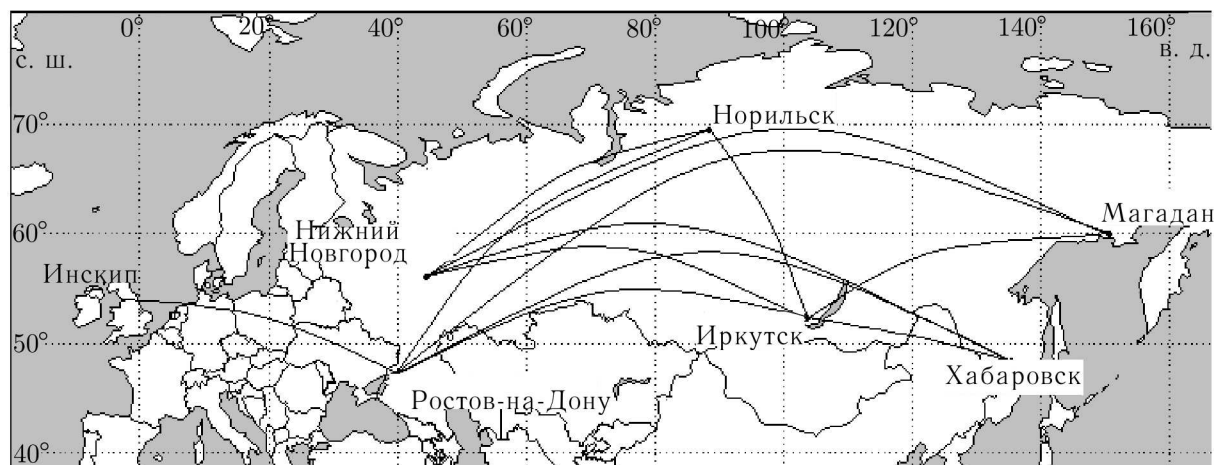


Рис. 1. Геометрия сети трасс в период проведения экспериментов по наклонному ЛЧМ-зондированию ионосферы

150,5° в. д.)— Иркутск (51,8° с. ш., 104° в. д.), во второй кампании в период с 20 по 25 октября проводились координированные наблюдения на российской сети ЛЧМ-ионозондов [18]. Были задействованы трассы Хабаровск (47,5° с. ш., 134,5° в. д.)—Ростов-на-Дону (47,3° с. ш., 39,7° в. д.), Магадан—Ростов-на-Дону, Иркутск—Ростов-на-Дону, Хабаровск—Иркутск, Магадан—Иркутск, Норильск (69,4° с. ш., 88,3° в. д.)—Иркутск, Норильск—Ростов-на-Дону, Хабаровск—Нижний Новгород (56,1° с. ш., 44,1° в. д.), Магадан—Нижний Новгород, Иркутск—Нижний Новгород, Норильск—Нижний Новгород; в период с 28 по 31 октября была задействована трасса Инскип (Англия, 53,8° с. ш., 2,8° з. д.)—Ростов-на-Дону. Проводились круглосуточные наблюдения. ЛЧМ-ионозонды в Магадане, Хабаровске, Иркутске и Норильске работали каждые 15 минут в полосе частот $4\div 30$ МГц (длительность зондирования 260 с), а ЛЧМ-ионозонд в Инскипе излучал каждые пять минут в полосе частот $4,2\div 30$ МГц (длительность зондирования 258 с). Для всех ионозондов скорость изменения частоты составляла 100 кГц/с. Геометрия трасс показана на рис. 1. Ниже приводятся некоторые результаты, полученные в ходе проведения экспериментов.

1.1. Первая кампания

Отличительной особенностью трассы Магадан—Иркутск является то, что дуга большого круга составляет небольшой угол с границей аврорального овала, когда он смещается в область средних широт. Отметим, что в эксперименте главный лепесток передающей антенны в Магадане был направлен на Москву. Поэтому стандартные моды распространения на трассе Магадан—Иркутск соответствуют излучению боковыми лепестками передающей антенны. Положение главного ионосферного провала оценивалось по экваториальной границе аврорального овала [21, 22] и данным вертикального зондирования (ВЗ) в Жиганске, Якутске и Магадане. Динамика аврорального овала определялась с использованием данных спутников DMSP, полученных по сети Интернет [23]. Период наблюдений характеризовался средним уровнем солнечной активности. Среднемесячный индекс $F_{10,7}$ менялся от 125 до 137 единиц. Геомагнитные возмущения различной интенсивности регистрировались в течение всего эксперимента за исключением спокойных дней 26 и 27 февраля 1999 года. Умеренные магнитные бури зафиксированы с 28 февраля по 2 марта (минимальное значение индекса $D_{st} = -94$ нТл) и 9–10 марта 1999 года (минимальное значение индекса $D_{st} = -80$ нТл). Небольшие геомагнитные бури наблюдались 3–4 марта и 6–8 марта 1999 года. В остальные дни зарегистрированы суббури возмущения.

Характерной особенностью ионограмм НЗ на рассматриваемой трассе во время геомагнитных возмущений явилась регистрация сигналов, распространяющихся вне дуги большого круга. Дополнительные сигналы с аномально большой задержкой наблюдались начиная с $12 \div 14$ UT, когда трасса лежала в вечерне-ночном секторе. Временной интервал регистрации этих сигналов достигал одиннадцати часов с момента их появления. В спокойных условиях 26 и 27 февраля аномальные сигналы регистрировались в течение короткого интервала времени, с 12:45 до 15:45 UT. Задержка их относительно стандартных модов составляла 3 мс и более. Амплитудный рельеф аномальных сигналов характеризовался сильной диффузностью, а частоты превышали максимальные наблюдаемые частоты стандартных модов распространения. Для суббуревых условий 24–25 февраля аномальные сигналы регистрировались в более широком интервале времени, с 12 до 20 UT. В начале этого интервала появлялись «квазикратные» сигналы относительно мода $2F$, сравнительно слабодиффузные, а затем и «квазикратные» сигналы относительно мода $1F$. При этом дистанционно-частотная характеристика «квазикратных» сигналов повторяла форму дистанционно-частотной характеристики стандартного мода в диапазоне более высоких частот. Задержка аномальных сигналов относительно стандартных модов распространения превышала 3 мс. По мере развития возмущения эта задержка уменьшалась до $1 \div 2$ мс. Аномальные сигналы становились более диффузными, сохраняя форму дистанционно-частотной характеристики. Это свидетельствует о том, что основным механизмом формирования аномальных сигналов является рефракция в трёхмернео неоднородной ионосфере. Рассеяние на мелкомасштабных неоднородностях приводит лишь к искажению амплитудного рельефа.

Для небольших магнитных бурь 3–4 марта и 6–8 марта характерным является существенное возрастание аврорального индекса магнитной активности после 18 UT. Авроральный овал смещается в это время вплоть до широт Магадана, и дуга большого круга анализируемой трассы полностью находится в главном ионосферном провале. МНЧ и амплитуда стандартного сигнала при этом резко падают. Аномальные сигналы в эти часы формируются за счёт рассеяния на неоднородностях различного масштаба, находящихся внутри авроральной зоны.

В условиях умеренной магнитной бури аномальные сигналы начиная с 11–12 UT появляются с задержкой более 3 мс относительно стандартных модов распространения вдоль дуги большого круга. Анализ данных спутников DMSP показал, что в эти часы экваториальная стенка аврорального овала приближается к трассе распространения Магадан–Иркутск. При этом существенное влияние на условия распространения начинают оказывать поперечные градиенты параметров ионосферы. На рис. 2 приведены ионограмма наклонного зондирования и географическое местоположение аврорального овала 12:02 UT 1 марта 1999 года. Помимо модов распространения $1F_2$ и $2F_2$ на ионограмме присутствует дополнительный сигнал с задержкой, превышающей задержки основных модов распространения. Появление таких сигналов может быть обусловлено рефракцией в области полярной стенки главного ионосферного провала, т. к. главный луч диаграммы направленности излучающей антенны на передающем пункте в Магадане ориентирован на Москву.

По мере эволюции положения главного ионосферного провала относительно трассы распространения структура и задержка дополнительных сигналов существенно меняются. На рис. 3 приведены ионограмма наклонного зондирования для 14:32 UT 1 марта 1999 года и данные по географическому положению аврорального овала. Наблюдаются «квазикратные» моды распространения с частотной зависимостью, характерной для основных модов распространения в ночные часы. Отражающие сигнал области ионосферы могут располагаться как в области главного ионосферного провала, так и вне него. По мере приближения ионосферного провала к трассе распространения МНЧ аномальных сигналов начинает превышать МНЧ стандартных модов распространения, что можно считать косвенным подтверждением предположения об отражении

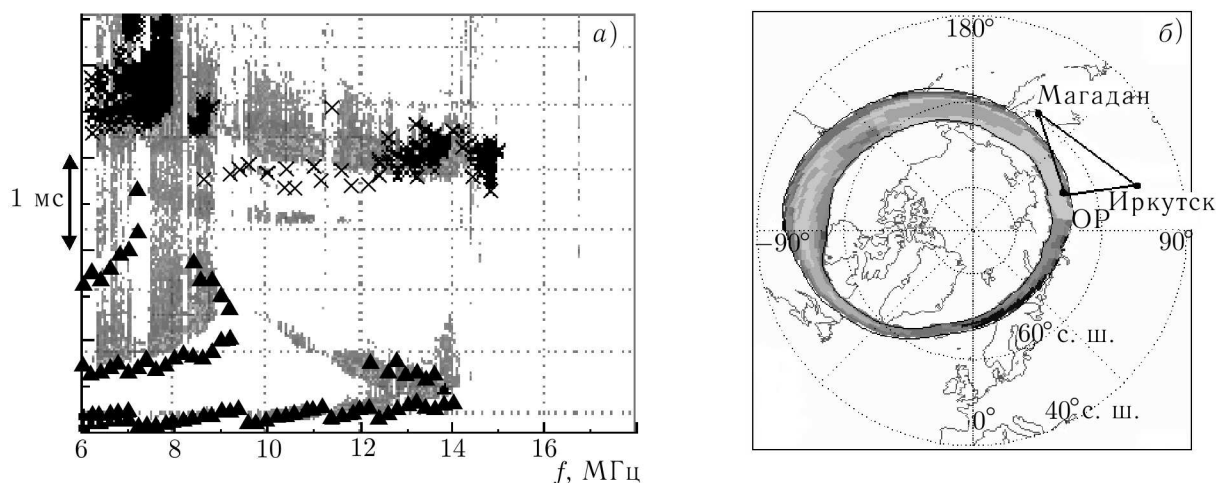


Рис. 2. Экспериментальная и расчётная ионограммы НЗ на трассе Магадан—Иркутск (а) и географическое положение аврорального овала [23] (б) для 12:02 UT 01.03.99. Обозначения: $\blacktriangle$ — прямой сигнал (расчёт), $\times$ — рассеянный сигнал (расчёт), ОР — область рассеяния

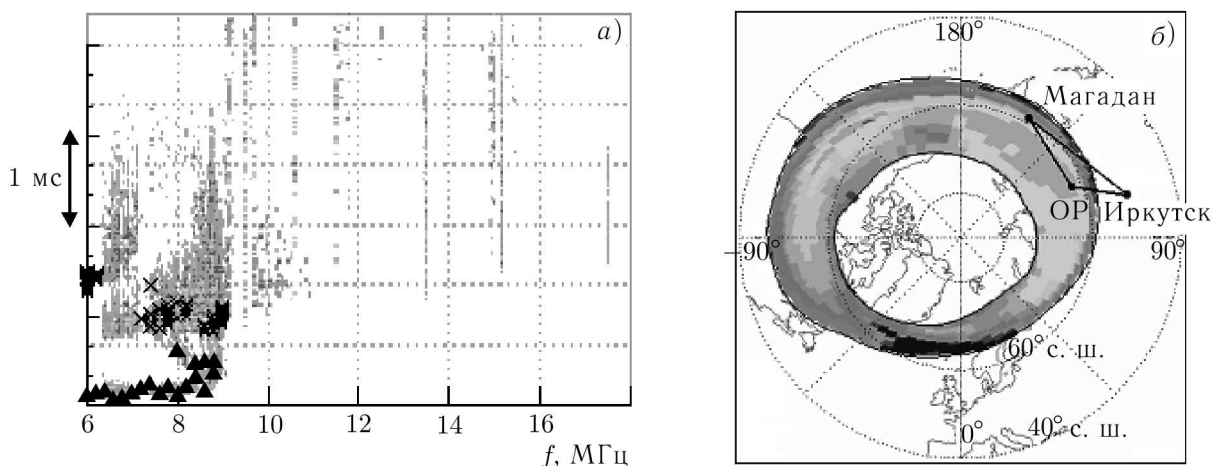


Рис. 3. Экспериментальная и расчётная ионограммы НЗ на трассе Магадан—Иркутск (а) и географическое положение аврорального овала (б) для 14:32 UT 01.03.99. Обозначения: $\blacktriangle$ — прямой сигнал, $\times$ — рассеянный сигнал, ОР — область рассеяния

этих сигналов в области полярной стенки главного ионосферного провала. Анализ данных ВЗ в период магнитной бури показал, что средние точки трассы распространения основных модов находились в области ионосферного провала.

Вблизи экваториального края аврорального овала на границе с северной стенкой провала существуют структурированные области ионосферы с размерами порядка 100 км с резким горизонтальным градиентом (так называемые глобулы), являющиеся источником широкого спектра неоднородностей. Диффузность сигнала на рис. 4 может быть обусловлена рассеянием радиоволн на интенсивных мелкомасштабных ориентированных вдоль магнитного поля неоднородностях, существующих внутри таких структур [7, 22]. Для начальной фазы умеренной бури 28 февраля наблюдалось одновременное присутствие «квазикратных» сигналов и сигналов, обусловленных рассеянием на ориентированных вдоль магнитного поля неоднородностях.

В утренние часы, при смещении аврорального овала в область более высоких широт, на ионограммах наклонного зондирования регистрируются диффузные аномальные сигналы с задерж-

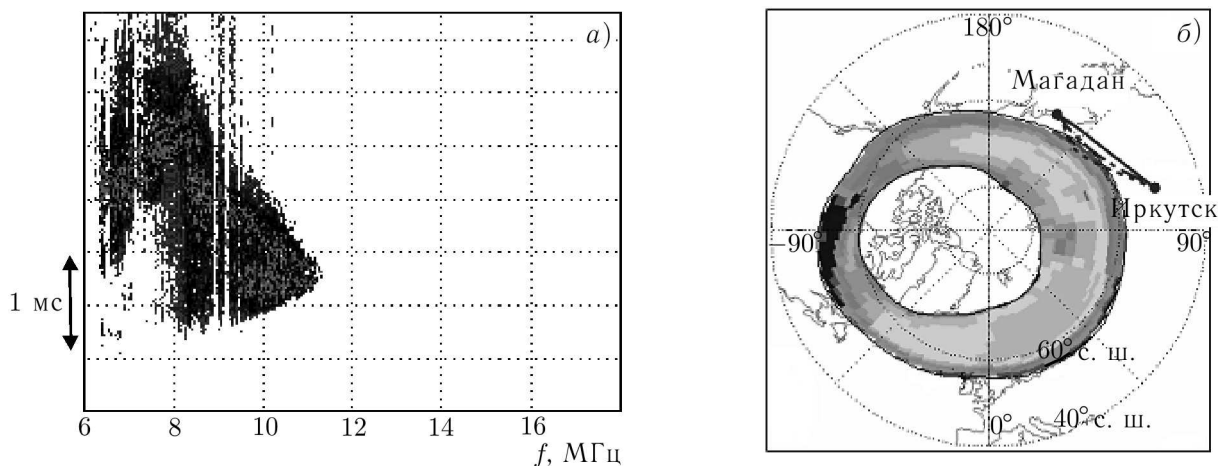


Рис. 4. Экспериментальная ионограмма НЗ на трассе Магадан—Иркутск (а) и географическое положение аврального овала (б) для 20:47 UT 01.03.99; пунктиром показан возможный путь распространения аномальных сигналов

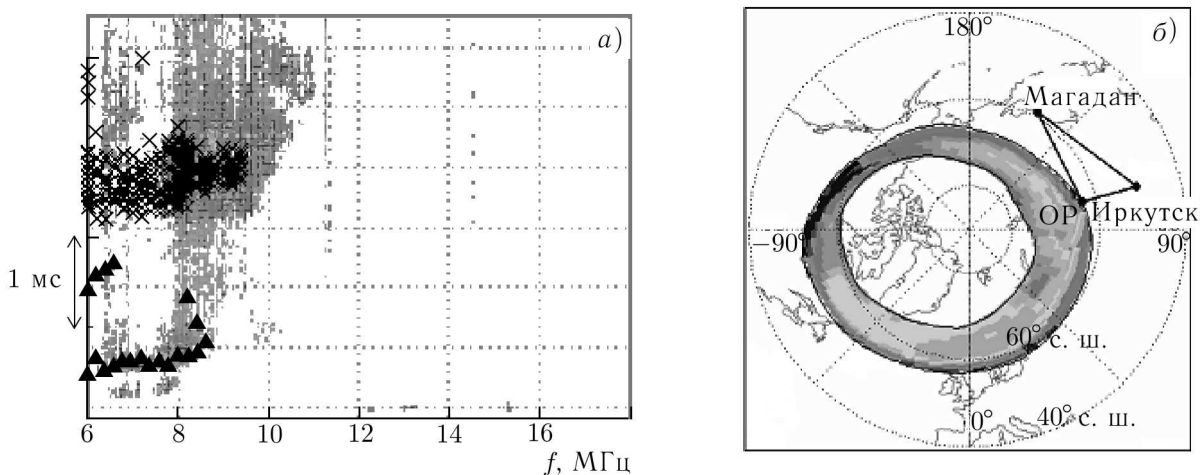


Рис. 5. Экспериментальная и расчётная ионограммы НЗ на трассе Магадан—Иркутск (а) и географическое положение аврального овала (б) для 22:32 UT 01.03.99. Обозначения: ▲ — прямой сигнал, × — рассеянный сигнал, ОР — область рассеяния

ками $2 \div 3$ мс относительно стандартных модов. На рис. 5 приведены ионограмма наклонного зондирования для 22:30 UT 1 марта 1999 года и данные по географическому положению аврального овала.

Таким образом, совместный анализ данных вертикального и наклонного зондирования ионосферы и спутниковых данных показывает, что появление дополнительных сигналов обусловлено рефракцией пучка лучей основного лепестка диаграммы направленности передающей антенны вследствие неоднородной структуры ионосферы в области аврального овала и главного ионосферного провала, а также рассеянием на мелкомасштабных ориентированных вдоль магнитного поля неоднородностях вблизи экваториальной границы аврального овала.

1.2. Вторая кампания

В течение второй кампании проводились патрульные наблюдения на российской сети ЛЧМ-ионозондов, принимались также сигналы ЛЧМ-ионозонда, расположенного в Инскипе (Англия).

Таким образом, по данным наклонного зондирования контролировался обширный евроазиатский долготный сектор от Англии до Магадана. Наблюдения были начаты в умеренно возмущенный период. 24 октября 2003 года в 15:00 UT зафиксировано умеренное суббуревое возмущение, связанное с резким скачком скорости солнечного ветра с 400 до 600 км/с и увеличением модуля межпланетного магнитного поля (ММП) с 10 нТл до 25 нТл после серии вспышек М- и Х-класса, произошедших 22–23 октября. Особенно сильная возмущенность геомагнитного поля имела место 29–30 октября и была вызвана магнитной бурей, начавшейся по данным спутника ACE [24] в 06:12 UT 29.10.03 резким увеличением модуля ММП с 10 до 35 нТл и резкой сменой ориентации нормальной к плоскости эклиптики компоненты B_z на южное направление, при этом $B_z = -25$ нТл. Этот эффект был вызван мощной солнечной вспышкой класса X17.2. На рис. 6 показан уровень геомагнитной активности, выраженный через индексы K_p (а) и D_{st} (б), на фоне которой проводились наблюдения.

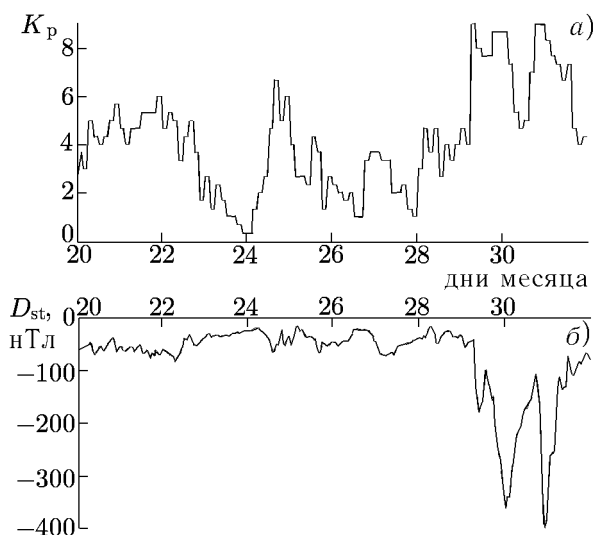


Рис. 6. Поведение геомагнитных индексов в период проведения второй кампании экспериментов 20–31 октября 2003 года

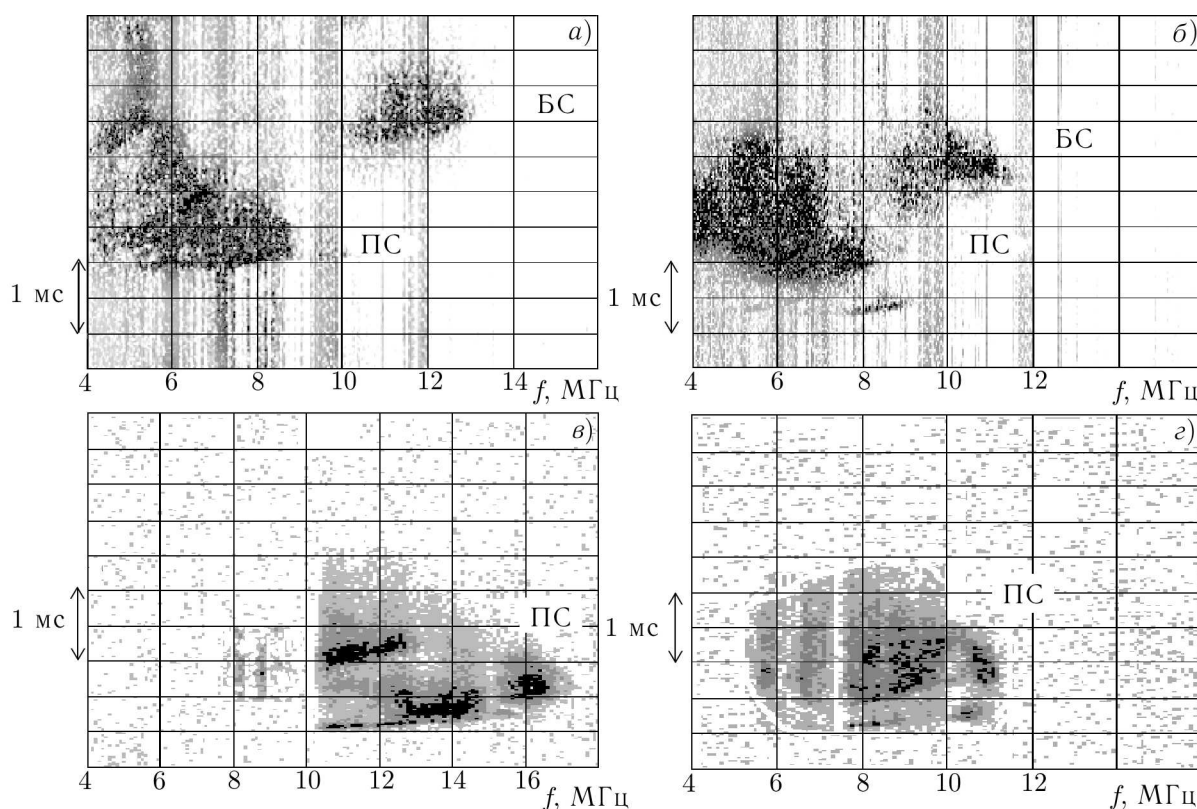


Рис. 7. Ионограммы НЗ на трассах Иркутск—Ростов-на-Дону для 18:00 UT 24.10.03 (а), Хабаровск—Ростов-на-Дону для 22:25 UT 24.10.03 (б), Иркутск—Нижний Новгород для 18:00 UT 24.10.03 (в) и Хабаровск—Нижний Новгород для 22:25 UT 24.10.03 (г) в период геомагнитных возмущений

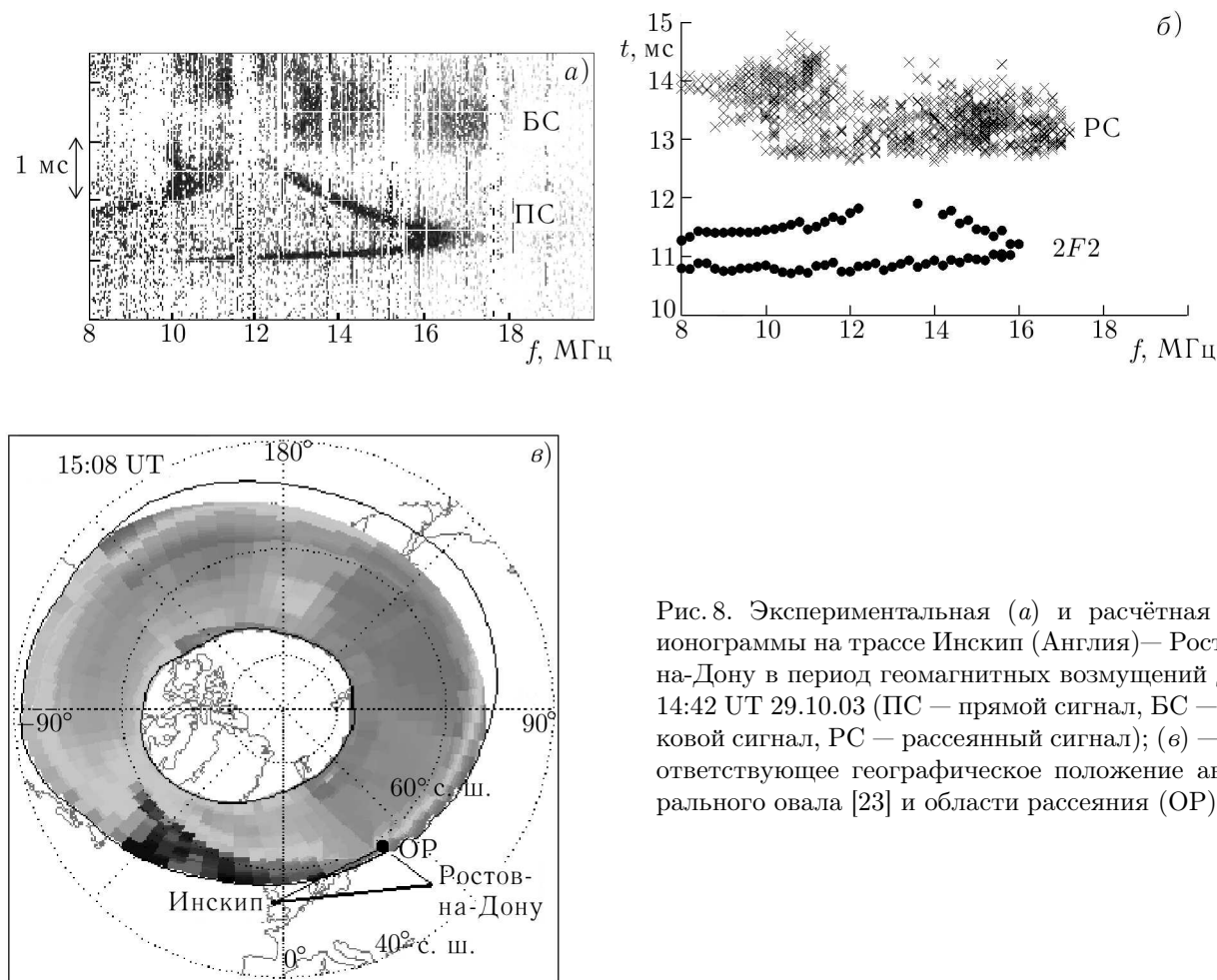


Рис. 8. Экспериментальная (а) и расчётная (б) ионограммы на трассе Инскип (Англия)—Ростов-на-Дону в период геомагнитных возмущений для 14:42 UT 29.10.03 (ПС — прямой сигнал, БС — боковой сигнал, РС — рассеянный сигнал); (в) — соответствующее географическое положение аврального овала [23] и области рассеяния (ОР)

В статье мы анализируем наиболее яркие события, характеризующие особенности распространения КВ сигналов на среднеширотных трассах во время геомагнитных возмущений. В основном они наблюдались в Ростове-на-Дону, где приём КВ сигналов осуществлялся на наклонную V-образную антенну с диаграммой направленности, ориентированной в направлении азимута 20° . Ионограммы, представленные на рис. 7а, б и 8а, иллюстрируют появляемость аномальных сигналов на трассах Иркутск—Ростов-на-Дону, Хабаровск—Ростов-на-Дону и Инскип—Ростов-на-Дону во время геомагнитной возмущённости. На ионограммах такие сигналы отмечены маркером БС («боковой сигнал»), поскольку их появляемость обусловлена отклонением пути распространения сигнала от дуги большого круга относительно прямой трассы. Прямые сигналы, распространяющиеся по дуге большого круга, отмечены маркером ПС. Видно, что боковые сигналы являются диффузными, а их интенсивность сравнима с интенсивностью прямых сигналов.

