

УЧРЕЖДЕНИЕ ОБРАЗОВАНИЯ
“БЕЛОРУССКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ
ИНФОРМАТИКИ И РАДИОЭЛЕКТРОНИКИ”

На правах рукописи

УДК 621.371

Янушкевич Виктор Францевич

**Электромагнитные методы поиска и обнаружения углеводородных
залежей с использованием двухчастотных и модулированных сигналов**

05.12.04 – Радиотехника, в том числе системы и устройства радионавигации,
радиолокации и телевидения

Диссертация

на соискание ученой степени кандидата технических наук

Научный руководитель:
заслуженный деятель науки
Республики Беларусь,
доктор физико-математических
наук, профессор
Кураев Александр Александрович

Минск, 2002

ОГЛАВЛЕНИЕ

ПЕРЕЧЕНЬ УСЛОВНЫХ ОБОЗНАЧЕНИЙ	4
ВВЕДЕНИЕ	5
ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ.....	7
1. Моделирование процесса взаимодействия ЭМВ и среды над УВЗ.....	12
1.1. Анализ электрофизических свойств среды в окрестности УВЗ	12
1.1.1. Исследование физико-химических свойств среды в окрестности УВЗ	12
1.2. Электродинамическое моделирование взаимодействия ЭМВ со средой над УВЗ	14
1.2.1. Моделирование физических процессов в геофизике.....	14
1.2.2. Моделирование взаимодействия ЭМВ с АС.....	15
1.2.3. Взаимодействие бигармонического сигнала с АС	17
1.2.3.1. Воздействие бигармонического сигнала в режиме мощного низкочастотного сигнала на АС	18
1.2.3.2. Воздействие бигармонического сигнала в режиме мощного ВЧ-сигнала на АС	22
1.2.4. Взаимодействие модулированных сигналов с АС.....	24
1.2.4.1. Воздействие амплитудно-модулированного сигнала на АС.....	25
1.2.4.2. Воздействие частотно-модулированного сигнала на АС.....	26
1.2.4.3. Воздействие сигнала со смешанной амплитудно-частотной модуляцией на АС.....	28
1.3. Выводы	29
2. Дисперсионные характеристики среды над УВЗ при воздействии многочастотного колебания	31
2.1. Общие положения	31
2.2. Исследование частотных характеристик тензора диэлектрической проницаемости в режиме двухчастотного воздействия ЭМВ.....	32
2.2.1. Частотные характеристики тензора диэлектрической проницаемости в режиме мощного НЧ-сигнала.....	33
2.2.2. Частотные характеристики тензора диэлектрической проницаемости в режиме мощного ВЧ-сигнала.....	45
2.3. Исследование частотных характеристик тензора диэлектрической проницаемости среды при воздействии модулированных сигналов	48
2.3.1. Анализ взаимодействия АМ-сигналов с АС	48
2.3.2. Анализ взаимодействия ЧМ-сигналов с АС	49
2.3.3. Анализ взаимодействия АЧМ-сигналов с АС	54
2.4. Выводы	57
3. Анализ отражательных характеристик среды над УВЗ при двухчастотном взаимодействии	58

3.1.	Общие положения	58
3.2.	Исследование отражательных характеристик АС.....	60
3.2.1.	Отражательные характеристики при двухчастотном взаимодействии АС в режиме мощного НЧ-сигнала	61
3.2.2.	Отражательные характеристики при двухчастотном взаимодействии АС в режиме мощного ВЧ-сигнала	74
3.3.	Анализ поверхностного импеданса среды над УВЗ при воздействии двухчастотного сигнала.....	78
3.3.1.	Анализ поверхностного импеданса среды над УВЗ в режиме мощного НЧ-сигнала	78
3.3.2.	Анализ поверхностного импеданса среды над УВЗ в режиме мощного ВЧ-сигнала	83
3.4.	Выводы	88
4.	Экспериментальная проверка электродинамической модели среды над УВЗ. Методы и устройства для поиска и выделения УВЗ.....	89
4.1.	Способ регистрации естественного излучения УВЗ	89
4.2.	Метод регистрации границ УВЗ по аномальным изменениям напряжённости электрического поля на двух частотах	92
4.3.	Метод регистрации границ УВЗ измерением расстояния между приёмником и передатчиком подсвета.....	95
4.4.	Метод регистрации границ АС с использованием акустического сигнала.....	96
4.5.	Лабораторные исследования с использованием модулированных сигналов.....	99
4.6.	Использование измерений импеданса антенн для выделения анизотропных неоднородностей.....	103
4.7.	Анализ структурного построения РТС для поиска УВЗ.....	105
4.8.	Выводы	107
	ЗАКЛЮЧЕНИЕ.....	109
	СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ	110
	ПРИЛОЖЕНИЕ 1. Зависимость диэлектрической проницаемости водоносных пород $\epsilon_{ПВ}$ от коэффициента пористости $k_{П}$	117
	ПРИЛОЖЕНИЕ 2. Зависимость диэлектрической проницаемости $\epsilon_{ПГ}$ от пористости $k_{П}$ терригенных пород	118
	ПРИЛОЖЕНИЕ 3. Зависимость диэлектрической проницаемости газонасыщенных пород $\epsilon_{ПГ}$ от коэффициента водонасыщения $k_{В}$	119
	ПРИЛОЖЕНИЕ 4. Зависимость диэлектрической проницаемости газонасыщенных песчано-алевритовых пород $\epsilon_{ПГ}$ от коэффициента текущего водонасыщения $k_{В}$	120