Для сравнения на рис. 7в, г показаны ионограммы НЗ, зарегистрированные на трассах Иркутск—Нижний Новгород и Хабаровск—Нижний Новгород для тех же моментов времени, что и на рис. 7а, б. Как видно, на рис. 7в, г, наблюдаются только прямые диффузные сигналы и отсутствуют дополнительные (боковые) сигналы. Различная появляемость боковых сигналов в разнесённых по широте пунктах приёма (в данном случае это Ростов-на-Дону и Нижний Новгород) может быть обусловлена рядом факторов, включая следующий. Как уже говорилось, во время магнитной бури авральный овал смещается в средние широты, и мелкомасштабные неод-

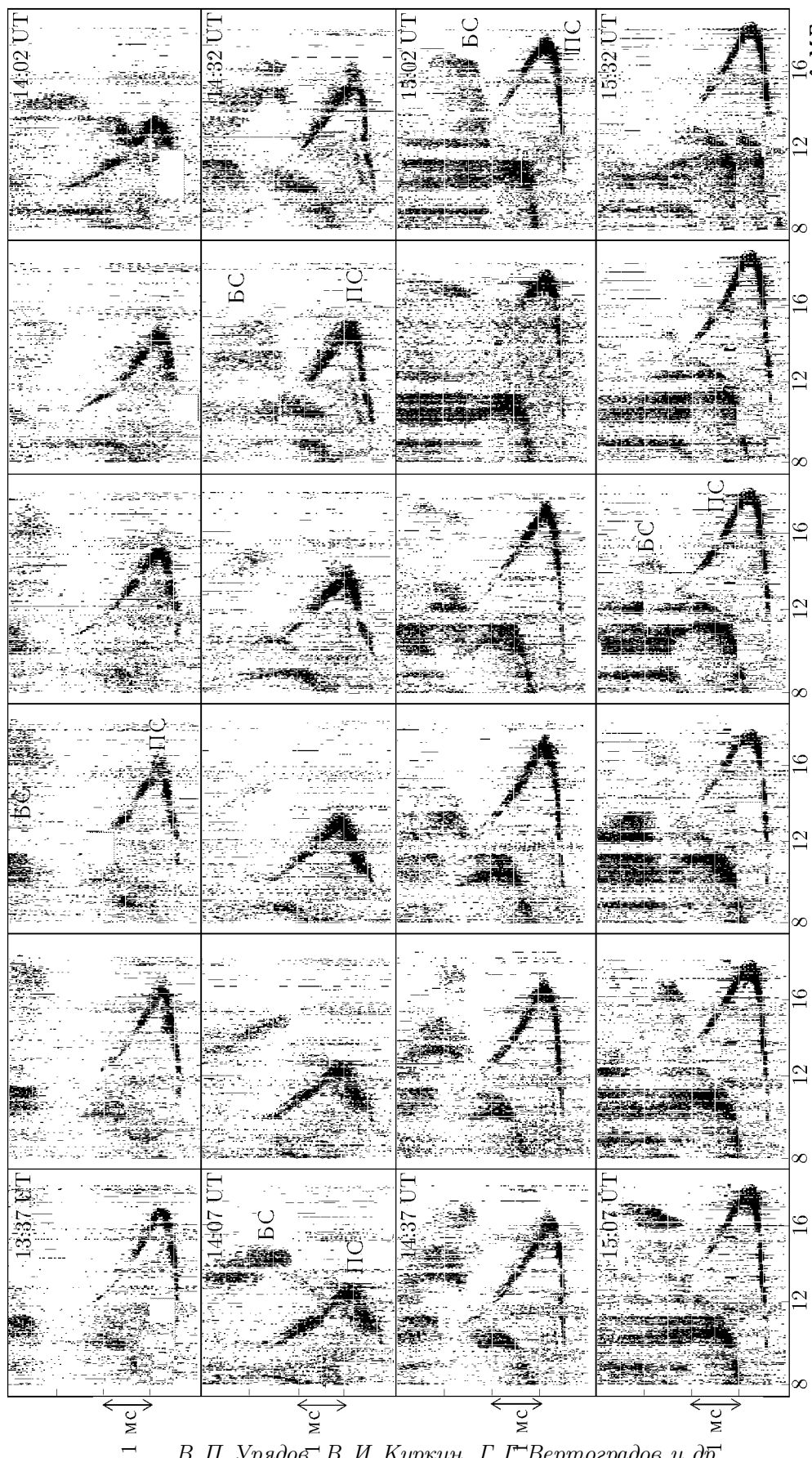


Рис. 9. Серия ионограмм НЗ на трассе Инскип–Ростов-на-Дону во время магнитной бури 29.10.03. Ионограммы снимались каждые пять минут. Время регистрации ионограмм идёт слева направо и сверху вниз

нородности, локализованные на его южной границе и ответственные за ракурсное рассеяние, могут оказаться вне зоны «видимости» для более северной конфигурации КВ ЛЧМ-радаров (в нашем случае это трассы Иркутск—Нижний Новгород и Хабаровск—Нижний Новгород по сравнению с более южными трассами Иркутск—Ростов-на-Дону и Хабаровск—Ростов-на-Дону). Это подтверждается данными спутниковых наблюдений аврорального овала. Согласно [23], для указанных моментов времени трассы Хабаровск—Нижний Новгород и Иркутск—Нижний Новгород проходят через овал, и в этом случае влияние неоднородностей будет сказываться на увеличении диффузности сигнала за счёт рассеяния радиоволн «вперёд» на среднемасштабных неоднородностях авроральной зоны. Этот эффект и наблюдается на ионограммах НЗ. Отметим, что похожая ситуация наблюдалась на трассе Магадан—Иркутск для 20:47 UT 01.03.99 (см. рис. 4).

Детальная картина динамики бокового сигнала во время магнитной бури 29.10.03 хорошо видна на рис. 9, где показана последовательная серия ионограмм на трассе Инскип—Ростов-на-Дону. Ионограммы регистрировались каждые пять минут, время на ионограммах идёт слева направо и сверху вниз. Боковые сигналы присутствуют на всех ионограммах, хотя они отмечены не везде, чтобы не загромождать рисунок. В самом верхнем ряду боковые сигналы расположены на большом удалении в верхней части ионограмм. Видно, что дистанционно-частотная характеристика бокового сигнала изменяется в течение $5 \div 15$ минут. Это указывает на быструю изменчивость положения области, ответственной за формирование бокового сигнала. С 13:37 до 14:37 UT наблюдалось уменьшение задержки бокового сигнала относительно прямого сигнала примерно с 3 до 2 мс. Таким образом, во время главной фазы магнитной бури 29.10.03 с сильными вариациями индекса D_{st} (см. рис. 6б) происходило быстрое смещение области, ответственной за формирование бокового сигнала, в южном направлении. Оценки показывают, что скорость движения этой

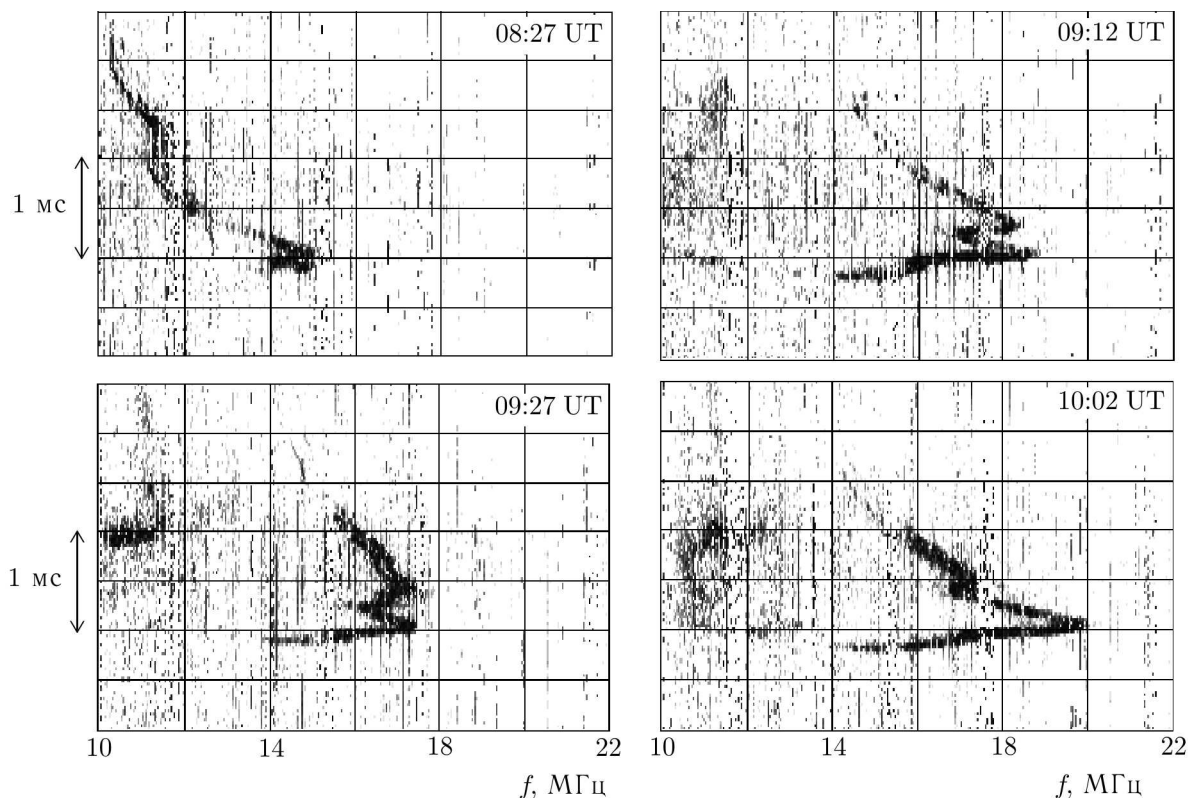


Рис. 10. Ионограммы наклонного зондирования на трассе Инскип—Ростов-на-Дону во время главной фазы магнитной бури 29 октября 2003 года

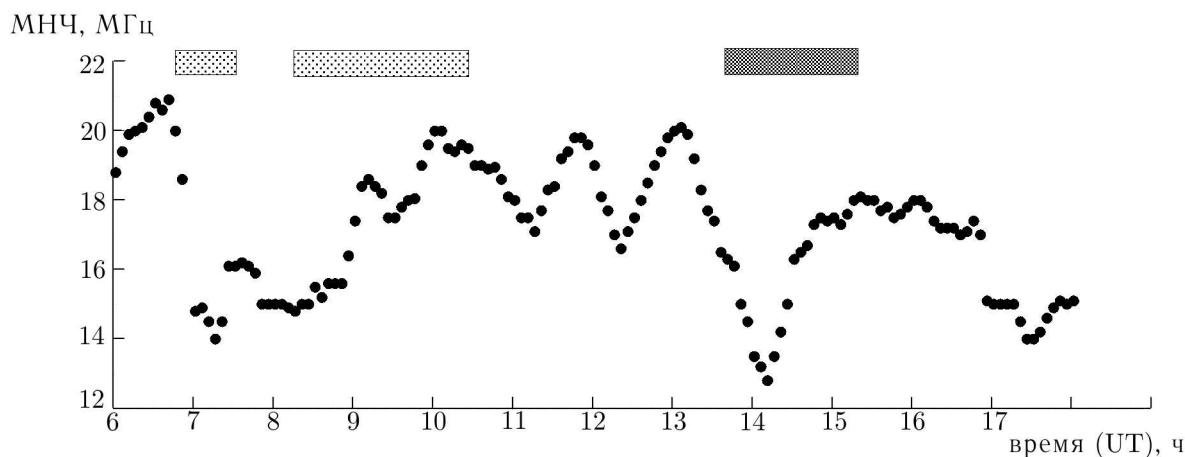


Рис. 11. Временной ход максимальной наблюдаемой частоты на трассе Инскип—Ростов-на-Дону 29.10.03. Прямоугольники со светлой штриховкой соответствуют интервалам наблюдений с модуляцией ионограмм в окрестности МНЧ перемещающимися ионосферными возмущениями, прямоугольник с темной штриховкой — интервалу наблюдений бокового (рассеянного) сигнала

области составляла в среднем $2,5^\circ$ в час. На наш взгляд, большинство эффектов, связанных с формированием аномальных сигналов и динамикой изменения их структуры во время геомагнитных возмущений, обусловлено сочетанием двух механизмов: рефракции радиоволн на поперечных градиентах электронной концентрации в окрестности изрезанной полярной стенки ионосферного провала и рассеяния на мелкомасштабных ориентированных вдоль магнитного поля неоднородностях, локализованных вблизи южной границы аврорального овала.

Важно отметить, что на главной фазе развития магнитной бури в период с 08:12 до 10:02 UT дистанционно-частотная характеристика прямого сигнала модулировалась перемещающимися ионосферными возмущениями, спускающимися с течением времени сверху вниз по педерсеновской моде. Рисунок 10 иллюстрирует динамику изменения дистанционно-частотной характеристики при наличии перемещающихся ионосферных возмущений. Кроме того, в период с 11:00 до 13:00 UT наблюдались глубокие квазипериодические вариации МНЧ с периодом около 1 часа и амплитудой порядка 2 МГц. Они хорошо видны на рис. 11, где показан временной ход МНЧ на трассе Инскип—Ростов-на-Дону в интервале с 06:00 до 18:00 UT 29.10.03. На рис. 11 также заштрихованы интервалы наблюдений ионосферных возмущений с модуляцией дистанционно-частотной характеристики в окрестности МНЧ (светлая штриховка) и боковых диффузных сигналов (темная штриховка). Заметим, что эти временные интервалы соответствуют главной фазе развития магнитной бури, характеризуемой уменьшением индекса D_{st} геомагнитного поля (см. рис. 6б).

2. МОДЕЛИРОВАНИЕ

Во время магнитных бурь ионосфера средних широт приобретает черты высокоширотной ионосферы, и это сказывается на появляемости достаточно интенсивных аномальных сигналов, связанных либо с боковым отражением радиоволн от северной стенки ионосферного провала или от крупномасштабных структур типа глобул с повышенной электронной концентрацией, либо с рассеянием на интенсивных мелкомасштабных неоднородностях, расположенных вблизи южной границы аврорального овала, либо с сочетанием всех этих факторов. Боковые сигналы во время магнитных возмущений регистрировались на частотах как ниже, так и выше МНЧ скачковых модов распространения. Частотный диапазон бокового сигнала и его положение относительно

основного мода зависят от ряда факторов и определяются геометрией расположения ионозондов, ионосферными условиями на трассе распространения и геофизической обстановкой. В данной статье мы не будем касаться вопроса об интерпретации всех наблюдаемых аномальных сигналов, регистрируемых на рассматриваемых трассах, в частности аномальных сигналов, зарегистрированных на частотах выше МНЧ скачкового распространения на протяжённых среднеширотных трассах Хабаровск—Ростов-на-Дону и Иркутск—Ростов-на-Дону. Этот вопрос требует дополнительных исследований с привлечением пеленгационных измерений, детальной геофизической информации и проведения расчётов распространения радиоволн в трёхмерно-неоднородной ионосфере. Основное внимание мы уделим рассмотрению рассеяния радиоволн на мелкомасштабных ориентированных вдоль магнитного поля неоднородностях. Дело в том, что такие неоднородности сопровождают резкие градиенты электронной концентрации и существуют на южной границе аврорального овала [25, 26]. Они могут служить в качестве индикатора для определения положения аврорального овала во время геомагнитных возмущений при регистрации боковых (рассеянных) сигналов на ионограммах наклонного зондирования.

На примере трасс Магадан—Иркутск и Инскип (Англия)—Ростов-на-Дону, где наблюдались боковые диффузные сигналы во время магнитной бури, мы провели расчёты с целью локализации области с неоднородностями, ответственными за рассеяние. Очевидно, что область с неоднородностями должна находиться на соответствующем эллипсе с фокусами в пунктах излучения и приёма. Положение области рассеяния на самом эллипсе подбиралось расчётным путём, сопоставляя модельные и экспериментальные ионограммы и используя условие зеркальности рассеяния на сильно вытянутых вдоль магнитного поля мелкомасштабных неоднородностях [27]. Заметим, что аналогичный подход использовался в работе [28] для расчёта областей H_E -рассеяния на анизотропных неоднородностях среднеширотного E -слоя. Расположение пробных областей рассеяния задавалось в виде сетки по широте и долготе вблизи южной границы овала. Для обеспечения соответствия условиям реального эксперимента при вычислениях проводилась коррекция глобальной модели ионосферы IRI до полного совпадения модовой структуры и МНЧ прямого сигнала.

Результаты расчёта прямого и рассеянного сигналов нанесены на экспериментальные ионограммы (см. рис. 2а, 3а и 5а). На основе расчётов на рис. 2б, 3б и 5б на картах аврорального овала показаны области с неоднородностями, ответственными за появление боковых (рассеянных) сигналов на ионограммах наклонного зондирования во время геомагнитных возмущений. Не полное совпадение дистанционно-частотных характеристик расчётного (рассеянного) и экспериментального (аномального) сигналов можно объяснить как вкладом других возможных механизмов формирования аномальных сигналов, в первую очередь за счёт рефракции радиоволн на крупномасштабных поперечных градиентах электронной концентрации в окрестности северной стенки ионосферного провала, так и отсутствием модели ионосферы, адекватно описывающей её поведение в авроральной зоне, особенно в период геомагнитных возмущений.

На рис. 8б показана ионограмма на трассе Инскип—Ростов-на-Дону, рассчитанная по модели IRI для условий проведения эксперимента (14:42 UT 29.10.03) с учётом рассеяния радиоволн на ориентированных вдоль магнитного поля неоднородностях. Рисунок 8б иллюстрирует на карте аврорального овала географическое положение области рассеяния, которая по условиям распространения и геометрии рассеяния даёт основной вклад¹ в появление бокового (рассеянного) сигнала на ионограмме наклонного зондирования для данного расположения передающего

¹ В расчётах положение области с неоднородностями варьировалось в значительных пределах как по широте (от 52° до 60° с. ш.), так и по долготе (от 33° до 43° в. д.) в интервале высот от 215 км до высоты максимума F -слоя. Как показали расчёты, в принципе, боковые сигналы, обусловленные рассеянием радиоволн на мелкомасштабных ориентированных вдоль магнитного поля неоднородностях, могут приходить от различных областей. Критерием отбора являлось наилучшее совпадение экспериментальной и расчётной ионограмм.

и приёмного пунктов. Из сравнения рис. 8а и 8б видно удовлетворительное соответствие расчётной и экспериментальной ионограмм. При этом, как видно из рис. 8в, расчётная область с неоднородностями, ответственными за рассеяние и появление на ионограмме наклонного зондирования бокового рассеянного сигнала, близка к положению южной границы аврорального овала (по измерениям спутника DMSP [23]), что свидетельствует в пользу предложенной интерпретации бокового сигнала. При этом южная граница аврорального овала достигает средних широт.

Следует отметить, что в период регистрации боковых диффузных сигналов на ионограммах наклонного зондирования в период с 13:40 до 15:30 UT 29 октября 2003 года компонента B_z межпланетного магнитного поля (ММП) имела северное направление ($B_z > 0$), но модуль ММП был достаточно велик. Известно, что магнитные бури хорошо коррелируют с южной компонентой ММП ($B_z < 0$). Полученные по результатам наклонного зондирования возмущённой ионосферы данные о динамике аврорального овала подтверждают возможность развития суббури и движения аврорального овала к югу в период, когда $B_z > 0$, и свидетельствуют об увеличении с ростом модуля межпланетного магнитного поля вводимой в магнитосферу энергии и вызванного этим усиления магнитосферных и ионосферных токовых систем, определяющих динамику высокоширотной ионосферы и формирование неоднородностей. Экваториальное движение аврорального овала прямо или косвенно отражает изменения в конфигурации магнитосферы как результат пересоединения силовых линий межпланетного и геомагнитного полей и усиления кольцевого тока. Согласно [11] интенсивность кольцевого тока вносит основной вклад в изменение экваториальной границы аврорального овала. Кроме того, считается, что авроральная граница овала расширяется к югу в связи с увеличением активности аврорального электроджета [11]. По нашим данным, в период сильной магнитной бури 29–30.10.03 авроральный электроджет располагался в ионосфере средних широт.

Что касается перемещающихся ионосферных возмущений, то известно [29, 30], что в авроральной зоне во время магнитных возмущений генерируются перемещающиеся ионосферные возмущения, связанные с джоулевым нагревом. В высоких широтах они хорошо детектируются с помощью КВ радаров. Так, по данным наблюдений на сети радаров SuperDARN [31, 32], в высоких широтах на сигналах возвратно-наклонного зондирования часто наблюдается модуляция эхо-сигнала, интерпретируемая как фокусировка при отражении радиоволн от ионосферы, модулированной перемещающимися волновыми возмущениями.

На среднеширотных трассах перемещающиеся ионосферные возмущения, регистрируемые на ионограммах наклонного зондирования, могут служить индикатором проявления эффектов магнитосферно-ионосферных связей в период магнитной бури и их распространения с высоких на средние широты. Как показывает сравнение результатов измерений вариаций МНЧ в период магнитной бури и в спокойных условиях, во время магнитной бури существенно возрастает амплитуда вариаций МНЧ, увеличивается амплитуда быстрых вариаций (с периодом менее 15 минут), а сам временной ход МНЧ носит пульсирующий характер, что отражает волновые процессы, происходящие в ионосфере в период геомагнитной возмущённости. Оценки, сделанные на основе моделирования ионосферного распространения коротких волн с учётом перемещающихся ионосферных возмущений по методике, изложенной в [33], показывают, что наблюдаемый эффект модуляции дистанционно-частотной характеристики в окрестности МНЧ можно ожидать от волнообразных возмущений электронной концентрации с амплитудой $20 \div 30\%$ от фонового уровня. Крупномасштабные вариации МНЧ, наблюдаемые примерно с 11:00 до 14:00 UT, по-видимому, связаны с прохождением терминатора на трассе распространения. Аналогичный эффект наблюдался в вечернее время на среднеширотной трассе Инскип—Москва в апреле 2002 года в спокойных геомагнитных условиях [34].

Таким образом, согласно полученным данным магнитные бури сопровождаются генерацией

мощных перемещающихся ионосферных возмущений и движением к югу ионосферного провала и аврорального овала с мелкомасштабными неоднородностями. Сочетание этих факторов и обуславливает посредством рефракции и рассеяния радиоволн формирование аномальных сигналов, регистрируемых на ионограммах наклонного зондирования на среднеширотных трассах во время геомагнитных возмущений.

ВЫВОДЫ

Основные результаты работы можно сформулировать следующим образом.

1. Показано, что система трасс наклонного ЛЧМ-зондирования, охватывающая обширный евроазиатский долготный сектор от Англии до Магадана, слабо оснащённый средствами диагностики, может служить эффективным средством для мониторинга ионосферных эффектов геомагнитных возмущений. При этом сеть ЛЧМ-ионозондов может использоваться как бистатистические КВ радары, чувствительные как к крупномасштабным структурам (главный ионосферный провал, авроральный овал, перемещающиеся ионосферные возмущения, глобулы с повышенной электронной концентрацией), так и к мелкомасштабным неоднородностям, сопровождающим такие крупномасштабные образования.

2. Совместный анализ данных вертикального и наклонного зондирования ионосферы и спутниковых данных показывает, что появление дополнительных сигналов во время геомагнитной возмущённости может быть обусловлено рефракцией радиоволн в области аврорального овала и главного ионосферного провала, а также рассеянием на мелкомасштабных неоднородностях, ориентированных вдоль магнитного поля, вблизи экваториальной границы аврорального овала. На основе численных расчётов и сопоставления с экспериментальными данными наклонного зондирования проведена идентификация боковых диффузных сигналов, регистрируемых во время возмущений на среднеширотных трассах Магадан—Иркутск и Инскип (Англия)—Ростов-на-Дону, как сигналов, рассеянных на мелкомасштабных ориентированных вдоль магнитного поля неоднородностях, положение которых хорошо совпадает с южной границей аврорального овала. Показано, что во время главной фазы магнитной бури 29 октября 2003 года происходило смещение южной границы аврорального овала из высоких в средние широты со средней скоростью порядка $2,5^\circ$ в час. Отметим, что ионосферные эффекты, зарегистрированные на среднеширотной трассе наклонного зондирования Инскип—Ростов-на-Дону во время экстремально сильной магнитной бури 29–30.10.03, более характерны для условий авроральной зоны Арктики.

3. Показано, что в главной фазе сильной магнитной бури 29 октября 2003 года на среднеширотной трассе Инскип—Ростов-на-Дону наблюдалась модуляция дистанционно-частотной характеристики в окрестности МНЧ, связанная с генерацией акустико-гравитационных волн и их ионосферного отклика в виде перемещающихся ионосферных возмущений. Согласно оценкам амплитуда волновых возмущений составляла $20 \div 30\%$ от фонового уровня электронной концентрации.

В заключение заметим, что результаты проведённых исследований распространения коротких радиоволн свидетельствуют о сложной картине физических процессов в магнитосферно-ионосферной системе во время геомагнитных возмущений, отражающихся на структуре и динамике как крупномасштабных образований (ионосферный провал, авроральный овал), так и на сопровождающих их мелкомасштабных неоднородностях. Во время сильных возмущений эти факторы могут существенно влиять на характеристики КВ сигналов не только в высокоширотной ионосфере, но и на средних широтах, где проходит основная часть декаметровых радиолиний. Ясно, что для продвижения в этой области и получения более полных данных о физике ионосферных процессов и механизмах распространения коротких волн в условиях геомагнитных возмущений

необходимы координированные исследования с использованием современных радиофизических и геофизических методов измерений. Экспериментальное изучение ионосферы методом наклонного зондирования на трассах различной протяжённости и ориентации в областях субавроральной и среднеширотной ионосферы может служить важным инструментом для исследования динамики аврорального овала и положения главного ионосферного провала во время геомагнитных возмущений. Мы планируем в дальнейшем проводить такие исследования с привлечением как отечественных, так и зарубежных систем диагностики ионосферы и магнитосферы, в том числе средств пеленгационных измерений [35].

Работа выполнена при поддержке РФФИ (гранты № 02-05-64383 и 02-05-64570).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Hunsucker R. D., Bates H. F. // *Radio Sci.* 1969. V. 4, No. 4. P. 347.
2. Жулина Е. М. // Траекторные характеристики коротких радиоволн. М.: ИЗМИРАН, 1978. С. 68.
3. Благовещенский Д. В., Жеребцов Г. А. Высокоширотные геофизические явления и прогнозирование коротковолновых радиоканалов. М.: Наука, 1987. 272 с.
4. Гудмен Д. М., Ааронс Ж. // *ТИИЭР*. 1990. Т. 78, № 3. С. 59.
5. Blagoveshchenky D. V., Borisova T. D. // *Radio Sci.* 2000. V. 35, No. 5. P. 1165.
6. Урядов В. П., Понятов А. А. // *LVI Научная сессия, посвящённая дню Радио*. 2001. Т. 2. С. 260.
7. Урядов В. П., Куркин В. И., Носов В. Е. и др. // *Солнечно-земная физика*. 2002. Вып. 2. С. 251.
8. Zaalov N. Y., Warrington E. M., Stoker A. J. // *XXVII General Assembly URSI. Programme Oral Presentations*. Maastricht, 2002. P. 105.
9. Stocker A. J., Siddle D. R., Warrington E. M., Zaalov N. Y. // *XXVII General Assembly URSI. Programme Poster Presentations*. Maastricht, 2002. P. 69.
10. Куркин В. И., Пономарчук С. Н., Смирнов В. Ф. // *Солнечно-земная физика*. 2004. Вып. 5. С. 124.
11. Yokoyama N., Kamide Y., Miyaoka H. // *Ann. Geophys.* 1998. V. 16, No. 5. P. 566.
12. Potekhin A. P., Berngardt O. I., Kurkin V. I., et al. // *Proc. SPIE*. 1999. V. 3983. P. 328.
13. Жеребцов Г. А., Куркин В. И., Носов В. Е. и др. // *Исследования по геомагнетизму, аэрономии и физике Солнца*. 1997. Вып. 107. С. 10.
14. Vo H. B., Foster J. C. // *J. Geophys. Res.* 2001. V. 106. P. 21555.
15. Афраймович Э. Л., Астафьева Э. И., Бернгардт О. И. и др. // *Изв. вузов. Радиофизика*. 2004. Т. 47, № 7. С. 509.
16. Greenwald R. A., Baker K. B., Dudeney J. R., et al. // *Space Sci. Rev.* 1995. V. 71. P. 761.
17. Yeoman T. K., Luhr H. // *Ann. Geophys.* 1997. V. 15. P. 692.
18. Иванов В. А., Куркин В. И., Носов В. Е. и др. // *Изв. вузов. Радиофизика*. 2003. Т. 46, № 11. С. 919.
19. Урядов В. П., Вертоградов Г. Г., Вертоградов В. Г. и др. // *Труды 10-й Международной научно-техн. конф. «Радиолокация, навигация, связь», 13–15 апреля 2004, Воронеж*. Т. 3. С. 1897.
20. Урядов В. П., Вертоградов Г. Г., Вертоградов В. Г. и др. // *Труды 10-й Международной научно-техн. конф. «Радиолокация, навигация, связь», 13–15 апреля Воронеж, 2004*. Т. 3. С. 1909.
21. Брюнелли Б. Е., Намгаладзе А. А. *Физика ионосферы*. М.: Наука, 1988. 527 с.
22. Basler R. P., Price G. H., Tsunoda R. T., Wong T. L. // *Radio Sci.* 1988. V. 23, No. 4. P. 569.

23. http://sd-www.jhuapl.edu/Aurora/ovation/ovation_display.html.
24. <http://hiraiso.crl.go.jp>.
25. Fejer B. G., Kelley M. C. // *Rev. Geophys.* 1980. V. 18, No. 2. P. 401.
26. Tsunoda R. T. // *Rev. Geophys.* 1988. V. 26, No. 4. P. 719.
27. Понятов А. А., Урядов В. П. Компьютерное моделирование ионосферного распространения коротких радиоволн: Препринт № 428 НИРФИ. Нижний Новгород, 1996. 20 с.
28. Коровин А. В., Насыров А. М. // Метеорное распространение радиоволн. Казань, 1980. Вып. 15. С. 72.
29. Hocke K., Schlegel K. // *Ann. Geophys.* 1996. V. 14. P. 917.
30. Hunsucker R. D. // *Rev. Geophys. Space Sci.* 1982. V. 20. P. 293.
31. MacDougall J. W., Andre D. A., Sofko G. J., et al. // *Ann. Geophys.* 2001. V. 18. P. 1550.
32. Bristow W. A., Greenwald R. A., Samson J. C. // *J. Geophys. Res.* 1994. V. 79. P. 319.
33. Ерухимов Л. М., Понятов А. А., Урядов В. П. и др. // *Изв. вузов. Радиофизика.* 1998. Т. 41, № 1. С. 3.
34. Черкашин Ю. Н., Егоров И. Б., Урядов В. П., Понятов А. А. // *Изв. вузов. Радиофизика.* 2003. Т. 46, № 12. С. 1011.
35. Вертоградов Г. Г., Мятешников Ю. П., Урядов В. П., Розанов С. В. // *Изв. вузов. Радиофизика.* 2004. Т. 47, № 1. С. 15.

¹ Научно-исследовательский радиофизический институт, г. Нижний Новгород;

Поступила в редакцию
26 апреля 2004 г.

² Институт солнечно-земной физики СО РАН, г. Иркутск;

³ Ростовский государственный университет,
г. Ростов-на-Дону, Россия

FEATURES OF HF-SIGNAL PROPAGATION ON MIDLATITUDE PATHS UNDER CONDITIONS OF GEOMAGNETIC DISTURBANCES

*V. P. Uryadov, V. I. Kurkin, G. G. Vertogradov, V. G. Vertogradov, A. A. Ponyatov, and
S. N. Ponomarchuk*

We present the results of experimental studies of the features of HF-signal propagation on oblique sounding paths in the Eurasian longitude sector between England and Magadan during geomagnetic disturbances. The joint analysis of the satellite data and the data of vertical and oblique sounding of the ionosphere shows that the appearance of additional signals during magnetic disturbances can be stipulated by refraction of radio waves in the region of the auroral oval and the main ionospheric trough, as well as by scattering from small-scale field-aligned irregularities near the equatorial boundary of the auroral oval. On the basis of calculations and comparison with experimental data of oblique sounding of the midlatitude ionosphere, the "lateral" spread signals registered on the Magadan—Irkutsk and Inskip (England)—Rostov-Don paths are identified as signals scattered by small-scale field-aligned irregularities whose location coincides with the southern boundary of the auroral oval. We outline the prospects of using the Russian and global chirp-ionosonde networks to study the dynamics of the main ionospheric trough and auroral oval during geomagnetic disturbances as a manifestation of space weather in the near-Earth space.

УДК 621.371

РАССЕЯНИЕ ВОЛН НА СИЛЬНО ВЫТЯНУТОЙ НЕОДНОРОДНОСТИ*М. В. Тинин*¹, *Б.-Ч. Ким*²

Рассматривается задача однократного рассеяния волн на сильно вытянутой неоднородности, которая по поперечным (относительно большой оси неоднородности) координатам находится в дальней зоне, а по продольной координате — в ближней. Используя метод стационарной фазы при интегрировании по продольной координате в формуле однократного рассеяния, получены выражения для поля рассеянной волны. Приводятся некоторые результаты моделирования интенсивности рассеянной волны с использованием полученной формулы применительно к метеорному распространению радиоволн.

ВВЕДЕНИЕ

В задачах распространения радиоволн в неоднородных средах, диагностики ионосферы, дифракционной томографии широко используется теория однократного рассеяния [1, 2]. В основе этой теории лежит решение волнового уравнения в первом приближении теории возмущения. Обычно для упрощения результатов интегралы, получаемые в этом приближении, вычисляются для случая, когда неоднородность находится в дальней (фраунгоферовой) зоне относительно источника и приёмника. В этом случае поле рассеянной волны оказывается пропорциональным пространственному спектру неоднородности, и этот результат интерпретируется как брэгговское рассеяние на пространственной гармонике неоднородной среды [1]. Такая ситуация может реализовываться для изолированной неоднородности с достаточно малыми размерами. Для протяжённой неоднородной среды часто предполагается, что рассеивающий объём представляет собой пересечение объёмов пространства, занимаемых диаграммами направленности приёмной и передающей антенн [3, 4], и находится в дальней зоне. Однако в этом предположении имеется внутреннее противоречие [5]: на большом удалении от источника (в дальней зоне по отношению к антенне) антенный луч охватывает объём с размерами больше френелевского радиуса. При исследовании рассеяния на таких протяжённых неоднородностях используются различные подходы [5–7], в основе которых лежит спектральное представление неоднородностей. В работе [5] при анализе рассеянного поля во френелевской области диаграммы направленности приёмной и передающей антенн аппроксимируются гауссовыми кривыми, а в работе [7] для такого анализа используется трёхмерный метод стационарной фазы.

Однако довольно часто неоднородности естественного и искусственного происхождения имеют резко выраженную анизотропию: характерные масштабы неоднородностей в одном направлении сильно отличаются от масштабов в других направлениях [8]. При этом даже для отдельной неоднородности возможны ситуации, когда из-за сильной вытянутости неоднородность оказывается в дальней зоне относительно одних координат, а её масштабы по другим координатам намного превышают радиус Френеля. Характерным примером является задача рассеяния на метеорном следе, поперечный масштаб которого может быть порядка десятков сантиметров, а протяжённость составляет до нескольких десятков километров [9–11]. В настоящей работе рассматривается задача рассеяния на сильно вытянутой неоднородности. Полученное решение имеет достаточно простую связь с поперечным спектром неоднородности. Рассматривается пример использования полученных формул при исследовании пространственного распределения интенсивности поля, рассеянного метеорным следом.

1. ОДНОКРАТНОЕ РАССЕЯНИЕ НА СЛАБО ВЫТЯНУТЫХ НЕОДНОРОДНОСТЯХ

В теории однократного рассеяния поле $U_1(\mathbf{r})$ гармонической рассеянной волны в скалярном приближении находится как первое приближение решения волнового уравнения с помощью теории возмущений [1–4]:

$$U_1(\mathbf{r}) = -k^2 \int_V \tilde{\varepsilon}(\mathbf{r}') U_0(\mathbf{r}') G(\mathbf{r}, \mathbf{r}') d\mathbf{r}'. \quad (1)$$

Здесь $U_0(\mathbf{r})$ — поле падающей волны (т. е. поле волны в отсутствие неоднородностей), $G(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$ — функция Грина для волновой задачи в отсутствие неоднородностей, $k = 2\pi f/c$ — волновое число, c — скорость света в свободном пространстве, f — рабочая частота передатчика, $1 + \tilde{\varepsilon}(\mathbf{r}')$ — диэлектрическая проницаемость неоднородности, V — область, занятая неоднородностью $\tilde{\varepsilon}$. Для плазмы на высоких частотах связь $\tilde{\varepsilon}(\mathbf{r}')$ с электронной концентрацией неоднородности в системе СИ определяется соотношением

$$\tilde{\varepsilon}(\mathbf{r}) = -\frac{80,8}{(f[\Gamma_{\text{ц}}])^2} N(\mathbf{r})[\text{м}^{-3}], \quad (2)$$

где $N(\mathbf{r})$ — концентрация электронов.

В свободном пространстве падающая волна $U_0(\mathbf{r})$ и функция Грина $G(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$ имеют вид сферических волн, и (1) в этом случае принимает вид

$$U_1 = \frac{k^2 A}{4\pi} \int_V \tilde{\varepsilon}(\mathbf{r}') \frac{\exp[ik\Psi(\mathbf{r}, \mathbf{r}', \mathbf{r}_0)]}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'| |\mathbf{r}' - \mathbf{r}_0|} d\mathbf{r}', \quad (3)$$

где

$$\Psi(\mathbf{r}, \mathbf{r}', \mathbf{r}_0) = |\mathbf{r}' - \mathbf{r}_0| + |\mathbf{r} - \mathbf{r}'|, \quad (4)$$

$\mathbf{r}$ и $\mathbf{r}_0$ — координаты приёмника и передатчика, A — амплитуда падающей сферической волны, определяемая по мощности передатчика и диаграмме направленности передающей антенны.

Формула (3) при известной неоднородности (2) даёт искомое поле рассеянной волны. Но расчёт с помощью (3) весьма затруднителен, поэтому обычно эту формулу упрощают для случая, когда передатчик и приёмник находятся достаточно далеко от неоднородности, в зоне Фраунгофера. В этой области как для падающей волны, так и для функции Грина в пределах неоднородности набег фазы изменяется почти линейно. С учётом этого для дальней зоны получаем (см., например, [1–4])

$$U_1(\mathbf{r}) \approx \frac{2\pi^2 k^2 A}{r_0 r} \Phi_{\varepsilon 3}(\mathbf{Q}) \exp(ik\Psi_0). \quad (5)$$

Здесь

$$\Phi_{\varepsilon 3}(\mathbf{Q}) = (2\pi)^{-3} \int \tilde{\varepsilon}(\mathbf{r}') \exp(-i\mathbf{r}'\mathbf{Q}) d\mathbf{r}' \quad (6)$$

— трёхмерный спектр неоднородности, расположенной в начале координат, r и r_0 — расстояния от неоднородности до приёмника и передатчика, $\Psi_0 = r + r_0$ — фазовый путь от передатчика до неоднородности и от неоднородности до приёмника,

$$\mathbf{Q} = -k [\mathbf{r}/r + \mathbf{r}_0/r_0] \quad (7)$$

— вектор рассеяния. Условием применимости формулы (5) является малость всех размеров неоднородности по сравнению с радиусом Френеля.

В работах [5–7] были проведены исследования формулы (3) в случае, когда не выполняется условие применимости формулы (5), т. е. когда неоднородность находится в ближней зоне. Однако интересная особенность многих неоднородностей заключается в их вытянутости. При этом могут быть ситуации, когда (например, для метеорного следа) поперечные размеры неоднородности удовлетворяют условиям дальней зоны, а продольные размеры намного превышают радиус зоны Френеля. В дальнейшем будем называть такое рассеяние радиоволн рассеянием на сильно анизотропной неоднородности в отличие от рассеяния, описываемого формулой (5), которое будем называть рассеянием на слабо анизотропной неоднородности. Проведём анализ формулы (3) при рассеянии на сильно анизотропной неоднородности.

2. ОДНОКРАТНОЕ РАССЕЯНИЕ НА СИЛЬНО ВЫТЯНУТЫХ НЕОДНОРОДНОСТЯХ

Выберем систему координат x', y', z' с началом внутри неоднородности (следа) и с осью z' , совпадающей с большой осью неоднородности (см. рис. 1). Учитывая, что для поперечных размеров следа мы находимся в дальней зоне, вычисление интеграла по поперечным координатам $\rho' = (x', y')$ в (3) приводит, как и ранее, к преобразованию Фурье, но только по координатам x' и y' . В результате получаем

$$U_1 = k^2 A \pi \int \frac{\exp[ik\Psi_0(z')]}{|\mathbf{r} - \mathbf{z}'||\mathbf{z}' - \mathbf{r}_0|} \Phi_{\varepsilon 2}(\mathbf{Q}_2(z')) dz', \quad (8)$$

где

$$\Phi_{\varepsilon 2}(\mathbf{Q}_2) = (2\pi)^{-2} \int \tilde{\varepsilon}(\rho') \exp(-i\rho' \mathbf{Q}_2) d\rho' \quad (9)$$

— двумерный спектр неоднородности; $\mathbf{Q}_2$ — проекция вектора рассеяния (7) на плоскость, поперечную большой оси неоднородности. Интеграл по z' вычислим методом стационарной фазы [12], который соответствует случаю, когда размеры неоднородности по z' больше размеров зоны Френеля. Точка стационарной фазы z'_c в (8) находится из условия

$$\left. \frac{\partial \Psi_0(z')}{\partial z'} \right|_{z'=z'_c} = 0, \quad (10)$$

или

$$\cos \beta_i \equiv \frac{z'_c - z'_0}{\sqrt{\rho_0^2 + (z'_c - z'_0)^2}} = \frac{z' - z'_c}{\sqrt{\rho^2 + (z' - z'_c)^2}} \equiv \cos \beta_s, \quad (11)$$

где $\rho' = |\rho'| = \sqrt{x'^2 + y'^2}$, $\rho'_0 = |\rho'_0| = \sqrt{x_0'^2 + y_0'^2}$, x'_0 и y'_0 — поперечные координаты источника (см. рис. 1). Отсюда для точки стационарной фазы получаем

$$z'_c = \frac{z' \rho'_0 + z'_0 \rho'}{\rho' + \rho'_0}. \quad (12)$$

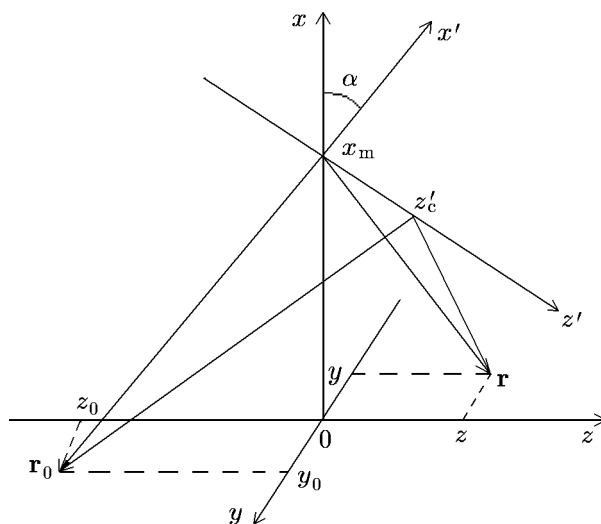


Рис. 1

В результате применения метода стационарной фазы имеем

$$U_1(\mathbf{r}) \approx \frac{\sqrt{2} (\pi k)^{3/2} A}{\sqrt{\rho' \rho'_0} \sqrt{(\rho' + \rho'_0)^2 + (z' - z'_0)^2}} \Phi_{\varepsilon 2}(\mathbf{Q}_2(z'_c), z'_c) \exp(ik\Psi_c + i\pi/4). \quad (13)$$

Здесь

$$\Psi_c = \sqrt{(\rho' + \rho'_0)^2 + (z' - z'_0)^2}, \quad (14)$$

$$\mathbf{Q}_2(z_c) = k \left[1 + \left(\frac{z' - z'_0}{\rho' + \rho'_0} \right)^2 \right]^{-1/2} \left[\frac{\boldsymbol{\rho}'}{\rho'} + \frac{\boldsymbol{\rho}'_0}{\rho'_0} \right]. \quad (15)$$

Заметим, что условие стационарной фазы (11) в данном случае может только условно интерпретироваться как совпадения углов «падения» β_i и «отражения» β_s , т. к. в определении углов β_i и β_s входят не поперечные координаты, а поперечные дальности $\rho' = |\boldsymbol{\rho}'| = \sqrt{x'^2 + y'^2}$, $\rho'_0 = |\boldsymbol{\rho}'_0| = \sqrt{x_0'^2 + y_0'^2}$. Поэтому, если условие (11) выполняется в некоторой точке (z', x'_1, y'_1) , то оно будет выполняться для любого наблюдателя, находящегося на окружности радиуса ρ'_1 , расположенного на плоскости, поперечной к оси неоднородности, с центром на этой оси. Эта аксиальная симметрия решения (13) нарушается только двумерным спектром (9). Но когда поперечные размеры неоднородности малы по сравнению с длиной волны, этот двумерный спектр почти однородный, и формула (13) почти аксиально-симметрична относительно большой оси неоднородности, что проявляется в распределении интенсивности.

3. МОДЕЛЬ НЕОДНОРОДНОСТИ

В качестве модели следа возьмем гауссову функцию:

$$N(\mathbf{r}') = N_m(z') \exp\left(-\frac{\rho'^2}{2l_\perp^2}\right), \quad (16)$$

где $l_\perp$ — поперечный размер неоднородности. Здесь мы можем учитывать произвольную плавную изменчивость неоднородности вдоль оси z' . Модель (16) удобна тем, что для неё легко найти спектр неоднородности по поперечным координатам. С учётом (2) для модели (16) получаем из (13) следующее выражение для поля рассеянной волны:

$$U_1(\mathbf{r}) \approx \frac{-80,8 N_m(z'_c) A l_\perp^2 \sqrt{2} (\pi k)^{3/2} \exp(i\pi/4)}{f^2 2\pi \sqrt{\rho' \rho'_0} \sqrt{(\rho' + \rho'_0)^2 + (z' - z'_0)^2}} \exp\left[-\frac{1}{2} l_\perp^2 Q_2^2(z_c) + ik\Psi_c\right]. \quad (17)$$

Зная поле $U_1(\mathbf{r})$, можно найти интенсивность рассеянной компоненты и соответствующую мощность на входе приёмника. Для рассматриваемого здесь случая сильной анизотропии, используя (17), получаем

$$P_r = P_t G_t G_r I(\mathbf{r}). \quad (18)$$

Здесь

$$I(\mathbf{r}) = \frac{[80,8 \pi q(z'_c)/c^2]^2 \lambda^3}{\rho' \rho'_0 \sqrt{(\rho' + \rho'_0)^2 + (z' - z'_0)^2}} \exp(-Q_2^2 l_\perp^2) \quad (19)$$

— приведённая мощность, т. е. мощность на входе приёмника, когда приёмная и передающая антенны изотропные, а передатчик имеет единичную мощность, P_r — мощность принимаемого

рассеянного сигнала, P_t — мощность передатчика, G_r и G_t — коэффициенты усиления приёмной и передающей антенн, λ — длина волны излучения,

$$q(z') = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} N(\rho', z') d\rho' = 2\pi l_{\perp}^2 N_m(z') \quad (20)$$

— линейная электронная концентрация.

В качестве зависимости линейной электронной концентрации от продольной координаты z' можно взять гауссову функцию:

$$q(z') = q_m \exp \left[-\frac{(z' - z_m)^2}{2l_{\parallel}^2} \right]. \quad (21)$$

Здесь z_m и $l_{\parallel}$ — высота максимума и размер неоднородности по координате z' , q_m — максимальная линейная электронная концентрация. При обобщении модели (21) можно в $l_{\parallel}$, q_m ввести зависимость от координаты z' .

Подставляя (21) в (19), получаем

$$I(\mathbf{r}) = \frac{[80,8\pi q_m/c^2]^2 \lambda^3}{\rho' \rho'_0 \sqrt{(\rho' + \rho'_0)^2 + (z' - z'_0)^2}} \exp \left[-\frac{(z' - z_m)^2}{l_{\parallel}^2} - Q_2^2 l_{\perp}^2 \right]. \quad (22)$$

Аналогичная формула для слабой анизотропии получается с использованием (3):

$$I(\mathbf{r}) = \left(\frac{80,8\pi q_m}{c^2 r_0 r} \right)^2 2\pi \lambda^2 l_{\parallel}^2 \exp[-(\mathbf{Q}\mathbf{l})^2], \quad (23)$$

где

$$(\mathbf{Q}\mathbf{l})^2 = k^2 \left\{ l_{\perp}^2 \left[\frac{\rho'^2}{r^2} + \frac{\rho_0'^2}{r_0^2} + 2 \frac{x'_0 x' + y'_0 y'}{r_0 r} \right] + l_{\parallel}^2 \left[\frac{z'^2}{r^2} + \frac{z_0'^2}{r_0^2} + 2 \frac{z'_0 z'}{r_0 r} \right] \right\}. \quad (24)$$

Формулы (22), (23) получены для системы координат, в которой ось z' совпадает с большой осью неоднородности и направлена под углом α к исходной оси z (см. рис. 1), а ось y' направлена параллельно оси y . Переход к системе координат x, y, z осуществляется по обычным формулам

$$x' = (x - x_m) \cos \alpha + z \sin \alpha, \quad z' = z \cos \alpha - (x - x_m) \sin \alpha, \quad y' = y. \quad (25)$$

4. НЕКОТОРЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ МОДЕЛИРОВАНИЯ ПРОСТРАНСТВЕННОЙ СТРУКТУРЫ РАССЕЯННОГО ПОЛЯ

Проведём численное моделирование с использованием полученных формул. При выборе параметров неоднородности будем ориентироваться на задачу метеорного распространения радиоволн. Типичная рабочая частота при этом $f = 50$ МГц, а длина трассы составляет несколько сотен километров.

Рассмотрим распределение интенсивности в сечении, поперечном следу. Для этого выберем угол $\alpha = \pi/2$, центр неоднородности поместим в точку $x_m = 100$ км, $y_m = 0$, $z_m = 0$, источник — в точку $x_0 = 0$, $z_0 = 0$, $y_0 = 40$ км, а распределение интенсивности будем исследовать в плоскости $x = 200$ км, т. е. за неоднородностью.

На рис. 2а приведены результаты расчёта $I(\mathbf{r})$ по формуле (22) при $\lambda = 6$ м, $q_m = 10^{13}$ м $^{-1}$, $l_{\perp} = 1$ м, $l_{\parallel} = 50$ км. На рис. 3а приведены результаты расчёта по формуле (23) для слабой анизотропии при тех же значениях параметров, за исключением продольного размера неоднородности $l_{\parallel}$, который взят равным 10 м.

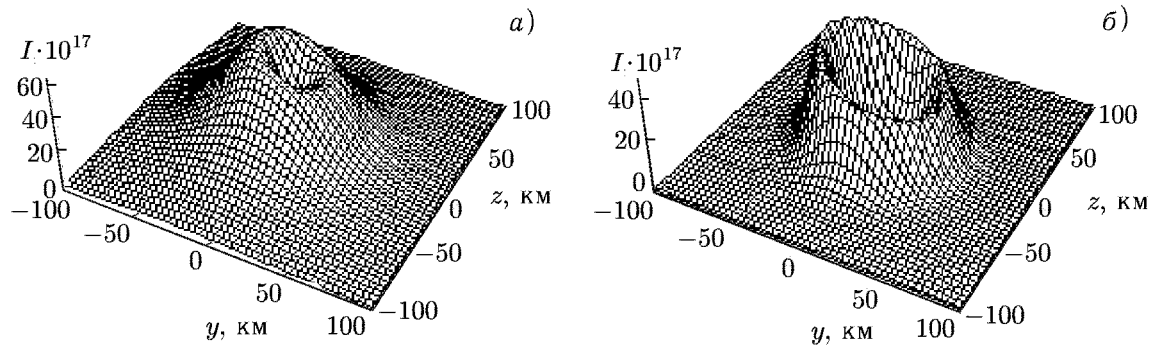


Рис. 2

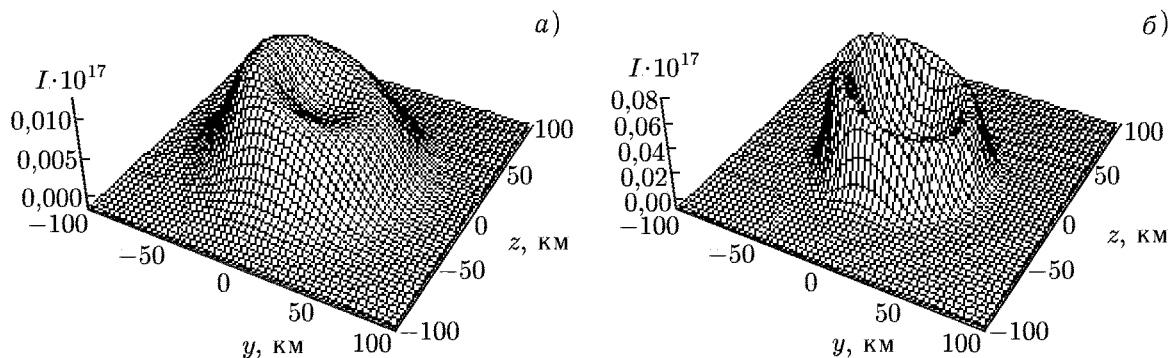


Рис. 3

При сравнении рассеяния на сильно анизотропной неоднородности (рис. 2а) и на слабо анизотропной неоднородности (рис. 3а) обращает на себя внимание подобие пространственных зависимостей при уменьшенной интенсивности во втором случае. Однако причины пространственной изменчивости в обоих случаях совершенно различные.

При слабой анизотропии неоднородности, как известно [4], формула (23) описывает ракурсную чувствительность — зависимость индикатрисы от направления рассеяния. При сильной анизотропии трудно даже говорить об индикатрисе рассеяния, т. к. неоднородность по координате z' находится в ближней (пржекторной) зоне. В этом случае наибольший вклад в рассеянное поле даёт часть неоднородности, координата z' которой (12) определяется из уравнения стационарной фазы (10). При перемещении наблюдателя эта координата перемещается по неоднородности, и наблюдаемые при этом вариации интенсивности принимаемого сигнала, фактически, отражают зависимость неоднородности от координаты z' . В силу различия механизмов рассеяния на слабо и сильно анизотропных неоднородностях наблюдается различная зависимость от продольного масштаба. Для слабо анизотропной неоднородности увеличение её размера приводит к сужению индикатрисы рассеяния и, соответственно, к уменьшению пространственного масштаба рассеянного поля. Обратная картина наблюдается при рассеянии на сильно анизотропной неоднородности. В качестве примера на рис. 2б приведены результаты расчёта по формуле (22); единственное отличие от рис. 2а состоит в том, что при расчёте был выбран уменьшенный до 15 км продольный размер $l_{\parallel}$. Видно, что ширина освещённой области (кольца) соответственно уменьшилась. При слабой анизотропии уменьшение масштаба пространственной картины (см. рис. 3б) произошло при увеличении продольного размера $l_{\parallel}$ до 25 м.

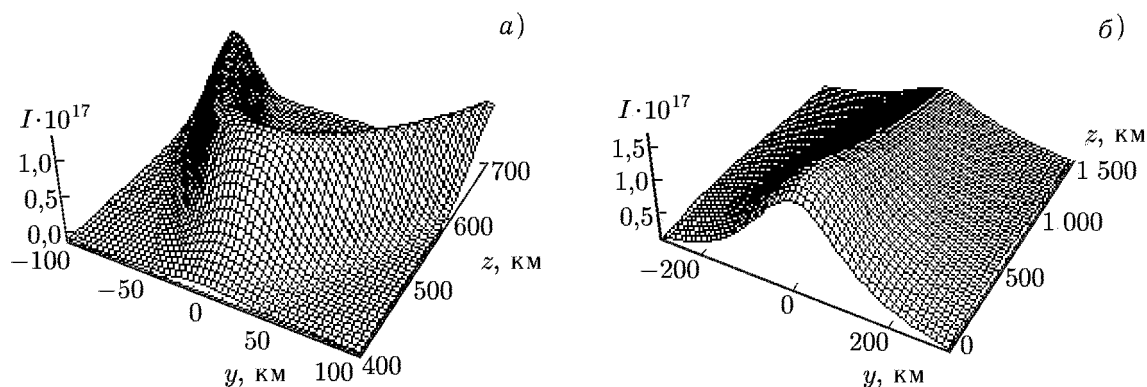


Рис. 4

Это пространственное распределение интенсивности рассеянного сигнала проявляется на наклонных трассах метеорного распространения радиоволн.

Проведём моделирование рассеянного поля на земной поверхности, когда высота и источника и приёмника равны нулю, т. е. $x_0 = 0$ и $x = 0$, а неоднородность расположена на высоте 100 км, т. е. $x_m = 100$ км. Пусть направление метеорного следа параллельно земной поверхности, т. е. $\alpha = 0$. Возьмём $\lambda = 6$ м, $q_m = 10^{13}$ м⁻¹, $l_{\perp} = 1$ м, $l_{\parallel} = 30$ км. Источник поместим в точку с координатами $z_0 = -500$ км, $y_0 = 0$. Центр неоднородности поместим в точке $z_m = 0$, $y_m = 0$.

Для выбранных параметров получаем распределение интенсивности, приведённое на рис. 4а.

Заметим, что распределение интенсивности на рис. 4а имеет достаточно сложную пространственную структуру. Это распределение объясняется так же, как выше объяснялись рис. 2а и б. В частности, уменьшение интенсивности вдоль оси z (ракурсность рассеяния), как мы уже говорили, связано с конечностью продольного (вдоль z) размера неоднородности. При увеличении этого размера минимум интенсивности отодвигается и уменьшается ракурсный характер рассеяния. В предельном случае бесконечного продольного размера неоднородности ($l_{\parallel} = \infty$), т. е. в случае двумерной неоднородности, получаем распределение интенсивности, приведённое на рис. 4б.

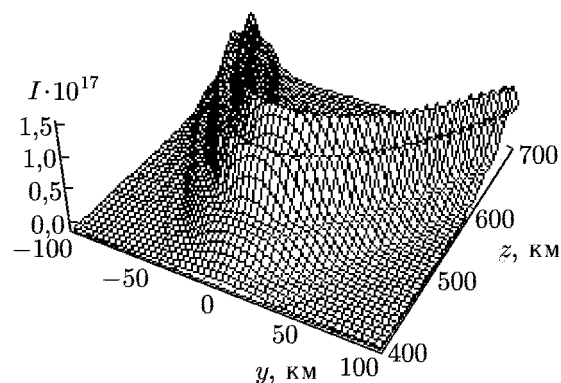


Рис. 5

Сравнивая рис. 4а и б, нетрудно видеть, что приведённые на них распределения существенно различны. Поэтому применение цилиндрически-слоистой модели неоднородности [9, 11, 13] при интерпретации рассеяния на метеорном следе большой, но конечной протяжённости, вызывает затруднения. В отличие от работ [9, 11, 13], формулу (22) можно использовать не только для модели неоднородности ограниченной протяжённости (21), но и учесть наличие в ионосфере различных факторов, усложняющих нашу модель метеорного следа. Например, при учёте периодических возмущений в ионосфере можно в качестве модели линейной концентрации взять не гауссову функцию (21), а «модулированную» гауссову функцию

$$q(z') = q_m [1 + a \sin(bz')] \exp \left[-\frac{(z' - z_m)^2}{2l_{\parallel}^2} \right]. \quad (26)$$

На рис. 5 приведено распределение интенсивности рассеянного сигнала для модели (26) при тех же параметрах, что и на рис. 4а для $a = 0,1$ и $b = 0,3$. Движение этой пространственной картины при изменяющихся размерах (т. е. с учётом диффузии) и координатах следа может привести к различным временным зависимостям сигнала, наблюдающимся на практике [14].

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе рассмотрено рассеяние монохроматической волны на неоднородности диэлектрической проницаемости, когда один из размеров неоднородности значительно превышает френелевский радиус, а остальные размеры неоднородности значительно меньше соответствующего радиуса Френеля. При этом не делается никаких предположений о размерах диаграмм направленности приёмной и передающей антенн. Смешанный характер рассеяния (по двум координатам неоднородность находится в дальней зоне, а по одной — в ближней зоне) определил смешанный характер решения задачи. Полученное нами решение (22) пропорционально пространственному двумерному спектру по поперечным координатам в плоскости, пересекающей неоднородность в точке, определяемой из геометрического условия (11) совпадения углов падения и отражения (преломления).

Применение полученных формул продемонстрировано на примере задачи метеорного распространения радиоволн. При этом промоделированы только некоторые пространственные зависимости интенсивности рассеянного сигнала. С учётом зависимости параметров (координат, амплитуды и размеров) неоднородности от времени, возможно моделирование зависимостей интенсивности от времени. Если учесть возможность варьирования угла направления метеорного следа и различной его зависимости (модуляции) от продольной координаты, становится понятным, какое большое количество ситуаций и временных зависимостей для интенсивности будет результатом такого моделирования. Заметим, что и на практике наблюдается [14] большое разнообразие временных зависимостей метеорного сигнала, не всегда имеющих адекватную интерпретацию. Поэтому в дальнейшем мы предполагаем провести расширенное моделирование метеорного распространения радиоволн с целью развития классификации принимаемых сигналов.

Полученные формулы удобны не только при моделировании структуры отдельных всплесков, но и при расчёте метеорных трасс. В силу сильной изменчивости метеорного радиоканала такие расчёты могут быть проведены только статистическими методами. Ранее в таких статистических расчётах не учитывалась изменчивость структуры сигнала. Учитывая простоту наших формул, их удобно использовать при расчёте статистических характеристик метеорного радиоканала.

Интересными также представляются результаты данной работы с точки зрения томографии неоднородных сред. Известно (см., например, [15]), что в основе дифракционной томографии лежит борновское приближение (5). Как следует из наших результатов, при диагностике вытянутой неоднородности результаты наблюдений пропорциональны не трёхмерному пространственному спектру, а двумерному, соответствующему поперечному сечению $z' = z'_c$, где z'_c определяется формулой (12). Меняя продольные координаты источника (z') или наблюдателя (z'_0), мы меняем координаты z'_c , получаем поперечный спектр в новом сечении и, таким образом, последовательно восстанавливаем объёмное изображение исследуемого объекта.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Рытов С. М., Кравцов Ю. А., Татарский В. И. Введение в статистическую радиофизику. Ч. 2. Случайные поля. М.: Наука, 1978.

2. Исимару А. Распространение и рассеяние волн в случайно-неоднородных средах. М.: Мир, 1981.
3. Татарский В. И. Распространение волн в турбулентной атмосфере. М.: Наука, 1967.
4. Кравцов Ю. А., Фейзулин З. И., Виноградов А. Г. Прохождение радиоволн через атмосферу Земли. М.: Радио и связь, 1983.
5. Tatarskii V. I. // Proc. ERAD. 2002. P. 1.
6. Бернгардт О. И., Потехин А. П. // Изв. вузов. Радиофизика. 2000. Т. 43, № 6. С. 536.
7. Berngardt O. I., Potekhin A. P. // Radio Sci. 2002. V. 37, No. 1. P. 8-1.
8. Гершман Б. Н., Ерухимов Л. М., Яшин Ю. Я. Волновые явления в ионосфере и космической плазме. М.: Наука, 1984.
9. Weitzen J. A. // Meteor Burst Communications. Theory and Practice. 1993. P. 9.
10. Desourdis R. I. // Meteor Burst Communications. Theory and Practice. 1993. P. 59.
11. Weitzen J. A., Ralston W. T. // IEEE Trans. Anten. Propag. 1988. V. 36, No. 12. P. 1813.
12. Федорюк М. В. Асимптотика: интегралы и ряды. М.: Наука, 1987.
13. Eshleman V. R., Manning L. A. // Proc. IRE. 1954. V. 42, No. 3. P. 530.
14. Melville S. W., Larsen J. D., Letschert R. Y., Goddard W. D. // SA IEE Trans. 1989. September. V. 80. P. 104.
15. Carney P. S., Wolf E., Agarwal G. S. // J. Opt. Soc. Am. A. 1999. V. 16, No. 11. P. 2643.

¹ Иркутский госуниверситет, г. Иркутск, Россия;

² Мирьянгский национальный университет,
г. Мирьянг, Корея

Поступила в редакцию

1 декабря 2003 г.

WAVE SCATTERING BY A STRONGLY ELONGATED IRREGULARITY

M. V. Tinin and B.-Ch. Kim

We consider the problem of single scattering by a strongly elongated irregularity which is located in the near zone with respect to the coordinate along its major axis and in the far zone with respect to the transverse coordinates. Expressions describing the scattered-wave field are obtained by applying the stationary-phase method for integration over the longitudinal coordinate in the formula for single scattering. We present some results of modeling the scattered-wave intensity on the basis on the obtained formula as applied to meteor-burst propagation of radio waves.

УДК 621.396.67

ОБ ИСПОЛЬЗОВАНИИ МНОГОЧАСТОТНОГО СПОСОБА ИССЛЕДОВАНИЯ РАССЕЯННЫХ ПОЛЕЙ ПРИ АНТЕННЫХ ИЗМЕРЕНИЯХ В БЕЗЭХОВОЙ КАМЕРЕ

А. В. Калинин

Рассмотрена методика широкополосных антенных измерений в дальней зоне, выполненных при дискретной перестройке частоты и последующем синтезе отклика испытываемой антенны во временной области с целью разделения полезного сигнала и помех, вызванных рассеянием. Представлены экспериментальные результаты исследования рассеянных полей, возникающих при измерении характеристик рупорных антенн сантиметрового диапазона длин волн на типовой установке в безэховой камере.

ВВЕДЕНИЕ

Для испытания радиотехнической аппаратуры, в частности для измерения характеристик антенн, широко используются [1–3] безэховые камеры (БЭК) — помещения, внутренние стены которых облицованы радиопоглощающим материалом с целью уменьшения отражений и создания в камере (или в её части, так называемой безэховой зоне) условий, приближённых к условиям свободного пространства. При создании и эксплуатации БЭК необходим контроль качества безэховости. Существуют различные способы аттестации БЭК и радиопоглощающих материалов [1, 3–6], позволяющие определять источники и уровни отражений и добиваться низких уровней рассеяния, обеспечивая тем самым возможность измерения характеристик антенн с достаточно высокой точностью. Однако методы аттестации БЭК не предназначены для выявления рассеянных сигналов непосредственно при измерениях характеристик антенн. Как правило, аттестация выполняется в «пустой» БЭК — до полного монтажа измерительной установки (поворотных устройств, сканеров и пр.). В результате параметры рассеяния, измеренные при аттестации БЭК, могут существенно отличаться от их реальных значений при антенных измерениях.

Для исследования рассеянных полей, а также для измерения характеристик антенн с повышенной точностью применяются широкополосные методы, позволяющие разделять в принятом испытываемой антенной сигнале полезную составляющую и помехи, вызванные отражениями от окружающих предметов. Измерения проводятся либо во временной области с использованием в качестве зондирующего сигнала сверхкоротких импульсов [7–9], либо путём дискретной перестройки частоты в широкой полосе с последующим синтезом распределения составляющих измеряемого сигнала во временной области (так называемый многочастотный способ). В последнем случае используется стандартная аппаратура для антенных измерений в частотном диапазоне (амплифазометр, синтезатор частот). Подобные методики широко применяются при исследовании параметров СВЧ трактов и устройств, радиолокационных характеристик объектов [10, 11], аттестации радиопоглощающих материалов [5]. В работах [12–14] рассмотрены возможности многочастотных измерений в ближней зоне зеркальной параболической антенны и приведены результаты апробации метода на антенне с диаметром зеркала 7 м.

В данной работе рассматриваются многочастотные методики применительно к типовой установке для антенных измерений методом дальней зоны в БЭК. Приведены результаты экспериментального исследования возможностей способа как для определения уровня и источников рассеянного поля, так и для повышения точности измерения характеристик антенн.

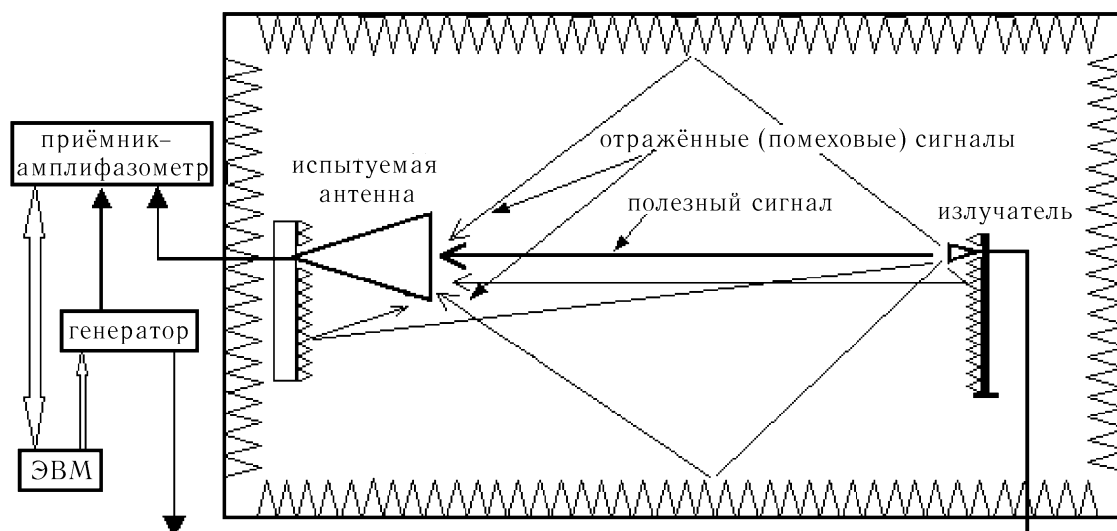


Рис. 1

1. ИЗМЕРИТЕЛЬНАЯ УСТАНОВКА

Измерения проводились в БЭК размером около $6 \times 3 \times 3$ м. По данным аттестации, выполненной так называемым методом КСВ (см., например, [1]), коэффициент безэховости указанной БЭК на частотах выше 1 ГГц превышал 40 дБ. Размещённый в камере серийный измерительный стенд, разработанный фирмой «Orbit», предназначен для проведения автоматизированных антенных измерений в дальней и ближней зонах в частотном диапазоне от 1 до 50 ГГц. Технические характеристики стендов данной фирмы приведены на сайте [15].

Блок-схема установки при измерениях в дальней зоне показана на рис. 1. Излучатель (зонд) устанавливается на планарном сканере, обеспечивающем перемещение в вертикальной плоскости по двум ортогональным осям¹. Внешний вид сканера показан на рис. 2. Для измерений в частотном диапазоне 1÷18 ГГц в качестве зондов используется набор стандартных рупоров типа открытого конца волновода. Работающая на приём испытываемая антенна располагается на поворотном устройстве. Сканирование диаграммы направленности осуществляется путём вращения испытываемой антенны относительно зонда вокруг вертикальной оси (по азимуту), а также вокруг горизонтальной оси, совпадающей с осью испытываемой антенны. Для определённых взаимных пространственных положений антенны и зонда приёмник измеряет отношение уровней и разность фаз между выходным сигналом испытываемой антенны и опорным сигналом, передаваемым по закрытому СВЧ тракту. На стенде используется микроволновый приёмник HP8530A, а в качестве

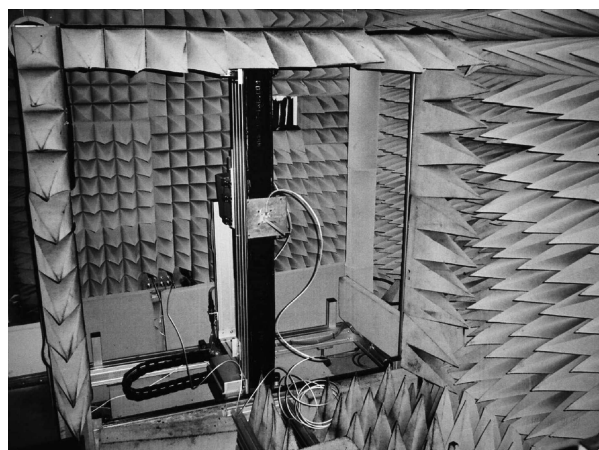


Рис. 2

¹ При измерениях в дальней зоне возможности перемещения зонда используются лишь для его первоначальной юстировки относительно испытываемой антенны, во время измерений зонд неподвижен.

источника сигнала — синтезатор частот HP83651B. Данные приборы обладают высоким быстродействием и чувствительностью и позволяют выполнять высокоточные автоматизированные измерения как на отдельных частотах, так и в диапазоне частот (подробнее описание приборов см. в сети Интернет [16]).

Программное обеспечение стенда (разработки «Orbit») предназначено для управления измерениями на заданной частоте или на ряде частот, а также для определения таких характеристик антенны, как коэффициент усиления и параметры сечения диаграммы направленности на фиксированной частоте.

При многочастотных измерениях на данной установке использовалось только штатное оборудование и программа управления измерениями. Обработка данных выполнялась в системе «Matlab».

В качестве исследуемых антенн применялись несколько рупоров различных типов и размеров с частотными диапазонами в интервале от 1 до 18 ГГц.

2. МЕТОДИКА ИЗМЕРЕНИЙ И ОБРАБОТКИ

При наличии рассеяния испытываемая антенна кроме полезного сигнала, приходящего непосредственно от излучателя, принимает также и помехи, отражённые от элементов измерительной установки и от стен БЭК (см. рис. 1). В этом случае сигнал на выходе приёмника $U_{\text{изм}}$ может быть представлен в виде суммы нескольких составляющих, распространяющихся от излучателя до испытываемой антенны разными путями:

$$U_{\text{изм}}(f) = A(f) \sum_k a_k(f) \exp(2\pi i f r_k / c), \quad (1)$$

где $A(f)$ — амплитуда излучаемого сигнала на частоте f , $a_k(f)$ — коэффициент передачи k -й составляющей, r_k — разность путей распространения k -й составляющей в измерительном и опорном трактах, включая линии передачи и свободное пространство, c — скорость света.

В рассматриваемом способе измерений для синтеза во временной области отклика исследуемой антенны на широкополосный сигнал при фиксированном угловом положении антенны θ регистрируются выходные сигналы приёмника на дискретном наборе частот $f_n = f_0 + n \Delta f$, где $n = 0, 1, \dots, N-1$. По окончании измерений для каждого θ вычисляется преобразование Фурье измеренных массивов $U_{\text{изм}}(f_n)$:

$$S(t_m) = \sum_{n=0}^{N-1} U_{\text{изм}}(f_n) \exp(-2\pi i n m / N), \quad (2)$$

где $t_m = m / (N \Delta f)$, $m = 0, 1, \dots, N-1$. При этом во временной области происходит разделение составляющих с разным временем распространения:

$$S(t_m) = \sum_k S_k(t_m - r_k / c) = \sum_k \sum_{n=0}^{N-1} A_k(f_n) \exp \left[-i \frac{2\pi n}{N} \left(m - \frac{r_k N \Delta f}{c} \right) \right]. \quad (3)$$

Компоненты $S_k(t)$ отличны от нуля лишь в некотором интервале времён Δt_k . Поэтому, если длительность полезного сигнала меньше задержек помех, «истинное» поле испытываемой антенны на частотах измерений может быть определено путём фильтрации (в простейшем случае — за нуления) компонентов, соответствующих помехам, и выполнения обратного преобразования Фурье. Подобным же образом (при фильтрации компонентов, соответствующих полезному сигналу)

может быть определено рассеянное поле на рабочих частотах. Проведение рассмотренной процедуры для всех соответствующих угловых положений испытываемой антенны позволяет определить её характеристики с повышенной точностью либо оценить погрешность, вносимую рассеянием в измерения на данной установке обычным (одночастотным) методом.

Как известно [8, 13, 17], сигнал на выходе антенны при широкополосных измерениях является свёрткой зондирующего импульса и её импульсной переходной характеристики. Следовательно, длительность полезного сигнала определяется шириной импульса и разностью максимального и минимального времени распространения от излучателя до различных участков апертуры испытываемой антенны. В рассматриваемом случае измерений характеристик небольших рупорных антенн сантиметрового диапазона длин волн ширина синтезированного импульса, как правило, превышала размер апертуры испытываемой антенны. Соответственно, длительность полезного сигнала (здесь и далее — домноженная на скорость света) определялась в основном шириной зондирующего импульса и составляла порядка нескольких десятков сантиметров.

Распознавание полезных составляющих в полученной зависимости $S(t)$ проводится по известной геометрии измерительной установки. По задержке помеховых составляющих могут быть выявлены источники рассеяния. С учётом дискретности перестройки частоты соотношение, определяющее положение полезного сигнала на оси ct , имеет вид

$$ct_0 = \Delta r_{\min} - \frac{c}{\Delta f} \left\{ \frac{\Delta r_{\min} \Delta f}{c} \right\},$$

где $\Delta r_{\min} = \Delta r_{\text{л.п.}} + R$, $\Delta r_{\text{л.п.}}$ — разность электрических длин линий передач в измерительном и опорном трактах установки, R — расстояние между испытываемой антенной и зондом; фигурные скобки обозначают целую часть числа.

Дискрет перестройки частоты Δf определяется исходя из максимальной возможной разности хода полезных и помеховых компонентов $\Delta t_{\max}^k$: $\Delta f < 1/\Delta t_{\max}^k$. Если предположить, что в рассматриваемых измерениях $c\Delta t_{\max}^k$ не превышает удвоенного наибольшего линейного размера БЭК (12 метров), то дискрет частоты должен удовлетворять условию $\Delta f \leq 25$ МГц. Число частот N и, соответственно, полоса определяют разрешение во временной области, которое должно соответствовать минимальной разности хода полезных и помеховых компонентов. Очевидно, что существенные ограничения на выбор полосы частот может наложить частотная характеристика СВЧ тракта установки.

С учётом изложенного многочастотные измерения на данной установке выполнялись с дискретом по частоте Δf от 6 до 20 МГц и числе частот N от 400 до 800. Соответственно, интервал, на котором восстанавливался сигнал во временной области, составлял от 166 до 50 нс (величина ct составляла от 50 до 15 метров), дискрет по времени — порядка $100 \div 300$ пс (в пространстве — $3 \div 10$ см). При этом продолжительность измерения одного сечения диаграммы направленности (порядка сотни угловых положений испытываемой антенны) составляла около одного часа.

Для лучшего разделения во временной области полезных и помеховых компонентов применялись весовые окна — перед выполнением быстрого преобразования Фурье (БПФ) массив $U_{\text{изм}}(f_n)$ умножался на функцию окна $K(f_n)$. Как известно, использование весовых окон хотя и приводит к снижению разрешения, но позволяет более точно выявлять слабые линии спектра вблизи сильной линии (за счёт подавления боковых лепестков сильного сигнала). Нами рассматривалась возможность использования так называемых косинусных окон — Хэмминга, Ханна и Блэкмана [18] с разным уровнем боковых лепестков их фурье-образов, некоторые из которых показаны на рис. 3а. Для оценки уровней боковых лепестков реальных импульсов, синтез которых возможен на данной установке, проводились вспомогательные измерения, в которых СВЧ тракт зонда был

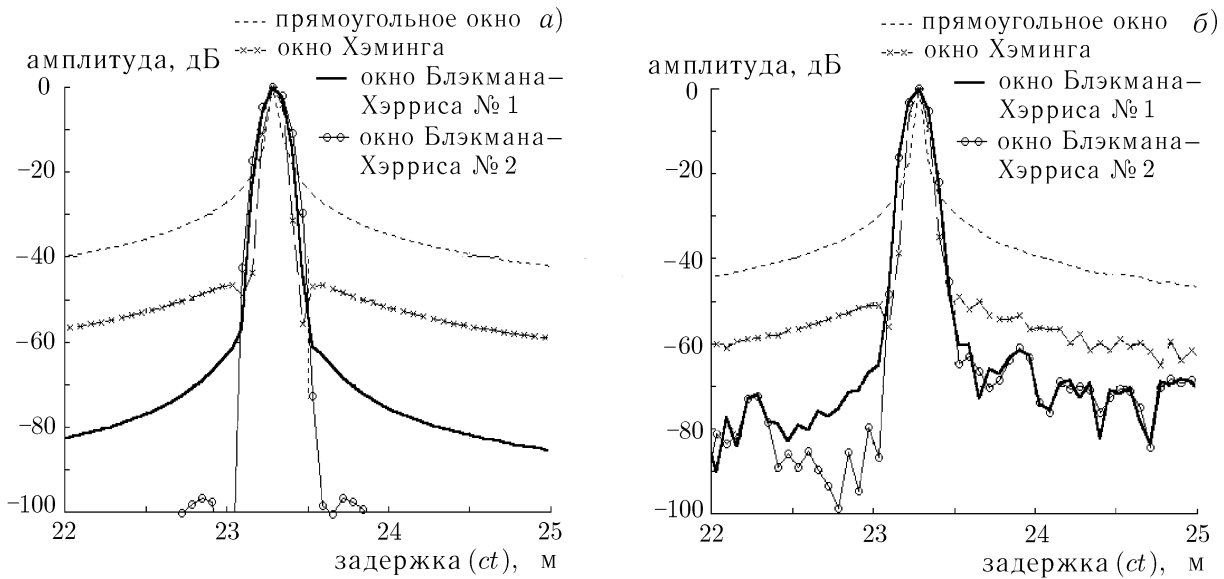


Рис. 3

соединён с трактом испытуемой антенны дополнительным кабелем — из схемы исключали зонд, испытуемую антенну и излучение в свободное пространство. Результат — амплитуда сигнала во временной области при измерениях в полосе частот около 5 ГГц — показан на рис. 3б для тех же четырёх весовых окон.

Представленные на рис. 3б зависимости демонстрирует, что в проводимых на данной установке измерениях целесообразно использовать весовые окна с уровнем первых боковых лепестков порядка -60 дБ. Использование окон с более глубоким подавлением боковых лепестков (как у окна Блэкмана—Хэрриса с номером 2, у которого уровень первого бокового лепестка менее -90 дБ) нецелесообразно, т. к. подобный импульс не может быть практически синтезирован на данной аппаратуре, по-видимому, из-за конечной точности измерений амплитуды и фазы. Этот вывод подтвердили также результаты применения весовых окон для исследования структуры отражённых сигналов, рассматриваемые в следующем разделе. Наиболее подходящим для проведённых измерений представляется использование весового окна Блэкмана—Хэрриса с номером 1, имеющего вид

$$K(n) = 0,40217 - 0,49703 \cos(2\pi n/N) + 0,09392 \cos(4\pi n/N) - 0,00183 \cos(6\pi n/N),$$

где $n = 0, 1, \dots, N - 1$. Экспериментальные результаты, представленные в следующем разделе, получены с использованием этого окна.

Очевидно, что использование спадающих весовых окон приводит к потере информации на краях диапазона при восстановлении частотной зависимости полезного или помехового сигналов путём обратного преобразования Фурье части массива $S(t_m)$ (после соответствующей фильтрации). Однако необходимо заметить, что и без весовых окон при восстановлении частотной зависимости по фильтрованным во временной области данным возникают осцилляции на краях диапазона, приводящие в результате к искажению уровней диаграммы направленности или помех на крайних частотах. Амплитуда этих осцилляций и размер частотной области, в которой сигнал восстанавливается с искажениями, зависят от ширины фильтра во временной области. Можно показать, что для плавной частотной зависимости использование спадающего весового окна существенно уменьшает эти осцилляции и расширяет размер центральной области частотного диапазона, в которой сигнал восстанавливается с приемлемыми искажениями. Моделирование,

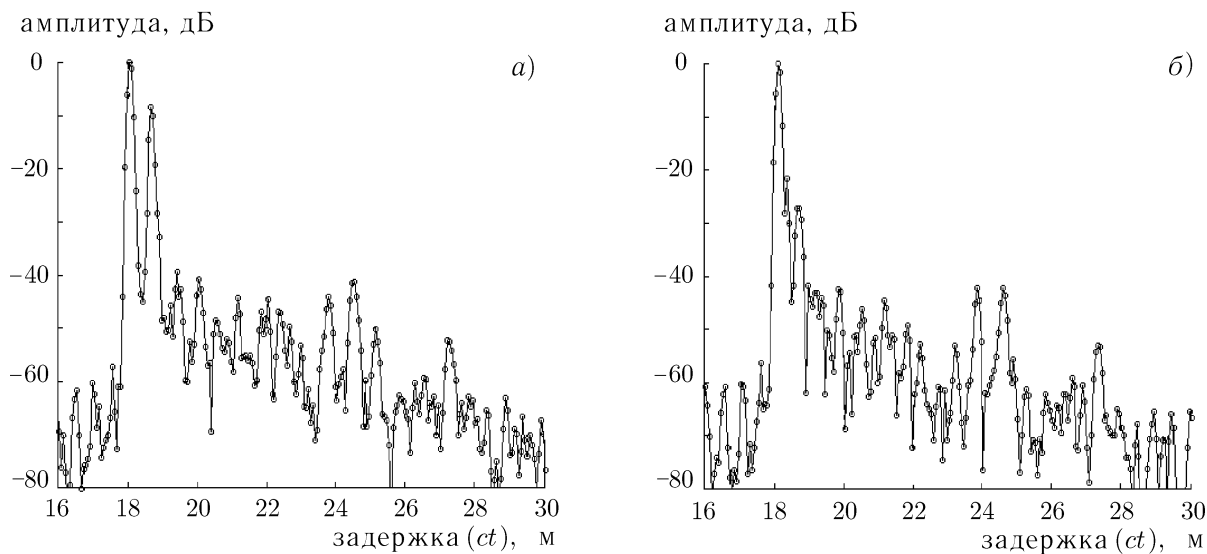


Рис. 4

выполненное нами для параметров, соответствующих рассматриваемому эксперименту, показало, что при прямоугольном весовом окне ошибки восстановления частотных зависимостей становятся существенными во всём рабочем диапазоне при ширине фильтра во временной области порядка $60 \div 120$ см ($\pm(5 \div 10)$ дискретов). Использование весового окна Блэкмана—Хэрриса позволяет уменьшить ширину временного фильтра до $36 \div 50$ см ($\pm(3 \div 4)$ дискрета) с сохранением высокой точности восстановления частотной характеристики. Дальнейшее сужение временного фильтра приводит к заметному увеличению погрешности.

Вопрос о точности восстановления сигнала при наличии осцилляций или провалов в частотной зависимости (возможной, например, при измерениях в направлении боковых лепестков диаграммы направленности) требует дополнительного рассмотрения.

3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Возможности рассмотренных методик были исследованы экспериментально при измерении характеристик нескольких рупорных антенн сантиметрового диапазона длин волн. Ниже приведены результаты, полученные в измерениях с испытуемой антенной — стандартным пирамидальным рупором с раскрывом 50×75 мм — и зондом — излучателем типа открытого конца волновода сечением 23×10 мм и длиной 30 см.

3.1. Исследование рассеянных полей

На рис. 4а показано распределение компонентов сигнала во временной области, восстановленное по данным измерений в полосе частот $7,78 \div 12,58$ ГГц с дискретом 6 МГц при угловом положении испытуемой антенны, соответствующем максимуму её диаграммы направленности². Полю исследуемого рупора (полезному сигналу) соответствуют компоненты с задержками вблизи $ct \approx 18$ м. Все последующие локальные максимумы обусловлены паразитными отражениями. Наибольший уровень из помеховых сигналов (около -7 дБ) имеет максимум с задержкой $ct \approx 60$ см относительно полезного сигнала, равной удвоенной длине зонда. По-видимому, данная помеха

² Для увеличения масштаба на рис. 4 представлена центральная часть распределения компонентов сигнала, восстановленного в пространственной области протяжённостью 50 метров.

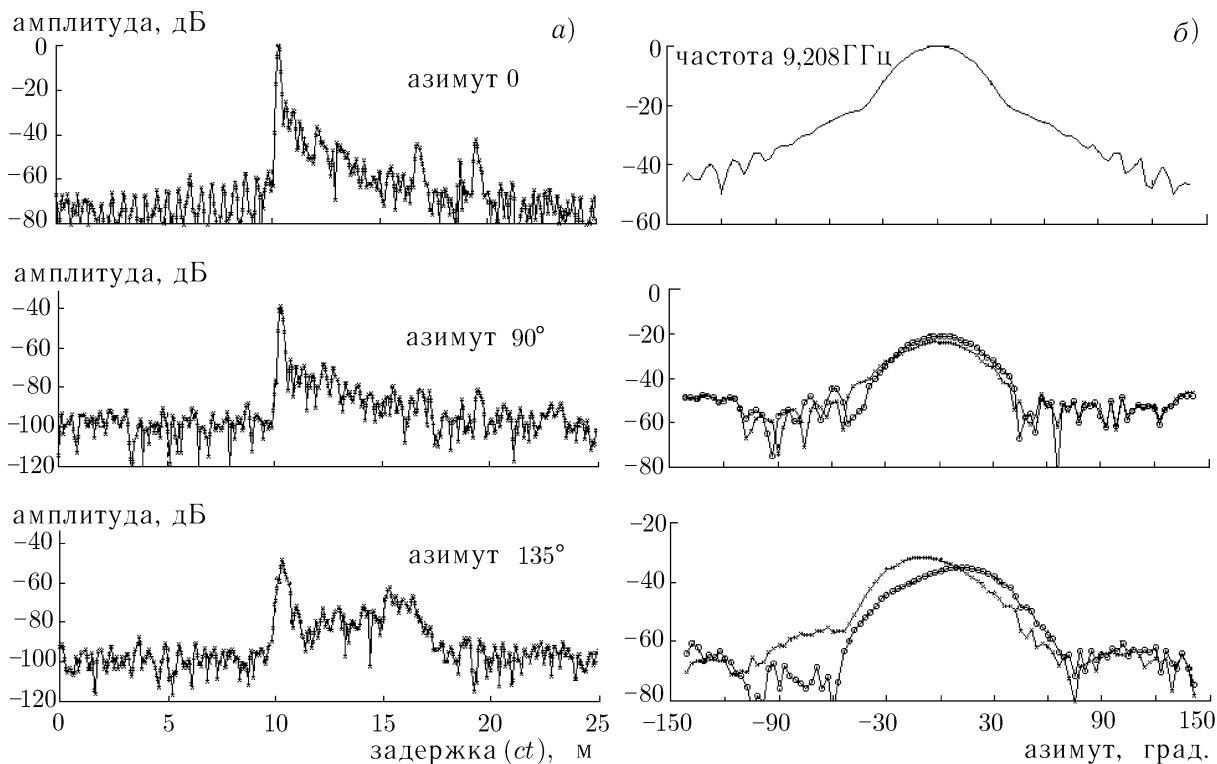


Рис. 5

вызвана отражением излучённого зондом сигнала от вертикальной стойки сканера (см. рис. 2). Для уменьшения рассеяния элементы крепления зонда на сканере были дополнительно укрыты радиопоглощающим материалом. Полученное после этого распределение компонентов сигнала во временной области (в том же направлении максимума диаграммы направленности испытуемой антенны) представлено на рис. 4б. Оно демонстрирует значительное ослабление ближайшей помехи, а также изменение структуры компонентов с большими задержками. Последующие измерения в БЭК проводились после устранения выявленного дефекта укрытия радиопоглощающим материалом стойки сканера.

Восстановленные временные зависимости показали, что практически все заметные отражённые сигналы сосредоточены в интервале задержек порядка 10 метров относительно полезного сигнала (что примерно соответствует удвоенному размеру БЭК вдоль её оси, совпадающей с направлением излучения зонда). Вне данного интервала наблюдались лишь компоненты с задержкой около 20 и 24 метров и уровнем порядка -65 дБ относительно полезного сигнала. По-видимому, эти дальние импульсы обусловлены многократными переотражениями между торцевыми стенами БЭК. Если пренебречь помехами столь низкого уровня, ограничившись анализом сигналов с относительным уровнем выше -60 дБ, можно увеличить дискрет перестройки частоты до $10 \div 20$ МГц, что иллюстрируют приведённые на последующих рисунках результаты, полученные при измерениях в той же полосе частот с дискретом 12 МГц.

На рис. 5а показаны примеры восстановленных временных распределений сигналов для нескольких угловых положений испытуемой антенны, соответствующих различным уровням её диаграммы направленности. Результаты демонстрируют, что при измерениях вблизи максимума диаграммы направленности относительный уровень помеховых компонентов составляет от $-(25 \div 35)$ дБ (с задержками $0,3 \div 1$ м) до $-(40 \div 45)$ дБ (компоненты с задержками до 10 м). При измерениях для низких уровней диаграммы направленности амплитуды отдельных помеховых

компонентов становятся сравнимы с полезным сигналом.

Для оценки амплитуды рассеянного поля на рабочих частотах вычислялось обратное преобразование Фурье от части временной зависимости, соответствующей помехам. С целью определения суммарной амплитуды рассеянного поля, влияющей на точность измерения диаграммы направленности, обратное БПФ выполнялось по компонентам во временной области с задержками от 0,3 до 24,5 м относительно полезного сигнала. Исследовались также уровни рассеянного поля на рабочих частотах, обусловленного отдельными помеховыми компонентами (с задержками в определённом интервале). Пример восстановленных угловых распределений рассеянных полей на одной из рабочих частот показан на рис. 5б. На среднем графике показано суммарное рассеянное поле, на нижнем — восстановленное по компонентам с задержками 1,6÷3,7 м. Для сравнения на верхнем графике показано измеренное сечение диаграммы направленности на той же частоте. Каждое из представленных распределений рассеянных полей соответствует двум измерениям, отличающимся (незначительно) расположением потенциальных источников рассеяния вблизи излучающего зонда ³.

С учётом полученных результатов можно сформулировать некоторые выводы относительно уровней и источников рассеяния в проведённых измерениях:

1) При положении испытываемой антенны в угловом секторе порядка $\pm 90^\circ$ от направления на излучатель суммарный уровень рассеянного поля примерно на 20 дБ ниже уровня полезного сигнала; при больших углах поворота испытываемой антенны относительный уровень рассеянного поля возрастает и становится сравнимым с уровнем полезного сигнала.

2) В рассматриваемом интервале задержек преобладают помеховые компоненты, вызванные отражениями вдоль оси БЭК. Об этом свидетельствует то, что в центральном угловом секторе уровень помех в основном пропорционален уровню полезного сигнала — на всех восстановленных угловых зависимостях рассеянных полей имеются максимумы вблизи центрального направления, характерный размер этих максимумов соответствует ширине главного лепестка диаграммы направленности испытываемой антенны. Можно выделить отдельные узкие интервалы задержек, для которых угловые зависимости рассеянного поля практически повторяют на более низком уровне измеренную диаграмму направленности.

Преобладание переотражений вдоль оси излучения приводит к тому, что основные помехи приходят к испытываемой антенне с того же направления, что и полезный сигнал, пропорциональны его уровню и поэтому не вызывают значительных искажений сечений диаграммы направленности на отдельных частотах, несмотря на относительно высокий уровень рассеянного поля (порядка –20 дБ). Однако эти помехи искажают амплитудно-частотную характеристику и могут приводить к значительно большим погрешностям, например, при измерениях в ближней зоне.

3) В измеряемом сигнале присутствуют также помехи, приходящие с других угловых направлений. По-видимому, помехи с задержками 1,5÷3,5 м обусловлены в основном рассеянием на боковых стенах и на элементах установки, расположенных вблизи излучателя. На угловую зависимость соответствующего сигнала заметно влияет положение источников рассеяния вблизи излучателя; при больших углах поворота испытываемой антенны уровень этих помех существенно ослабевает. В интервале задержек 5÷10 м преобладают помехи, обусловленные отражениями от задней по отношению к испытываемой антенне стены БЭК. Угловая зависимость соответствующего сигнала слабо зависит от расположения предметов вблизи излучателя; при больших углах поворота испытываемой антенны уровень этого сигнала возрастает.

³ В обоих случаях условия измерений были «штатными» — дополнительные источники рассеяния в БЭК не вносились.

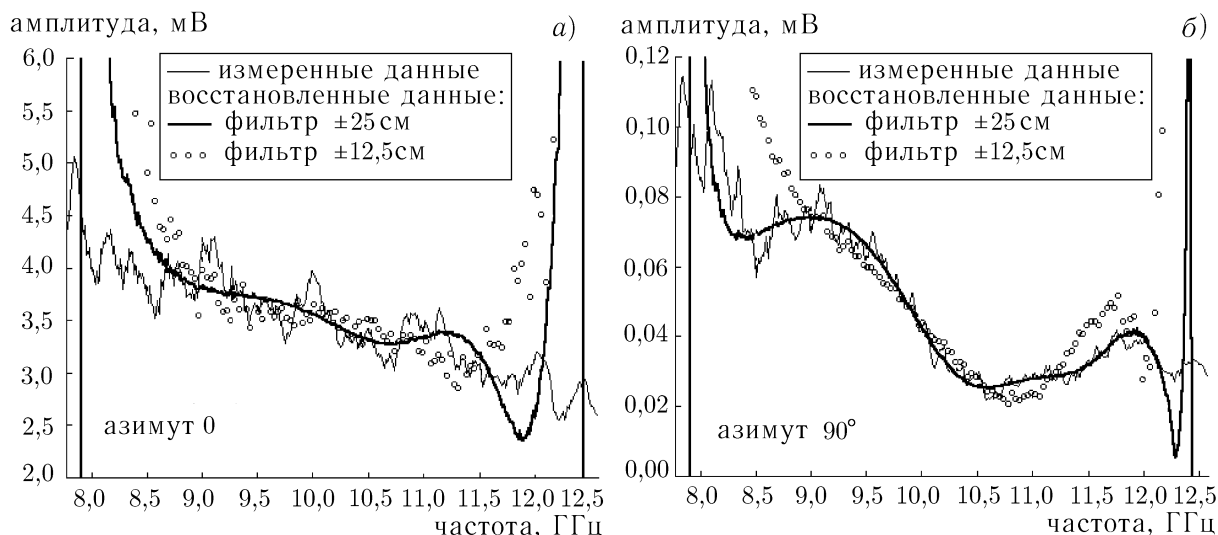
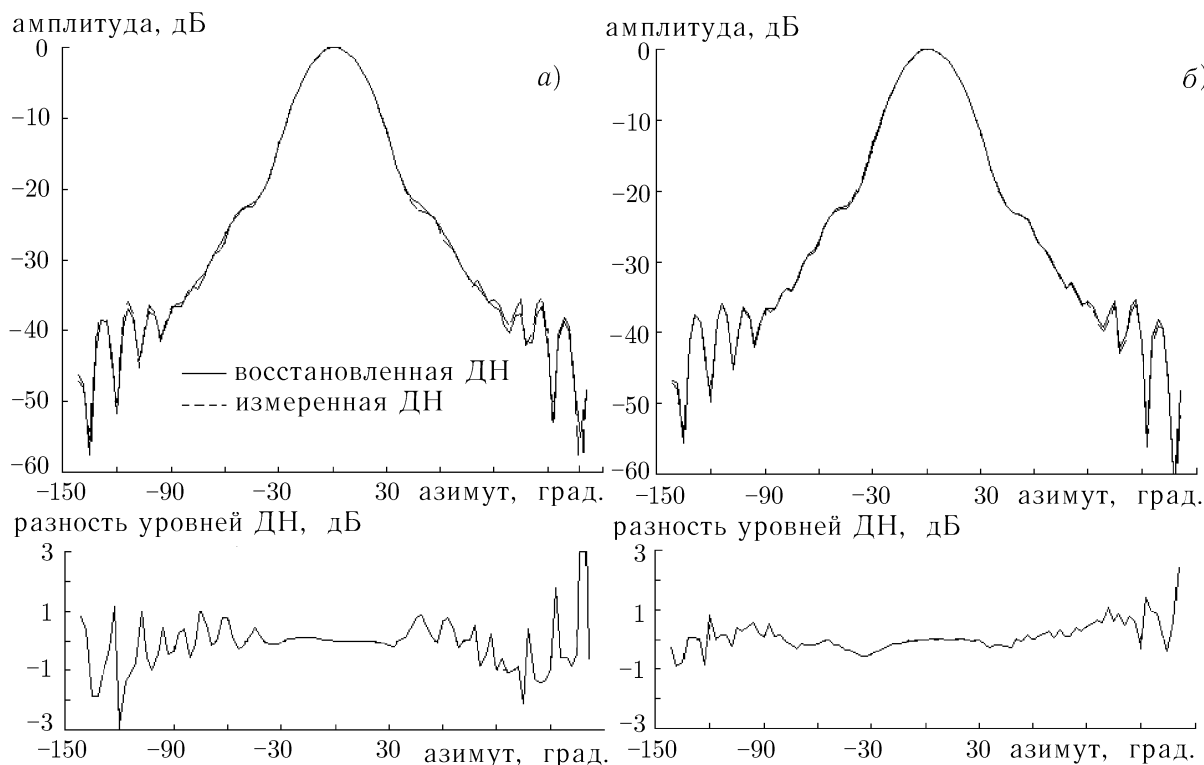


Рис. 6

3.2. Измерение диаграммы направленности антенны

В предыдущем разделе было продемонстрировано, что задержка ближайших помех относительно полезного сигнала составляет порядка $30 \div 60$ см. Следовательно, чтобы подавить эти и более дальние помехи и восстановить с повышенной точностью характеристики испытываемой антенны на рабочих частотах, необходимо использовать довольно узкий фильтр во временной области. При рассмотрении методики измерений уже отмечалось, что сужение временного фильтра приводит к искажениям восстановленных значений амплитуды и фазы на краях рабочего диапазона частот. Для оценки полосы частот, в которой подобные искажения можно считать несущественными, проводилось сравнение восстановленных частотных зависимостей с измеренными. При этом использовались экспериментальные данные как с относительно плавными амплитудно-частотными характеристиками (при измерениях вблизи направления главного максимума диаграммы направленности), так и данные с провалами в амплитудно-частотной характеристике — при измерениях в направлениях боковых лепестков диаграммы направленности. Полученные результаты показали, что с использованием весового окна Блэкмана—Хэрриса при ширине временного фильтра $ct \sim 40 \div 50$ см ($\pm(3 \div 4)$ дискрета) можно пренебречь указанными искажениями при восстановлении характеристик испытываемой антенны в центральной части рабочего диапазона частот (в полосе порядка $9 \div 11,5$ ГГц). Искажения во всем частотном диапазоне становятся значительными при сужении временного фильтра до ± 2 дискретов ($ct \sim 25$ см). На рис. 6 для нескольких угловых положений испытываемой антенны показаны примеры частотных зависимостей амплитуды измеренного и восстановленного сигналов при разной ширине фильтра во временной области.

Результаты восстановления сечений диаграммы направленности подтвердили возможность определения характеристик испытываемой антенны с повышенной точностью по довольно узкому интервалу во временной области, необходимому для селекции помех, связанных с рассеянием. На рис. 7а показан пример сравнения сечений диаграммы направленности исследуемого рупора в H -плоскости, измеренного на одной из центральных частот рабочего диапазона (9,784 ГГц) и восстановленного на этой же частоте многочастотным методом с использованием пространственного окна шириной $ct \approx 40$ см. Расширение фильтра во временной области приводит к уменьшению отличий в сечениях диаграммы направленности, измеренных одночастотным



и многочастотным методами. Сужение временного интервала до менее чем 6 дискретов приводит к искажению восстановленной диаграммы направленности, в том числе её главного лепестка.

Проведённый анализ источников и уровней помех представляется убедительным обоснованием повышения точности и расширения динамического диапазона измерений при использовании многочастотного способа. Прямым доказательством повышения точности могло бы стать сравнение полученных характеристик испытуемой антенны с некими «эталонными» данными, экспериментальными или расчётными. Однако теоретически рассчитанные диаграммы направленности рупора, по-видимому, не могут служить таким эталоном в широком динамическом диапазоне, поскольку, например, по данным работы [19] разность расчётных и измеренных значений для пирамидальных рупоров на рабочих частотах в широком угловом секторе достигает $\pm(5 \div 7)$ дБ. Из-за отсутствия «эталонных» экспериментальных данных нами использовались косвенные методы для дополнительного обоснования повышения точности измерений.

Как известно (см., например, [1, 4]), погрешность измерения характеристик антенн, связанную

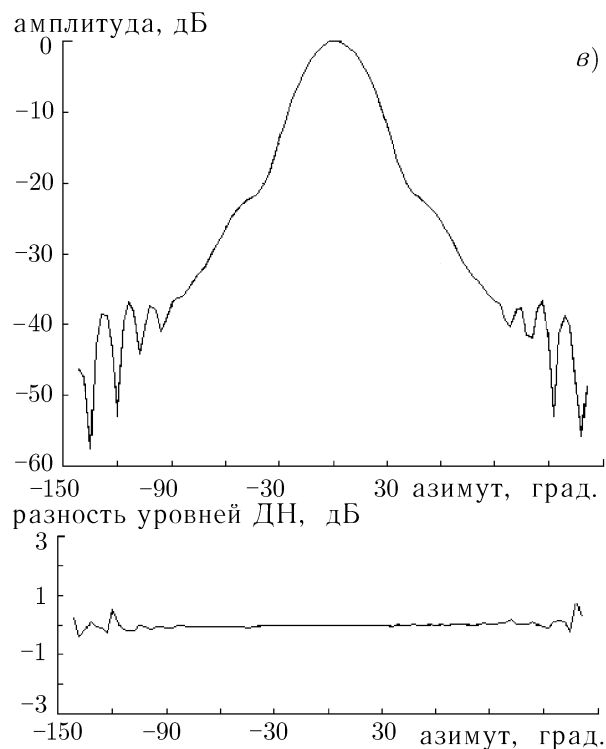


Рис. 7

с рассеянием, можно оценить, сравнив результаты, полученные при различной геометрии установки (разных расстояниях между зондом и испытуемой антенной, смещении зонда или испытуемой антенны относительно стен БЭК и т. п.). На рис. 7б показано сравнение результатов двух измерений сечения диаграммы направленности пирамидального рупора на частоте 9,784 ГГц при незначительно отличающейся конфигурации элементов установки вблизи излучающего зонда (результаты этих же измерений сравнивались на рис. 5б). Различия в измеренных характеристиках проявляются на уровнях ниже -15 дБ и достигают ± 1 дБ на уровне -40 дБ. Заметим, что при неизменных внешних условиях разность измеренных сечений диаграммы направленности этого рупора на данной частоте (случайная составляющая погрешности измерений) не превышала $\pm 0,1$ дБ в азимутальном секторе $\pm 60^\circ$ и $\pm 0,3$ дБ в секторе $\pm 120^\circ$. Таким образом, различия диаграмм, приведённых на рис. 7б, связано в основном с рассеянием.

На рис. 7в показано сравнение этих же сечений диаграммы направленности, восстановленных многочастотным способом. Представленный результат демонстрирует значительное уменьшение различий в сечениях, измеренных в разных условиях, и подтверждает повышение точности их измерения многочастотным методом на уровнях около $-(40 \div 50)$ дБ.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Для исследования рассеянных полей в типовой установке для антенных измерений в БЭК разработаны и применены многочастотные методики, заключающиеся в измерении комплексных значений поля на ряде частот и последующем фурье-преобразовании данных с переходом во временную область. Обоснован выбор оптимального весового окна в частотном диапазоне, обеспечивающего максимальный динамический диапазон восстановления распределений сигналов во временной области, реализуемый на использованной аппаратуре.

Разработанные методики позволили выявить в измеряемом сигнале помехи, обусловленные рассеянием, с уровнем до $-(70 \div 80)$ дБ относительно полезного сигнала и задержками от нескольких десятков сантиметров до нескольких десятков метров. Показано, что характеристики испытуемых антенн могут быть восстановлены с повышенной точностью приблизительно на половине рабочего частотного диапазона в окрестности его центра. В условиях БЭК с высокой безэховостью преимущества метода проявляются при измерениях низких уровней диаграммы направленности — порядка $-(30 \div 50)$ дБ. Вместе с тем приведённые в работе результаты дают основание утверждать, что рассмотренные методики могут эффективно применяться для повышения точности антенных измерений в условиях более сильных отражений.

Экспериментальная часть работы выполнена в Сингапурском технологическом университете (Nanyang Technological University, Singapore) при поддержке Фонда Тан Чин Туана (Tan Chin Tuan Exchange Research Foundation).

Автор благодарен В. И. Турчину и В. С. Беагону за полезное обсуждение результатов, а также рецензенту данной работы за весьма конструктивные замечания.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Мицмахер М. Ю., Торгованов В. А. Безэховые камеры СВЧ. М.: Радио и связь, 1982.
2. Emerson W. H. // IEEE Trans. Anten. Propag. 1973. V. 21, No. 4. P. 484.
3. Electromagnetic compatibility and Radio spectrum Matters (ERM). Improvement of radiated methods of measurement (using test sites) and evaluation of the corresponding measurement uncertainties. Part 2. Anechoic chamber: European Telecommunications Standards Institute (ETSI) Technical Report ETR 273-2. February 1998.

4. Appel-Hansen J. // IEEE Trans. Anten. Propag. 1973. V. 21, No. 4. P. 490.
5. Brumley S. A. // Microwave and RF. 1989. V. 28, No. 7. P. 109.
6. Tofani S., Ondrejka A., Kanda M. // IEEE Trans. Electromag. Compat. 1991. V. 33, No. 3. P. 234.
7. Глебович Г. В., Андриянов А. В., Введенский Ю. В. и др. Исследование объектов с помощью пикосекундных импульсов / Под. ред. Г. В. Глебовича. М.: Радио и связь, 1984. 256 с.
8. Горюнова С. В., Дрожилкин С. В., Жаворонков В. Н. и др. // Изв. вузов. Радиофизика. 1989. Т. 32, № 1. С. 73.
9. De Jongh R. V., Hajian M., Ligthart L. P. // IEEE Anten. Propag. Magazine. 1997. V. 39, No. 5. P. 7.
10. Hines M. E., Stinehelfer H. E. // IEEE Trans. Microwave Theory and Techniques. 1974. V. 22, No. 3. P. 276.
11. Ulriksson B. // IEEE Trans. Microwave Theory and Techniques. 1981. V. 29, No. 2. P. 172.
12. А. с. 1376048 СССР. Способ определения пространственного распределения электромагнитного поля в ближней зоне антенны / Калинин А. В., Турчин В. И. Заявл. 20.01.86.; Оpubл. 1988, Бюл. № 7. С. 190.
13. Калинин А. В. // Изв. вузов. Радиофизика. 1988. Т. 31, № 4. С. 495.
14. Kalinin A. V. // Ultra-wideband, short-pulse electromagnetics 3 / Ed. by C. E. Baum, L. Carin, A. P. Stone. New York: Plenum Publishing Corp., 1997. P. 89.
15. <http://www.orbitfr.com>.
16. <http://www.agilent.com>.
17. Содин Л. Г. // Радиотехника и электроника. 1992. Т. 37, № 10. С. 1783.
18. Хэррис Ф. Дж. // ТИИЭР. 1978. Т. 66, № 1. С. 60.
19. Nye J. F. // IEEE Trans. Anten. Propag. 1997. V. 45, No. 9. P. 1357.

Научно-исследовательский радиофизический институт,
г. Нижний Новгород, Россия

Поступила в редакцию
26 марта 2004 г.

ON THE USE OF THE MULTI-FREQUENCY METHOD OF STUDYING SCATTERED FIELDS DURING ANTENNA MEASUREMENTS IN AN ANECHOIC CHAMBER

A. V. Kalinin

We consider a technique for broadband antenna measurements in the far zone performed at the discrete frequencies with subsequent synthesis of the tested-antenna response in the time domain, which is aimed at separation of the useful signal and interference due to scattering. We present experimental results of a study of the scattered fields arising during measurements of characteristics of centimeter-wave horn antennas at a standard facility in an anechoic chamber.

УДК 621.371.334

СИНТЕЗ ПОСЛЕДОВАТЕЛЬНОСТИ ФАЗОВЫХ КОРРЕКТОРОВ, ФОРМИРУЮЩИХ ЗАДАННОЕ ПОЛЕ

А. А. Богдашов, Г. Г. Денисов

Предложена новая процедура синтеза последовательности фазовых корректоров, формирующих скалярный волновой пучок с заданным амплитудным распределением. Синтез основан на последовательной компенсации фазы до значения, определяемого желаемым полем на выходе системы. Каждый последующий фазовый корректор увеличивает коэффициент связи полученного поля с желаемым. Процедура применяется при проектировании квазиоптических преобразователей гиротронов и линий передач миллиметрового диапазона длин волн.

ВВЕДЕНИЕ

Задачи управления пространственными распределениями волновых пучков часто возникают на практике. Различного рода линзовые линии и системы квазиоптических зеркал применяются для передачи излучения оптического, субмиллиметрового и миллиметрового диапазонов длин волн. Среди многих приложений таких передающих линий можно выделить их использование в гиротронных комплексах для технологических целей (обработка материалов излучением, спекание керамики, плазмо-химические реакторы), а также на установках управляемого термоядерного синтеза [1]. В данной статье рассмотрены методы преобразования параксиальных волновых пучков с помощью последовательных фазовых корректоров: известный метод Каценеленбаума—Семёнова синтеза двух фазовых корректоров и новый метод синтеза последовательности корректоров.

1. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Пусть заданы пространственные распределения комплексной амплитуды скалярного параксиального монохроматического волнового пучка в двух поперечных сечениях. Необходимо преобразовать одно распределение поля в другое с помощью системы последовательных фазовых корректоров. Без потери общности рассмотрим для простоты двумерное поле в системе координат (x, z) . В этом случае распространение волнового пучка с комплексной амплитудой $U(x, z)$ в свободном пространстве описывается дифракционным интегралом Гюйгенса—Кирхгофа:

$$U_2(x', z_2) = \sqrt{\frac{ik}{2\pi}} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{z_2 - z_1}{R\sqrt{R}} U_1(x, z_1) \exp(ikR) dx = F(z_1 \rightarrow z_2)[U_1(x, z_1)], \quad (1)$$

где $R = \sqrt{(x - x')^2 + (z_2 - z_1)^2}$, $k = 2\pi/\lambda$ — волновое число. Предполагаем, что на корректоре, расположенном в сечении z_j , изменяется только фаза поля, а изменение амплитуды пренебрежимо мало. Так, если $U(x, z_j)$ — падающее поле, а $\varphi(x)$ — набег фазы поля на корректоре, то после прохождения корректора поле $U'(x, z_j)$ имеет вид

$$U'(x, z_j) = U(x, z_j) \exp[i\varphi(x)]. \quad (2)$$

Фазовые корректоры в практических приложениях представляют собой тонкие линзы или профилированные металлические зеркала, отражающие волновой пучок.

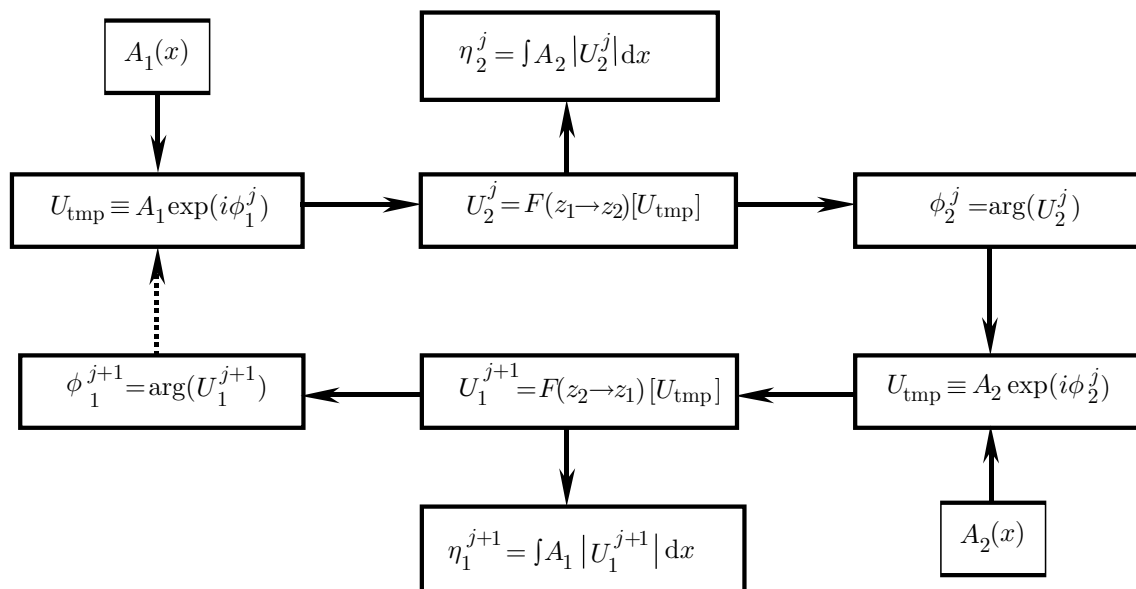


Рис. 1. Процедура Каценеленбаума—Семёнова синтеза двух фазовых корректоров. Эффективность преобразования нормирована к единице: $\int A_2^2 dx = 1$, $\int |U_2^j|^2 dx = 1$

2. МЕТОД КАЦЕНЕЛЕНБАУМА—СЕМЁНОВА СИНТЕЗА ДВУХ ФАЗОВЫХ КОРРЕКТОРОВ

Кратко рассмотрим известный метод синтеза двух фазовых корректоров, осуществляющих преобразование заданного поля $U_1(x) = A_1(x) \exp[i\varphi(x)]$ в желаемое $U_2(x) = A_2(x) \exp[i\psi(x)]$ [2]. Эффективность преобразования одного распределения поля в другое характеризуется коэффициентом связи волновых пучков:

$$\eta = \frac{\int \tilde{U}_2 U_2^* dx \int \tilde{U}_2^* U_2 dx}{\int \tilde{U}_2 \tilde{U}_2^* dx \int U_2 U_2^* dx}, \quad (3)$$

где $\tilde{U}_2(x)$ — комплексное поле, получаемое в результате преобразования, $U_2(x)$ — желаемое поле в том же сечении.

Без потери общности можно принять, что в процедуру синтеза вовлечены только амплитуды поля — неотрицательные функции поперечной координаты $A_1(x)$ и $A_2(x)$. Процедура синтеза заключается в последовательном пересчёте поля с одного поперечного сечения на другое и замене получаемой амплитуды на заданную $A_1(x)$ или $A_2(x)$. При этом фаза поля в каждом сечении изменяется в результате итерационной процедуры и стремится к фазе корректора, обеспечивающей желаемое преобразование полей. Получаемый на j -й итерации фазовый корректор в i -м сечении характеризуется эффективностью преобразования η_i^j . Доказано, что коэффициент связи — неубывающая от итерации к итерации функция: $\eta_i^{j+1} \geq \eta_i^j$. Процедура синтеза схематически показана на рис. 1. Данная процедура неоднократно использовалась при разработке преобразователей излучения мощных гиротронов для установок управляемого термоядерного синтеза [3].

Практическое приложение данной процедуры ограничивается следующими факторами:

1) «насыщением» максимальной эффективности преобразования при синтезе, т. е. для итераций с $j > N$ имеем $\eta_{j+1} = \eta_j = \eta_{\max} \leq 1$;

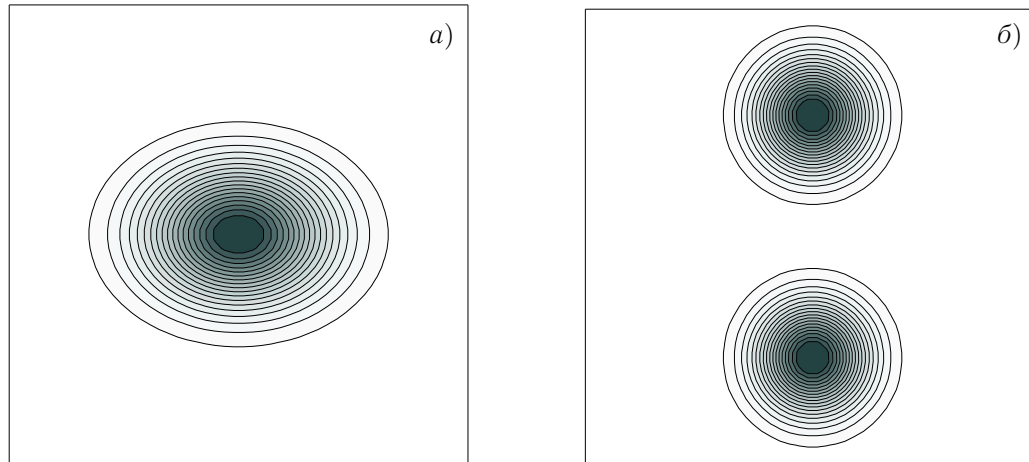


Рис. 2. (а) Амплитуда поля на входе в систему корректоров — гауссов пучок с полуширинами $a_x = 6,67\lambda$, $a_y = 5\lambda$. (б) Желаемое амплитудное распределение на выходе системы — два пучка с полушириной $a = 3,3\lambda$, расстояние между центрами пучков $26,7\lambda$. Поперечный размер фазовых корректоров $50\lambda \times 50\lambda$

2) высокими требованиями к юстировке сложного фазового корректора. В некоторых случаях такой фазовый корректор настолько существенно вмешивается в структуру пучка, что малое смещение корректора ведёт к уменьшению коэффициента связи даже по сравнению с исходным. Другими словами, коэффициент связи волновых пучков между корректорами может быть даже ниже, чем до фазовой коррекции.

Для двух корректоров максимальная эффективность преобразования одного распределения поля в другое ограничивается дифракцией и связана с минимальными характерными масштабами поля в структуре пучка.

Поясним это на простом примере. Пусть в первом сечении задано гауссово распределение поля с полушириной a_1 . Необходимо сформировать гауссов волновой пучок с полушириной a_2 на расстоянии L от первого сечения. Рассмотрим, как эффективность преобразования одного пучка в другой зависит от расстояния между корректорами.

В случае, если параметр Френеля (составленный из размеров a_1 и a_2) удовлетворяет условию

$$N_F = \frac{ka_1a_2}{L} \geq 1, \quad (4)$$

имеются два фазовых корректора, реализующих полное преобразование пучков ($\eta = 1$). Для произвольного расстояния L максимальный коэффициент преобразования уменьшается при увеличении расстояния между фазовыми корректорами:

$$\eta = \begin{cases} 1, & N_F > 1; \\ \frac{2N_F}{N_F^2 + 1}, & N_F \leq 1. \end{cases} \quad (5)$$

Заметим, что введение дополнительных фазовых корректоров между исходными сечениями позволяет преодолеть дифракционное ограничение. Последовательный синтез пар корректоров в соседних сечениях позволяет осуществить практически полное преобразование одного поля в другое.

Рассмотрим процедуру синтеза двух фазовых корректоров на конкретном примере. Пусть необходимо осуществить деление исходного гауссова пучка на два идентичных гауссовых пучка (см. рис. 2). Полученные корректоры имеют весьма сложный профиль. Кроме того, не удаётся достичь высокой эффективности преобразования (рис. 3).

Различные методы синтеза по амплитудной диаграмме направленности широко используются на практике [4, 5]. В следующем разделе рассмотрена новая процедура синтеза последовательности фазовых корректоров, осуществляющих асимптотическое взаимное преобразование заданных амплитудных распределений волновых пучков.

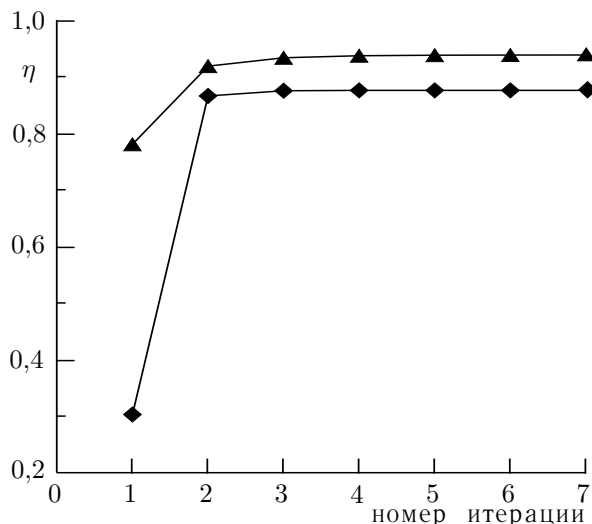


Рис. 3. Синтез двух фазовых корректоров методом Капенеленбаума—Семёнова для преобразования волновых пучков, представленных на рис. 2

3. СИНТЕЗ ПОСЛЕДОВАТЕЛЬНОСТИ ФАЗОВЫХ КОРРЕКТОРОВ

Пусть необходимо осуществить преобразование полей в системе корректоров, показанной на рис. 4. Исходное поле $U_1(x)$ может иметь невысокий коэффициент связи (3) с желаемым полем $U_e(x)$. Предполагается, что поперечный размер корректоров (расстояние между корректорами $L_j = z_j - z_{j-1}$) обеспечивает малый уровень дифракционных потерь при распространении волнового пучка по системе. Пусть исходные положения фазовых корректоров $z = z_j$ заданы. Соответственно, комплексное поле на входе в систему имеет вид $U_1(x) = A_1(x) \exp[i\varphi_1(x)]$, а желаемое поле на выходе системы корректоров — $U_e(x) = A_e(x) \exp[i\varphi_e(x)]$. Поле на выходе системы без потери общности может иметь плоскую фазу (это достигается введением дополнительного фазового корректора).

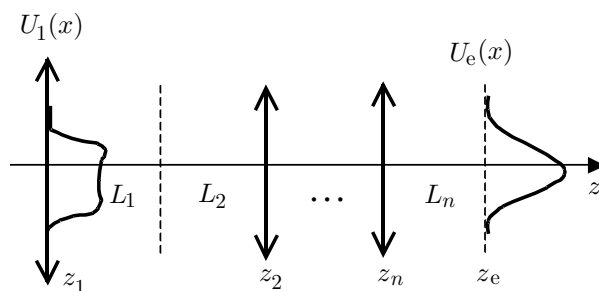


Рис. 4. Система последовательных фазовых корректоров, формирующих желаемое поле из заданного

Предлагается следующая процедура синтеза, схематически представленная на рис. 5:

1) Процедуру синтеза начинаем с выходного сечения системы: желаемое поле $A_e(x)$ с плоской фазой пересчитываем с плоскости $z = z_1 + L_1$ на плоскость $z = z_1$. Фазу полученного поля обозначим $\varphi_{e1}(x)$.

2) Построим фазовый корректор таким образом, чтобы падающее поле $U_1(x)$ после его прохождения имело фазу $-\varphi_{e1}(x)$:

$$H_1(x) = A_1(x) \exp[-i\varphi_{e1}(x)].$$

Таким образом, фазовый корректор компенсирует фазу падающего волнового пучка и дополни-

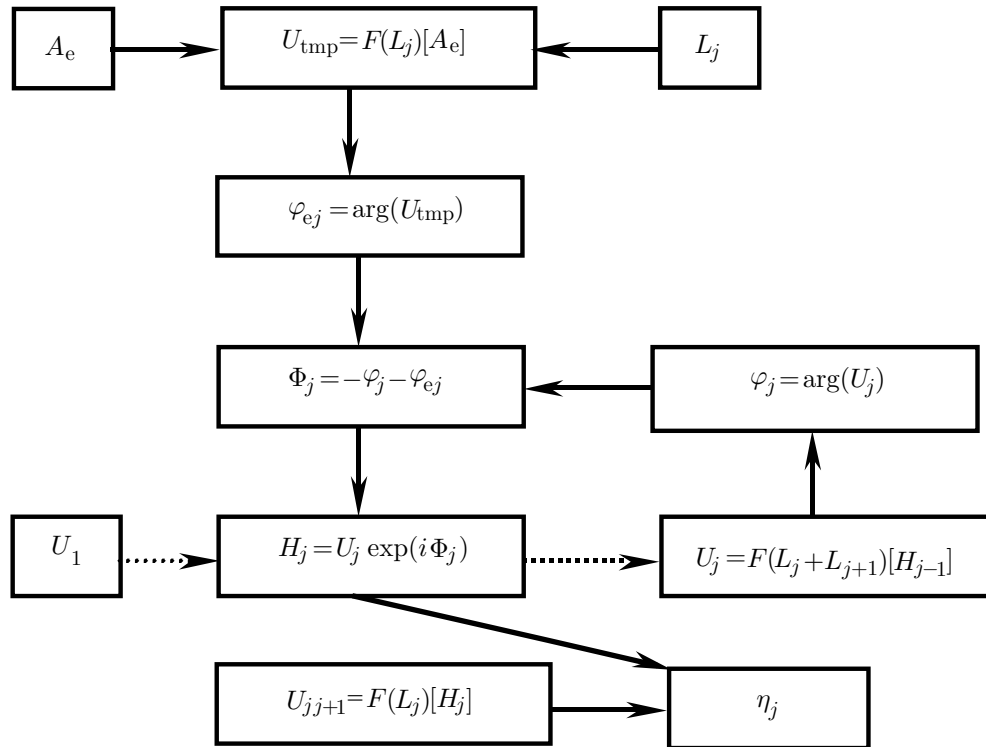


Рис. 5. Процедура синтеза последовательных фазовых корректоров

тельно вводит коррекцию $-\varphi_{e1}(x)$, т. е.

$$H_1(x) = U_1(x) \exp[i\Phi_1(x)],$$

а фаза самого корректора имеет вид

$$\Phi_1(x) = -\varphi_{e1}(x) - \varphi_1(x).$$

Для определения эффективности преобразования пересчитаем поле $H_1(x)$ в сечение $z_1 + L_1$. Полученное поле обозначим $U_{12}(x)$, где индекс указывает на положение в плоскости между корректорами 1 и 2. Эффективность преобразования на первом корректоре введём следующим образом:

$$\eta_1 = \frac{\int U_{12}(x) A_e(x) dx \int \overline{U_{12}(x)} A_e(x) dx}{\int |U_{12}(x)|^2 dx \int A_e^2(x) dx}.$$

3) Поле $H_1(x)$ пересчитаем в сечение z_2 и обозначим его $U_2(x) = A_2 \exp[i\varphi_2(x)]$.

4) Вернёмся к пункту 1) процедуры, но теперь пересчитаем поле $A_e(x)$ с плоскости $z = z_2 + L_2$ на плоскость $z = z_2$. Выполняя аналогичные пунктам 1), 2) и 3) манипуляции, сформируем последовательность фазовых корректоров.

Таким образом, в ходе синтеза каждый корректор изменяет фазу проходящего поля до некоторого конкретного значения, определяемого желаемым полем. Поясним, каким образом эта фаза связана с желаемым амплитудным распределением $A_e(x)$. Рассмотрим периодическую систему фазовых корректоров с фазой $-\varphi_{e1}(x)$. Тогда в случае малых дифракционных потерь поле $A_e(x)$

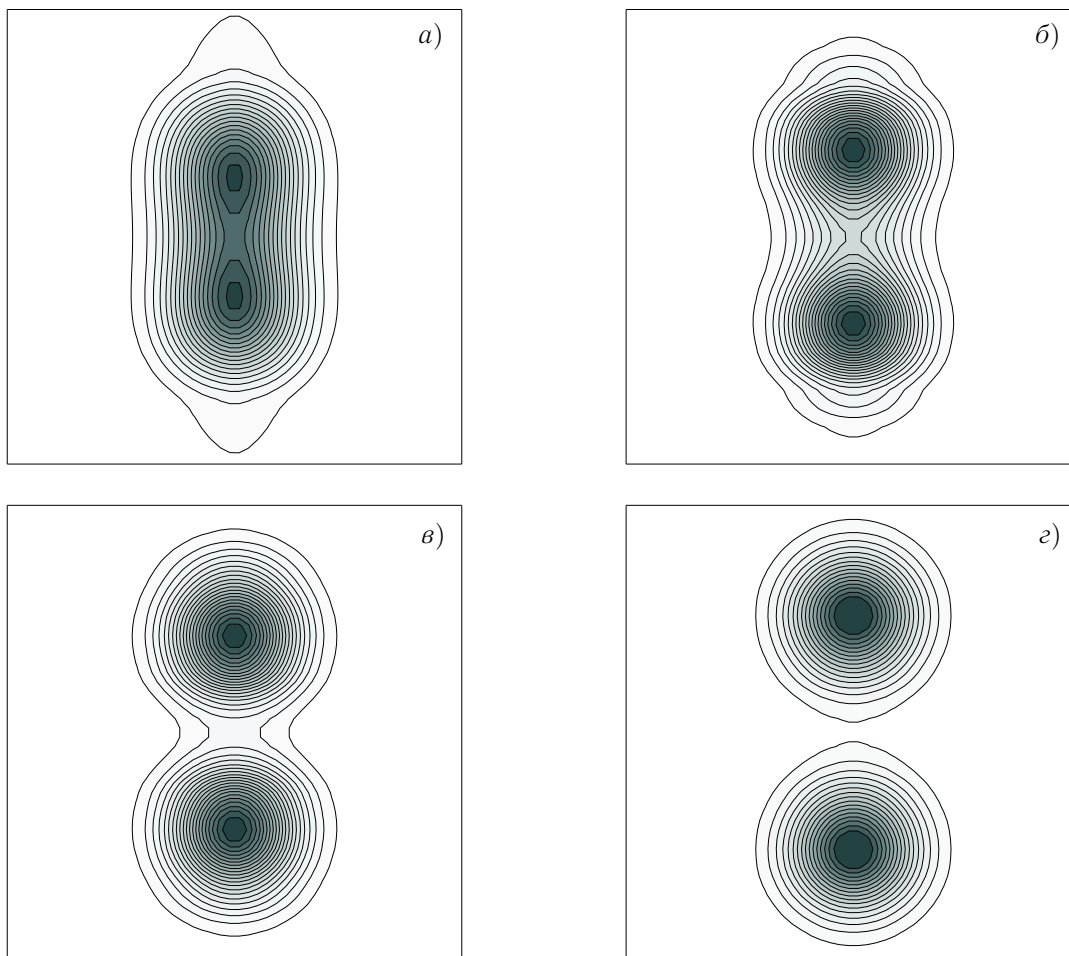


Рис. 6. Изменение поля вдоль системы корректоров. Амплитудное распределение на втором (а), третьем (б), четвёртом (в) и шестом (г) фазовых корректорах

представляет собой собственную волну передающей линии с такими фазовыми корректорами. В частном случае квадратичной фазы

$$\varphi_{e1}(x) = \alpha x^2$$

поле на выходе системы корректоров представляет собой гауссов волновой пучок.

При распространении пучка между каждой парой корректоров фазовые изменения переходят в амплитудные. Фактически, каждый фазовый корректор приближает исходное поле к желаемому. Коэффициент преобразования от корректора к корректору не убывает. Сравним эффективность преобразования поля η двумя последовательными корректорами j и $j + 1$. После j -го корректора отклонения поля от желаемого содержатся в амплитуде $A_j(x)$, а после $(j + 1)$ -го — в $A_{j+1}(x)$:

$$\eta_j = \left(\int A_j(x) A_e(x) dx \right)^2 = \int A_e(x) A_{j+1}(x) \exp(i\theta) dx \times \int A_e(x) A_{j+1}(x) \exp(-i\theta) dx,$$

где падающее на второй корректор поле

$$U_{j+1}(x) = \sqrt{\frac{ik}{2\pi}} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{z_{j+1} - z_j}{R\sqrt{R}} A_j(x', z_j) \exp(ikR) dx' = A_{j+1}(x) \exp[i\theta(x)].$$

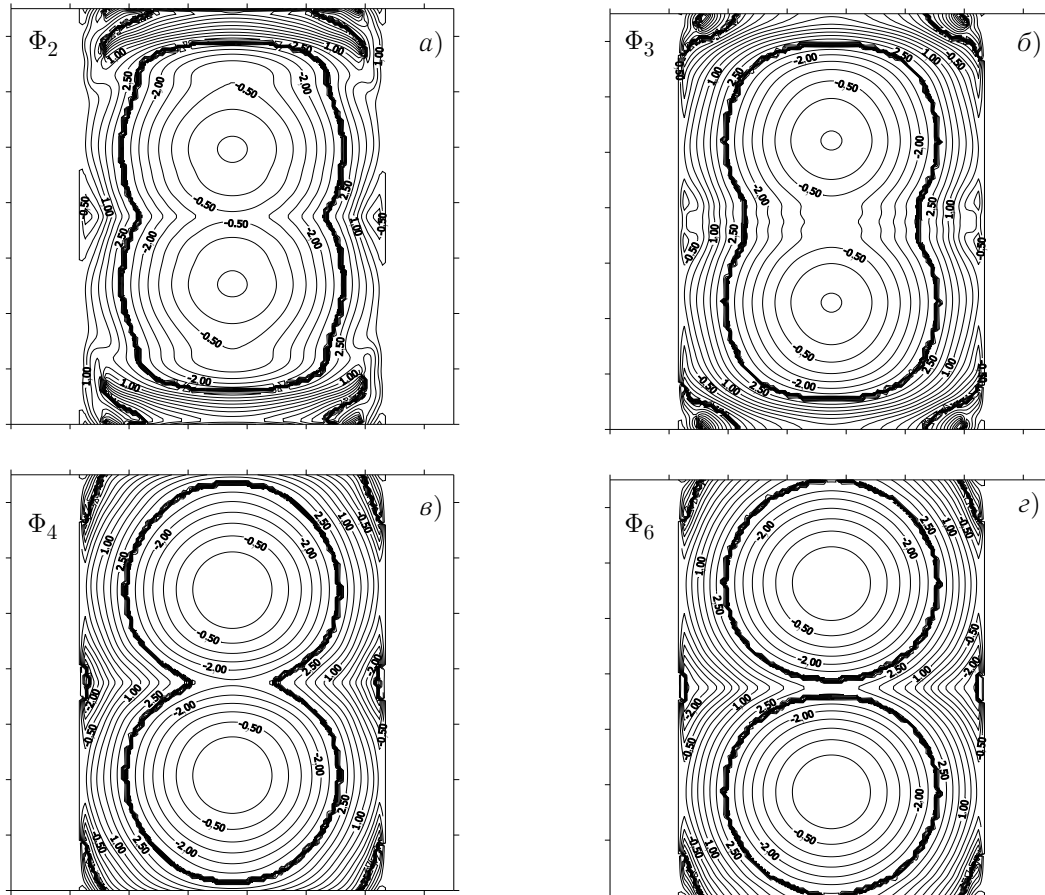


Рис. 7. Второй (а), третий (б), четвертый (в) и шестой (г) фазовые корректоры

После второго корректора эффективность преобразования волнового пучка

$$\eta_{j+1} = \left(\int A_{j+1}(x) A_e(x) dx \right)^2.$$

Заметим, что $\eta_j \leq \eta_{j+1}$, поскольку

$$\int A_{j+1}(x) A_e(x) \cos[\theta(x)] dx \leq \int A_{j+1}(x) A_e(x) dx.$$

4. ПРИМЕРЫ СИНТЕЗА ПОСЛЕДОВАТЕЛЬНОСТИ ФАЗОВЫХ КОРРЕКТОРОВ

Рассмотрим процедуру синтеза на уже рассмотренном в разделе 2 примере (см. рис. 2). Период системы фазовых корректоров равен 100λ . Вдоль системы корректоров происходит постепенное разделение волнового пучка в поперечном сечении (см. рис. 6). Некоторые фазовые корректоры представлены на рис. 7. Соответственно, эффективность преобразования вдоль системы корректоров изменяется от 0,025 (исходное соответствие амплитудных распределений низкое) до 1 (рис. 8). Уже на шестом фазовом корректоре достигается коэффициент преобразования $\eta > 0,99$. На рис. 9 представлен коэффициент передачи вдоль системы фазовых корректоров.

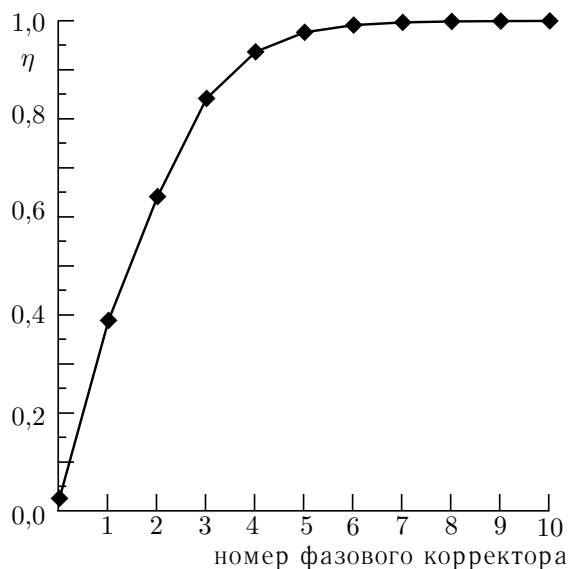


Рис. 8. Эффективность преобразования волнового пучка вдоль системы последовательных фазовых корректоров

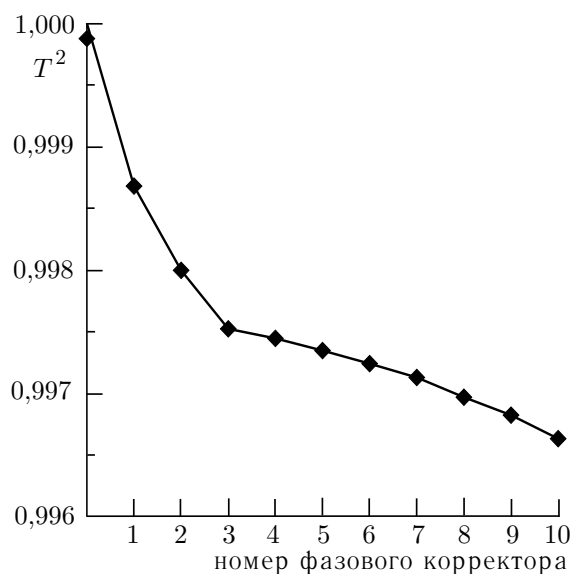


Рис. 9. Коэффициент передачи вдоль системы периодических фазовых корректоров

Отметим, что в периодической системе последующие фазовые корректоры всё меньше отличаются друг от друга и асимптотически стремятся к фазовым корректорам линии передач, для которой желаемый волновой пучок является нижней собственной модой.

Число фазовых корректоров, необходимое для обеспечения заданной эффективности преобразования, зависит от структуры входного и выходного волновых пучков и расстояния между фазовыми корректорами. Достаточно наглядным является пример преобразования поля, излучаемого сверхразмерной круглой апертурой при падении на неё плоской волны, в гауссов пучок. В этом случае при оптимальном расположении достаточно единственного корректора, осуществляющего преобразование пучков с эффективностью более 0,96 (рис. 10).

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Предложена новая процедура синтеза последовательности фазовых корректоров, формирующих скалярный волновой пучок с заданным амплитудным распределением. Синтез основан на последовательной компенсации фазы до величины, определяемой желаемым полем на выходе системы. Каждый последующий фазовый корректор увеличивает коэффициент связи полученного поля с желаемым. Процедура применяется при проектировании квазиоптических преобразователей излучения гиротронов и линий передач миллиметрового диапазона длин волн.

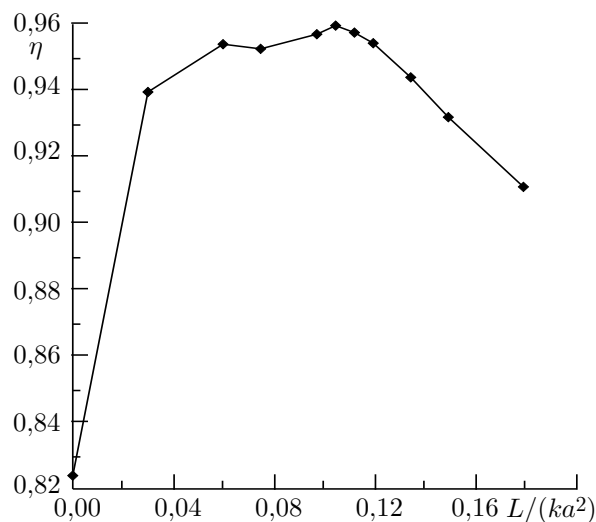


Рис. 10. Эффективность преобразования поля, излучаемого круглой сверхразмерной апертурой с радиусом a при падении на неё плоской волны, в гауссов волновой пучок единственным фазовым корректором, расположенным на расстоянии L от апертуры

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Денисов Г. Г., Запевалов В. Е., Литвак А. Г., Мясников В. Е. // Изв. вузов. Радиофизика. 2003. Т. 46, № 10. С. 845.
2. Каценеленбаум Б. З., Семёнов В. В. // Радиотехника и электроника. 1967. № 12. С. 244.
3. Bogdashov A. A., Chirkov A. V., Denisov G. G., et al. // Int. J. of Infrared and Millimeter Waves. 1995. V. 16, No. 4. P. 735.
4. Андрийчук М. И., Войтович Н. Н., Савенко П. А., Ткачук В. П. Синтез антенн по амплитудной диаграмме направленности. Киев: Наукова думка, 1993.
5. Ваганов Р. Б., Коршунова Е. Н., Коршунов И. П. и др. // Радиотехника и электроника. 2003. Т. 48, № 11. С. 1337.

Институт прикладной физики РАН,
г. Нижний Новгород, Россия

Поступила в редакцию
17 мая 2004 г.

SYNTHESIS OF PHASE CORRECTOR SEQUENCE FORMING THE DESIRED
WAVE BEAM STRUCTURE

A. A. Bogdashov and G. G. Denisov

A new procedure for synthesis of phase corrector sequence forming a desired paraxial field is proposed. The procedure includes consecutive corrections of the wave-beam phase up to a value determined by the desired field at the system output. Each next phase corrector increases the coupling coefficient of the received field with the desired one. The synthesis procedure is applied for designing quasi-optical converters of gyrotrons and millimeter-wave transmission lines.

УДК 538.955+538.956

ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ПОТЕРИ В CVD-АЛМАЗАХ В МИЛЛИМЕТРОВОМ ДИАПАЗОНЕ ДЛИН ВОЛН ПРИ ТЕМПЕРАТУРАХ 300 ÷ 900 К

В. В. Паршин¹, Б. М. Гарин², С. Е. Мясникова¹, А. В. Орленков¹

Исследованы зависимости поглощения в различных образцах CVD-алмазов в диапазоне частот 50 ÷ 210 ГГц и в интервале температур 300 ÷ 900 К методом высокочастотного открытого резонатора Фабри—Перо. Установлено, что эффективные энергии активации, определяющие резкий рост потерь при высоких температурах, распределены в диапазоне энергий от 0,4 до 0,8 эВ. Предложено выражение, связывающее в первом приближении частотно-температурные зависимости поглощения для различных образцов CVD-алмазов. Сделаны предположения о природе этого поглощения.

ВВЕДЕНИЕ

Исследование диэлектрических потерь в миллиметровом диапазоне длин волн в поликристаллических алмазах, выращенных методом CVD (от английского chemical vapour deposition), приобрело в настоящее время особую актуальность в связи со значительным прогрессом технологии выращивания и соответствующим продвижением этого «экзотического» ранее материала в современную технику [1–18]. Выращенные алмазные диски обладают рядом выдающихся электрических и механических свойств:

- 1) теплопроводность CVD-алмазов практически равна теплопроводности лучших натуральных алмазов и в четыре раза выше теплопроводности меди;
- 2) механическая прочность позволяет диску диаметром 100 мм и толщиной всего 1,5 мм выдерживать перепад давлений в несколько атмосфер;
- 3) потери энергии микроволнового излучения в таких дисках крайне низки и составляют порядка 10^{-4} .

Сочетание всех этих свойств, а также высокая стойкость к нейтронной, электронной и гамма-радиации, несмотря на значительную цену дисков, сделало CVD-алмаз практически единственным материалом для изготовления окон вывода энергии мегаваттных генераторов (гиротронов) в непрерывном режиме и, особенно, окон ввода энергии в термоядерный реактор (токамак). Такие окна необходимы в установках для электромагнитного разогрева плазмы, например, в Международном термоядерном экспериментальном реакторе (ITER) [1, 2].

К настоящему времени в лучших образцах CVD-алмазов достигнут уровень тангенса угла диэлектрических потерь $\operatorname{tg} \delta \sim 3 \cdot 10^{-6}$ на частоте 170 ГГц при комнатной температуре (см. представленный в [1] результат измерений, проведенных соавторами настоящей работы в ИПФ РАН). Это позволяет создать окно, пропускающее в непрерывном режиме микроволновое излучение с мощностью 1 ÷ 2 МВт при относительно простой системе охлаждения окна по периметру диска [1, 2].

Гиротронное окно — это пример уникального применения уникального материала, без которого проблема вывода непрерывного излучения мегаваттной мощности вообще не решается. Однако помимо этой проблемы существует ещё ряд задач (может быть, не менее важных), которые можно решить с использованием только этого материала:

- 1) отвод тепла от микроволновых полупроводниковых генераторов и других микрополупроводниковых элементов, работающих в предельном тепловом режиме;

2) создание сверхширокодиапазонных, от дециметровых волн до оптики включительно, окон для криогенной и космической техники;

3) высокотемпературные полупроводниковые приборы и т. д.

Поэтому получение CVD-алмаза с предельными, определяемыми его природой, параметрами является весьма актуальной задачей. К настоящему времени потери в лучших образцах приближаются к рекордно низким уровням среди всех материалов, полученным ранее в кремнии, легированном золотом (Si:Au) [5]. В последнем достигнут нижний теоретический предел потерь для этого материала при комнатной температуре, обусловленный проводимостью на свободных носителях заряда в кремнии [3, 19]. В алмазе ширина запрещённой зоны значительно выше, чем в кремнии, и исключительно велика (5,6 эВ). Поэтому, в отличие от Si:Au, наименьшие потери, наблюдаемые сейчас в CVD-алмазе, значительно превышают нижний теоретический предел ($\text{tg } \delta \leq 3 \cdot 10^{-8}$) [3, 8, 11, 12, 20], определяемый двухфононными собственными решёточными потерями в соответствующем идеальном кристалле. Это следует также из проведённого в [14, 15] сравнения температурной зависимости потерь, полученной для лучшего образца CVD-алмаза, с теоретической зависимостью для собственных решёточных потерь, откуда найдена верхняя оценка собственных решёточных потерь в алмазе для комнатной температуры: $\text{tg } \delta < 7 \cdot 10^{-7}$ при частоте порядка 150 ГГц [14, 15]. Таким образом, теоретический предел потерь значительно ниже уровней, наблюдаемых в самых высококачественных современных CVD-алмазах [1, 14, 15]. Эти потери связаны с дефектами, примесями и неалмазными включениями, т. е. существует принципиальная возможность значительно снизить потери путём совершенствования технологии выращивания. На этом пути за последние 10 лет величина наименьших потерь уменьшилась почти на два порядка и продолжает уменьшаться [1, 4–15]. В случае дальнейшего снижения потерь появилась бы возможность, например, избавиться от водяной системы охлаждения в окнах вывода и ввода электромагнитной энергии (см. выше), существенно упростить их конструкцию и тем самым повысить надёжность работы всего комплекса. Ещё более перспективно сократить количество гиротронов, линий передач, окон ввода энергии в реакторы, увеличив выходную мощность гиротрона до $8 \div 10$ МВт.

Для выявления конкретных возможностей совершенствования технологии выращивания необходимо исследование механизмов поглощения микроволнового излучения. Весьма эффективным способом их идентификации является исследование одновременно как частотных, так и температурных зависимостей потерь и сопоставление их с теорией, т. к. каждый механизм потерь характеризуется специфическим сочетанием этих зависимостей [3, 15, 21–23]. С этой точки зрения CVD-алмазы остаются недостаточно исследованными. В частности, температурные зависимости в диапазоне от 300 до 1000 К исследовались ранее лишь в одном экспериментальном образце [9, 11, 12]. При этом не исследовалось изменение температурных зависимостей потерь при изменении частоты.

В настоящей работе приведены данные как температурных (в интервале $300 \div 930$ К), так и частотных (в диапазоне $50 \div 210$ ГГц) зависимостей потерь в различных образцах CVD-алмазов. Проведено сопоставление результатов измерений с теорией, обсуждены механизмы потерь.

1. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Для исследования образцов использовался резонаторный спектрометр диапазона $45 \div 210$ ГГц [16]. Измерительным элементом является открытый резонатор Фабри—Перо, в котором возбуждаются основные моды (TEM_{00q}). Измерения проводятся на резонансных частотах алмазного диска, которые отыскиваются путём перестройки длины резонатора и изменения частоты питающего генератора, т. е. при условии, когда на толщине диска укладывается целое число полуволн [17].

Образец в нагревателе размещается примерно в середине резонатора и устанавливается перпендикулярно его оптической оси, ориентируясь на максимум сигнала (см. рис. 1). Информация о величине поглощения в образце содержится в общем случае в разности добротностей пустого и нагруженного резонатора. Но в случае высокотемпературных исследований, когда печь нагрета до $500 \div 600^\circ\text{C}$, операция по извлечению горячего образца из резонатора весьма затруднительна. Поэтому в настоящей работе применена новая методика измерений тангенса угла потерь без использования информации о добротности пустого резонатора. Именно, используются только такие положения образца, когда его плоскости расположены в максимумах и минимумах поля стоячей волны в резонаторе [18]. Такая методика значительно облегчила измерения при высоких температурах, что в конечном итоге повысило точность и надёжность измерений.

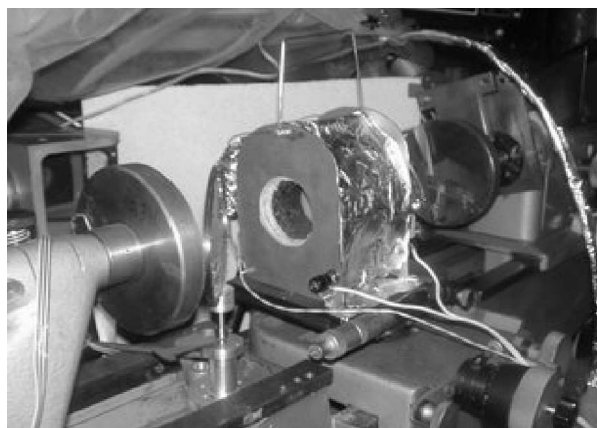
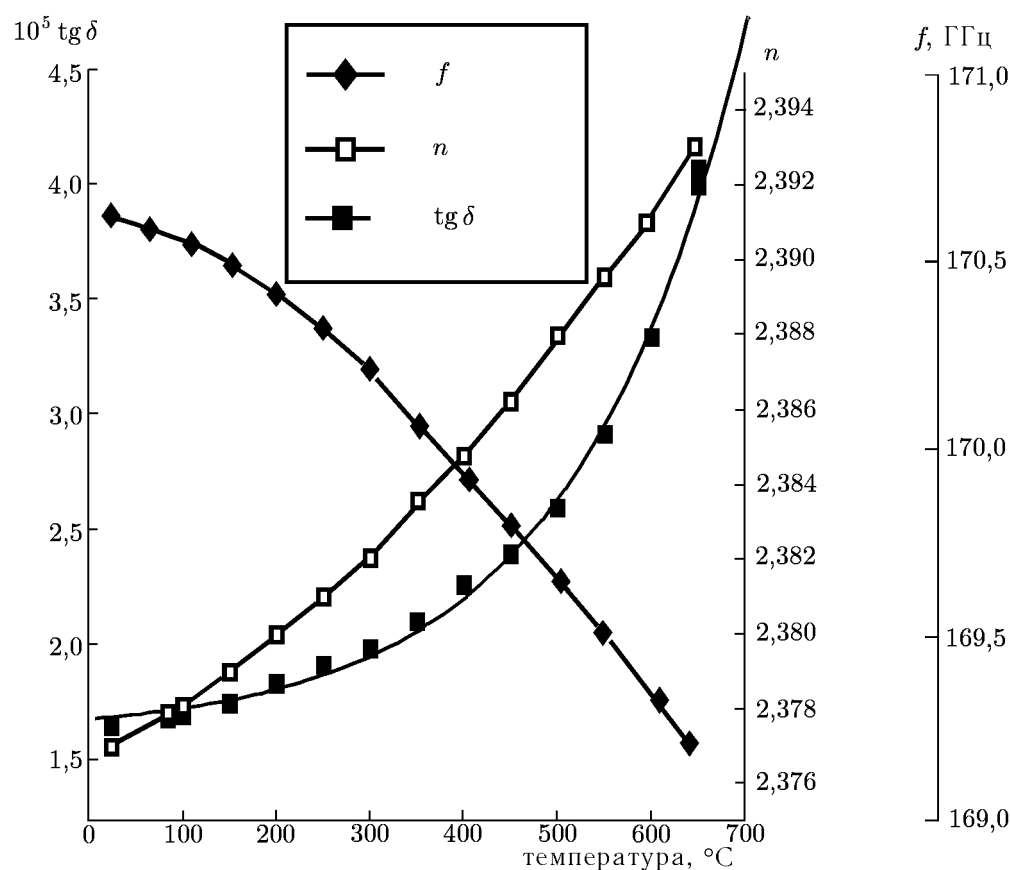


Рис. 1. Резонатор с нагревателем

Нагреватель состоит из двух толстостенных медных труб, между торцами которых зажимается образец. На трубы намотана нихромовая проволока, и вся конструкция теплоизолирована, за исключением открытых торцов (рис. 1).

Рис. 2. Температурные зависимости показателя преломления n , $\text{tg } \delta$ и резонансной частоты f окна 56 22DB6

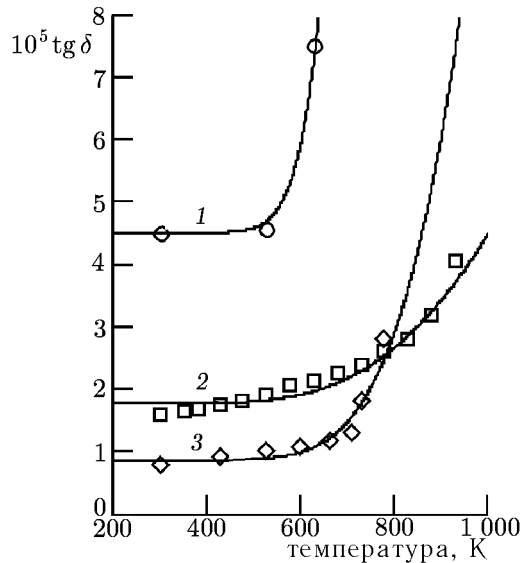


Рис. 3. Температурные зависимости тангенса угла диэлектрических потерь $\text{tg } \delta$ в трёх образцах CVD-алмазов на частоте 170 ГГц. Символы $\circ$ соответствуют образцу FHG-ERIII-14, $\square$ — образцу 56 22DB6, $\diamond$ — образцу «Diagascrown-113» [9, 11, 12]. Сплошные линии — теоретические аппроксимации на основе (5): 1 — при $a_1 = 0,65 \cdot 10^{-2}$, $a_2 = 7 \cdot 10^3$, $E_a = 0,8$ эВ, $b = 0,8 \cdot 10^{-7}$; 2 — при $a_1 = 1,85 \cdot 10^{-3}$, $a_2 = 0,4$, $E_a = 0,4$ эВ, $b = 3 \cdot 10^{-8}$; 3 — при $a_1 = 3 \cdot 10^{-4}$, $a_2 = 15$, $E_a = 0,6$ эВ, $b = 10^{-8}$

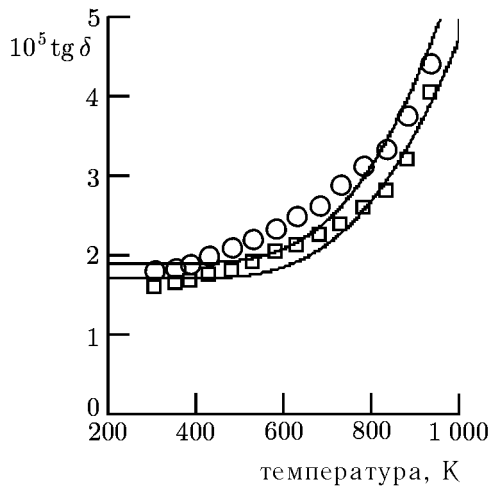


Рис. 5. Температурные зависимости потерь в образце 56 22DB6 на частотах 136 ГГц (символы $\circ$) и 170 ГГц (символы $\square$). Сплошные линии — теоретические аппроксимации на основе (5) при $a_1 = 2 \cdot 10^{-3}$, $a_2 = 0,45$, $E_a = 0,4$ эВ, $b = 3 \cdot 10^{-8}$; верхняя кривая построена при $f = 136$ ГГц, нижняя — при $f = 170$ ГГц

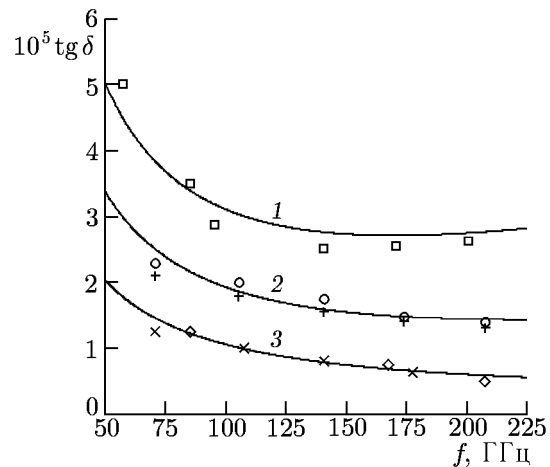


Рис. 4. Частотные зависимости потерь при температуре $T = 300$ К в ряде алмазных окон производства компании «De Beers»: $\square$ соответствует окну ITER1, $\circ$ — окну ITER3, $+$ — окну 22DB6, $\diamond$ — окну 53DB1, $\times$ — окну «India». Сплошные линии — теоретические аппроксимации на основе (5): 1 — при $a_1 = 2,3 \cdot 10^{-3}$, $a_2 = 0,4$, $E_a = 0,4$ эВ, $b = 0,8 \cdot 10^{-7}$; 2 — при $a_1 = 1,6 \cdot 10^{-3}$, $a_2 = 0,26$, $E_a = 0,4$ эВ, $b = 3,2 \cdot 10^{-8}$; 3 — при $a_1 = 10^{-3}$, $a_2 = 0,17$, $E_a = 0,4$ эВ, $b = 0,5 \cdot 10^{-8}$

Температура диска измеряется термопарой, прижатой к краю диска. С помощью инфракрасного пирометра (длина волны порядка 1 мкм) и внешней прижимной термопары контролировалось распределение температуры по поверхности диска. Выявлено, что отличие температуры на краю диска и в его центре не превосходит 5°C , что, собственно, и ожидалось при теплопроводности алмаза порядка $10 \div 20$ Вт/(см · К). Таким образом, можно считать, что диск нагревался равномерно.

На рис. 2 представлены температурные зависимости показателя преломления, тангенса угла диэлектрических потерь и резонансной частоты образца 56 22DB6. Фактически, на рис. 1 представлена вся необходимая информация для расчёта теплового режима реального окна.

На рис. 3 представлены зависимости $\text{tg } \delta$ от температуры в интервале $300 \div 930$ К для трёх разных образцов CVD-алмазов: FHG-ERIII-14, 56 22DB6 (производство компании «De Beers»)

и «Diagascrown-113» (производство ИОФ РАН, Москва [9, 11, 12]). Во всех образцах при высоких температурах наблюдается резкий рост потерь. Однако в разных образцах этот рост начинается при разных температурах, и, кроме того, скорость возрастания потерь с температурой различная.

На рис. 4 представлены зависимости $\operatorname{tg} \delta$ от частоты f в ряде окон из CVD-алмазов производства компании «De Beers». Для образцов с относительно более высокими потерями, связанными с большим количеством дефектов (видимых в микроскоп), на частотах выше 150 ГГц наблюдается, как и в [13–15], отклонение зависимости потерь вверх от зависимости $1/f$, соответствующей потерям вследствие проводимости.

На рис. 5 представлены температурные зависимости $\operatorname{tg} \delta$ в одном из образцов (56 22DB6) на частотах 136 и 170 ГГц. Видно, что и при высоких температурах потери также падают с частотой, как это ранее наблюдалось при комнатных температурах [8, 9, 11–13].

2. СОПОСТАВЛЕНИЕ И ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Наблюдаемые зависимости величины $\operatorname{tg} \delta$ в широкой области частот, в том числе, при $f > 150$ ГГц, хорошо описываются выражением [14, 15]

$$\operatorname{tg} \delta = a/f + bf, \quad (1)$$

где a и b — параметры материала, различные для разных образцов CVD-алмазов. Первый член описывает потери, обусловленные проводимостью, а второй член соответствует однофононным несобственным решётчным потерям, которые связаны с микроскопическими дефектами решётки и примесями [23].

Для учёта температурной зависимости потерь необходимо рассмотреть температурные зависимости параметров a и b в (1) в явном виде. Первый член в (1) может быть описан выражением [14, 15]

$$\operatorname{tg} \delta = \sigma/(\varepsilon' \varepsilon_0 \omega), \quad (2)$$

где ε' — относительная диэлектрическая проницаемость образца, ε_0 — электрическая постоянная, σ — высокочастотная проводимость (не собственная, за счёт неалмазных включений и дефектов).

В общем случае можно считать, что проводимость имеет две составляющие: $\sigma = \sigma_1 + \sigma_2$. Здесь σ_1 соответствует проводимости со слабой температурной зависимостью, отвечающей носителям заряда с постоянной концентрацией (которые связаны с мелкими примесями или с такими примесями как, например, в графитовых включениях). Приближённо можно считать, что $\sigma_1(T) \approx \text{const}$, где T — абсолютная температура. Составляющая σ_2 — эффективная проводимость, обусловленная носителями заряда, связанными с глубокими энергетическими уровнями от дефектов или примесей, или процессами дипольной релаксации дебаевского типа, характерными для неупорядоченных фаз (таких, как неалмазные включения). Для σ_2 в первом приближении характерна экспоненциальная температурная зависимость, подчиняющаяся закону Аррениуса:

$$\sigma_2 \propto \exp[-E_a/(kT)], \quad (3)$$

где E_a — энергия активации глубоких энергетических уровней или процесса дипольной релаксации, k — постоянная Больцмана. В первом случае энергия E_a соответствует глубине уровня, во втором — высоте потенциального барьера, преодоление которого необходимо для перехода диполя из одного положения в другое [24]. Отметим, что во втором случае

$$\operatorname{tg} \delta \propto 1/(\omega \tau_D) \propto \exp[-E_a/(kT)]/\omega.$$

При относительно высоких частотах $\omega \gg 1/\tau_D$, где $\tau_D \propto \exp[E_a/(kT)]$ — время дебаевской релаксации [24]. Указанное условие характерно для миллиметрового диапазона длин волн. Отсюда видно, что для обоих случаев как температурные, так и частотные зависимости потерь аналогичны. Это затрудняет разделение механизмов проводимости при анализе экспериментальных результатов.

Выражение для несобственных решётчных потерь, обусловленных микроскопическими заряженными дефектами (второй член в правой части (1)), в диапазоне коротких миллиметровых и субмиллиметровых волн может быть записано в виде [14, 23]:

$$\operatorname{tg} \delta \approx \frac{2(\varepsilon' + 2)^2 N z^2 e^2 \omega}{27 \varepsilon' \mu v_t^3}, \quad (4)$$

где $\omega = 2\pi f$, N и z — концентрация и эффективный заряд дефектов соответственно, e — элементарный заряд, μ и v_t — плотность образца и поперечная скорость звука в нём. Как показано в [24], для оценок однофононных несобственных решётчных потерь, вызванных разрывами межатомных связей с концентрацией N , применимо выражение (4) при $z = 1$. Согласно (4) для несобственных решётчных потерь $\operatorname{tg} \delta \propto f$ и данные потери практически не зависят от температуры. Поэтому коэффициент b в (1) — константа. Из выражений (1)–(4) следует, что зависимость потерь как от частоты, так и от температуры в явном виде приближённо может быть представлена следующим простым единым выражением:

$$\operatorname{tg} \delta(f, T) = \{a_1 + a_2 \exp[-E_a/(kT)]\}/f + bf, \quad (5)$$

где a_1 , a_2 , b и E_a — постоянные, которые определяются свойствами неалмазных включений и дефектов в конкретных образцах CVD-алмазов. На рис. 3–5 сплошными линиями представлены теоретические аппроксимации температурных и частотных зависимостей потерь в различных образцах на основе (5).

Из сопоставления экспоненциальной температурной зависимости, содержащейся в (5), с экспериментальными данными (рис. 3) можно оценить эффективную энергию активации в различных образцах CVD-алмазов: $E_a \sim 0,8$; $0,4$ и $0,6$ эВ в образцах FHG-ERIII-14, 56 22DB6 и «Diagascrown-113» соответственно. В образце «Diagascrown-113» величина $E_a \sim 0,6$ эВ была оценена ранее в [14, 15]. Видно, что энергии активации E_a , найденные из данных для высоких температур, в разных образцах различны. Следовательно, параметры дефектов и неалмазных включений в разных образцах существенно отличаются и, очевидно, зависят от условий процессов роста. Выявление конкретной природы физических факторов, определяющих найденные энергии активации, требует дальнейших исследований с привлечением других методов исследования дефектов в этих образцах.

Отметим, что на рис. 3 и 5 видно отклонение роста потерь с температурой от экспоненциальной зависимости с одной эффективной энергией активации в (5) (особенно в образце 56 22DB6), т. е. имеется разброс энергий активации, характерный для некристаллических материалов [24]. Отсюда следует, что наблюдаемые температурные зависимости потерь определяются в основном неупорядоченными областями или областями с очень большой концентрацией дефектов (аморфные включения, промежутки между кристаллитами).

Из данных рис. 3 при комнатных температурах, используя (2), можно найти усреднённые по объёму величины высокочастотной проводимости со слабой температурной зависимостью: $\sigma_1 \sim 2,4 \cdot 10^{-5}$; $9,5 \cdot 10^{-6}$ и $4,2 \cdot 10^{-6}$ Ом $^{-1}$ ·см $^{-1}$ для образцов FHG-ERIII-14, 56 22DB6 и «Diagascrown-113» соответственно. Основной вклад в них вносят неалмазные включения или области с большой

концентрацией дефектов. Эти области имеют относительно малый суммарный объём по сравнению с объёмом всего образца. Поэтому проводимости в них значительно выше средней величины (и могут быть, естественно, различными в разных областях).

Из найденных коэффициентов a_2 (см. рис. 3) можно также оценить усреднённые по объёму проводимости σ_2 , соответствующие второму члену в (5), при разных температурах. При $T = 300$ К имеем $\sigma_2 \sim 3 \cdot 10^{-12}$; $5 \cdot 10^{-10}$; 10^{-11} Ом $^{-1} \cdot$ см $^{-1}$, при $T = 900$ К — $\sigma_2 \sim 3 \cdot 10^{-3}$; 10^{-6} ; $3 \cdot 10^{-5}$ Ом $^{-1} \cdot$ см $^{-1}$ для образцов FHG-ERIII-14, 56 22DB6 и «Diagascrown-113» соответственно.

Из сопоставления частотных зависимостей потерь (рис. 4) в различных образцах с выражением (5) видно, что превышение зависимости $1/f$ на частотах $f > 150$ ГГц больше в образцах с большими потерями, что соответствует более высоким концентрациям микроскопических дефектов, определяющих потери. Это согласуется с представлением о том, что указанное отклонение от зависимости $1/f$ связано с несобственными решёточными потерями, обусловленными неупорядоченностями решётки, которым соответствует член $b f$ в (5). Более высоким концентрациям микроскопических дефектов соответствуют большие коэффициенты b в (5).

Ранее в [24] количественно оценивались несобственные решёточные потери в кристаллах типа алмаза и цинковой обманки при условно заданных концентрациях дефектов. Полученные оценки определяют теоретические пределы уменьшения потерь при заданных концентрациях дефектов. Согласно (4) несобственные решёточные потери пропорциональны v_t^{-3} , поэтому в случае алмаза, где поперечная скорость звука значительно выше, чем в других веществах ($v_t \sim 1,6 \cdot 10^6$ см/с), эти пределы относительно низки даже при весьма значительных концентрациях дефектов [24]. С другой стороны, из сопоставления экспериментальных данных (рис. 2, 3) с зависимостью (5) найдены количественные значения параметра b , определяющего несобственные решёточные потери. Для исследованных образцов $b \sim 0,8 \cdot 10^{-7}$ для FHG-ERIII-14 и ITER1, $3,2 \cdot 10^{-8}$ для ITER3 и 56 22DB6, 10^{-8} для «Diagascrown-113», $0,5 \cdot 10^{-8}$ для 53DB1 и «India». Отсюда, используя (4), в предположении $z = 1$ можно оценить усреднённые по объёму концентрации дефектов в этих образцах: $n \sim 3,5 \cdot 10^{20}$; $1,5 \cdot 10^{20}$; $4,5 \cdot 10^{19}$ и $2,3 \cdot 10^{19}$ см $^{-3}$ соответственно.

Отметим, что образцы CVD-алмазов имеют, наряду с микроскопическими дефектами, различные макроскопические дефекты, наблюдаемые визуально (рис. 6). На снимке видны относительно крупные дефекты (как в центре) и более мелкие (по всему полю). Установлено, что крупные дефекты — это полости, видимо, стыки между кристаллитами. Образцы с большим количеством видимых макроскопических дефектов имеют, как правило, большие потери (определяемые микроскопическими дефектами), т. е. имеется корреляция между концентрациями макроскопических (видимых) и микроскопических дефектов.

Из сопоставления температурных зависимостей в одном и том же образце при разных частотах с выражением (5) (см. рис. 4) следует, что и при высоких температурах потери обусловлены в основном проводимостью, т. е. определяются первым слагаемым в правой части (5) с частотной зависимостью $1/f$.

Таким образом, выражение (5) описывает зависимости потерь в различных образцах в широ-

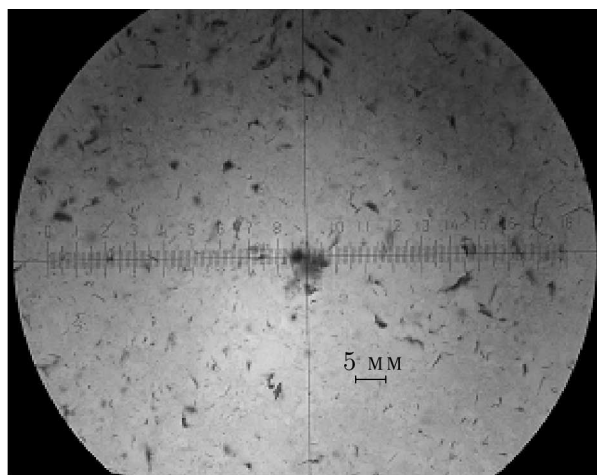


Рис. 6. Фотография «на просвет» участка образца 56 22DB6

ком диапазоне температур и частот, практически во всём миллиметровом диапазоне длин волн. Можно предположить, что выражение (5) применимо также в субмиллиметровом диапазоне. Его можно применять для экстраполяции величин потерь на области частот и температур, в которых измерения не проводились.

Все наблюдавшиеся потери в CVD-алмазах (рис. 3–5), описываемые выражением (5), обусловлены различными дефектами, примесями, неалмазными включениями. Эти потери значительно выше двухфононных собственных решётчных потерь (см. выше). Отметим также, что до настоящего времени остаются экспериментально невыявленными величины собственных решётчных потерь в кристаллах типа алмаза (включая алмаз и кремний) в рассматриваемом диапазоне частот. Для выявления конкретных возможностей уменьшения потерь необходимы дальнейшие исследования дефектов и их связи с технологией выращивания.

3. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

1) Получены зависимости диэлектрических потерь в различных CVD-алмазах в интервале температур $300 \div 930$ К и диапазоне частот $50 \div 210$ ГГц.

2) Эффективные энергии активации E_a , найденные из температурных зависимостей потерь в различных образцах, имеют разные величины и распределены в интервале от 0,4 до 0,8 эВ. Следовательно, параметры дефектов и неалмазных включений в разных образцах существенно отличаются и зависят от условий роста.

3) При высоких температурах потери падают с частотой, как это ранее наблюдалось и в области комнатных температур. Это указывает на то, что, по крайней мере, до 900 К потери обусловлены в основном проводимостью, связанной с различными дефектами и примесями.

4) Предложено теоретическое выражение, описывающее в явном виде в первом приближении зависимость потерь в различных CVD-алмазах в широком диапазоне температур (включая комнатные и высокие температуры) и частот (практически во всём миллиметровом диапазоне длин волн).

Выполненная работа поддержана частично INTAS (проект 01–2173) и ФЦНТП «Квантовые и нелинейные процессы».

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Денисов Г. Г., Запезалов В. Е., Литвак А. Г., Мясников В. Е. // Изв. вузов. Радиофизика. 2003. Т. 46, № 10. С. 845.
2. Thumm M. // Plasma Physics and Controlled Fusion. 2003. V. 45. P. A143.
3. Garin B. M. // Proc. of Third Int. Conf. on Millimeter-Wave and Far-Infrared Sci. and Technol., China, 1994. P. 275.
4. Heidinger R. // Digest of 19th Int. Conf. on IR and MMW, Japan, 1994. P. 277.
5. Heidinger R., Molla J., Parshin V. V. // Digest of 21st Int. Conf. on IR and MMW, Germany, 1996. Paper AW8.
6. Ralchenko V. G., Smolin A. A., Konov V. I., et al. // Diamond and Related Materials. 1997. V. 6. P. 417.
7. Heidinger R., Spörl R., Thumm M., et al. // Digest of 23rd Int. Conf. on IR and MMW, England, 1998. P. 223.
8. Garin B. M., Kopnin A. N., Parkhomenko M. P., et al. // 23rd Int. Conf. on IR and MMW, England, 1998. P. 230.

9. Parshin V. V., Ralchenko V. G., Konov V. I. // 23rd Int. Conf. on IR and MMW, England, 1998. P. 232.
10. Spohl R., Schwab R., Heidinger R., Parshin V. V. // Digest of ITG Conf. "Displays and Vacuum Electronics", Germany, 1998. P. 369.
11. Garin B. M., Parshin V. V., Ralchenko V. G., et al. // Proc. of 3d Int. Kharkov Symp. "Physics and Technology of Millimeter and Submillimeter Waves", Ukraine, 1998. V. 1. P. 278.
12. Гарин Б. М., Паршин В. В., Ральченко В. Г. и др. // Письма в ЖТФ. 1999. Т. 25, вып. 7. С. 85.
13. Korosova E. V., Myasnikova S. E., Parshin V. V., Vlasov S. N. // Diamond and Related Materials. 2002. V. 11. P. 1485.
14. Garin B. M., Parshin V. V., Myasnikova S. E., Ralchenko V. G. // Diamond and Related Materials. 2003. V. 12. P. 1755.
15. Garin B. M., Parshin V. V., Heidinger R., et al. // Proc. of 7th Applied Diamond Conf. / Third Frontier Carbon Technology Joint Conf. (ADC/FCCT 2003), Japan, 2003. P. 297.
16. Krupnov A. F., Tretyakov M. Yu., Parshin V. V., et al. // JMS. 2000. P. 107.
17. Dryagin Yu. A., Parshin V. V. // Int. J. of IR and MMW. 1992. V. 13. P. 1023.
18. Власов С. Н., Копосова Е. В., Мясникова С. Е., Паршин В. В. // ЖТФ. 2002. Т. 72, вып. 12. С. 79.
19. Гарин Б. М., Копнин А. Н., Пархоменко М. П. и др. // Письма в ЖТФ. 1994. Т. 20, № 21. С. 56.
20. Garin B. M., Kopnin A. N., Parkhomenko M. P., et al. // Proc. of 21st Int. Conf. on IR and MMW, Germany, 1996. P. CT15.
21. Гарин Б. М. // Физ. твёрд. тела. 1990. Т. 32, № 11. С. 3314.
22. Фрёлих Г. Теория диэлектриков. М.: Изд-во иностр. лит-ры, 1960. 246 с.
23. Garin B. M. // SPIE Proc. 1994. V. 2211b. P. 606.
24. Garin B. M. // Proc. of 9th Int. Conf. "Dielectrics-2000", Russia, 2000. P. 138.

¹ Институт прикладной физики РАН, г. Нижний Новгород;

Поступила в редакцию

² Институт радиотехники и электроники РАН,
г. Фрязино Московской обл., Россия

4 августа 2004 г.

DIELECTRIC LOSSES IN CVD DIAMONDS AT MILLIMETER WAVELENGTHS AT THE TEMPERATURES 300–900 K

V. V. Parshin, B. M. Garin, S. E. Myasnikova, and A. V. Orlenkov

Losses in different CVD-diamond samples in the frequency range 50–210 GHz and at temperatures 300–900 K are studied by using a high-Q open Fabry–Perot resonator. We find out that the strong increase in the losses at high temperatures corresponds to the effective activation energies in the range 0.4–0.8 eV. We propose a formula which, in the first approximation, relates the frequency and temperatures dependencies of losses for different CVD-diamond samples. The suggestion concerning the nature of these losses is put forward.