ПЕРЕЧЕНЬ УСЛОВНЫХ ОБОЗНАЧЕНИЙ

АМ	– амплитудная модуляция
АС	– анизотропная среда
АЧМ	– амплитудно-частотная модуляция
ВЧ	– высокая частота
КЭ	– комбинированный элемент
НО	– направленный ответвитель
НЧ	– низкая частота
ПИ	– полезное ископаемое
ПП	– подстилающая поверхность
ПЭВ	– поверхностная электромагнитная волна
РТС	– радиотехническая система
РПдУ	– радиопередающее устройство
РПУ	– радиоприемное устройство
РРВ	– распространение радиоволн
РЭА	– радиоэлектронная аппаратура
СВЧ	– сверхвысокие частоты
СС	– схема сравнения
УВЗ	– углеводородная залежь
ЧМ	– частотная модуляция
ЭМВ	– электромагнитная волна
ЭММ	– электромагнитные методы
ЭМП	– электромагнитное поле

ВВЕДЕНИЕ

В последнее время наметилась тенденция активного применения электромагнитных методов (ЭММ) в поисковой геофизике. Важнейшей особенностью данных методов является высокая чувствительность и возможность их использования в сложной геологической обстановке. Эффективное их применение объясняется достаточной достоверностью, экологической чистотой по сравнению с методами грави-, сейсмо- и магниторазведки [1-3].

Требования, предъявляемые к информативности и достоверности методов поиска и выделения месторождений и скоплений углеводородных залежей (УВЗ) предполагают дальнейшее развитие ЭММ с целью повышения производительности геологоразведочных работ, повышения точности определения границ залежей полезных ископаемых (ПИ). В последнее время проводятся активные исследовательские работы ЭММ, по результатам которых создаётся аппаратура, используемая на практике [4 - 8].

ЭММ имеют существенные преимущества перед методами на постоянном токе, заключающиеся в изучении не только контраста сопротивления пород, но и характеристик взаимодействующего с объектом электромагнитного поля (ЭМП) - амплитуд различных составляющих, их фазовых компонент, поляризации и т.д. Таким образом, появляется возможность получать значительно больше информации от исследуемых объектов, варьируя параметрами электромагнитных волн (ЭМВ) в различных диапазонах частот. При этом можно создать малогабаритную, маловесную, мобильную аппаратуру, позволяющую существенно повысить производительность геологических работ и удобства её эксплуатации [9-16].

В настоящее время в разведке УВЗ наиболее широкое применение получили методы радиокомпарирования и пеленгации (радиокип), радиоволнового профилирования, метод «Рэдойл», отраженных волн, магнитотеллурических токов и их модификации [17-28].

Данные методы обладают следующими недостатками:

- высокие материальные затраты при проведении поисковых работ;
- неоднозначность идентификации залежей ПИ;
- необходимость контроля мощности радиопередающего устройства (РПДУ) и чувствительности радиоприёмного устройства (РПУ);
- сложности при измерении фазы коэффициента отражения;
- большие погрешности при перекосах антенн и т.д.

Анализ существующих методов показывает, что при представлении среды над УВЗ в виде анизотропной неоднородности плазмopodobного типа, использование для поиска и выделения двухчастотных и модулированных сигналов ведёт к повышению точности и достоверности георазведки углеводородов.

Исследование двухчастотного взаимодействия ЭМВ с плазмopodobными неоднородностями представлено во многих работах [29-33]. Однако

большая их часть посвящена рассмотрению взаимодействия мощного сигнала накачки на частоте, равной гирромагнитной частоте плазмы и т.д. Значения частот зондирующих сигналов по величине близки к гирромагнитной при исследовании нелинейного взаимодействия поверхностных электромагнитных волн (ПЭВ) в замагниченных полупроводниках с геометрией Фойгта, эффекты кроссполяризованного преобразования слабых сигналов в гиротропных средах также ограничены полосами частот циклотронного резонанса [34].

Таким образом, применение многочастотных сигналов для разведки нефти и газа сдерживается из-за отсутствия теоретических исследований процесса взаимодействия ЭМВ с углеводородами.

Исследования этой проблемы представляются весьма перспективными и необходимы для решения ряда практических задач в поисковой геофизике, других областях науки и техники.

Цель работы заключается в обосновании выбора характеристик ЭМВ при многочастотном взаимодействии, разработке методов и аппаратных средств для качественного повышения уровня достоверности поиска и выделения залежей углеводородов.

Для достижения поставленной цели были сформулированы следующие задачи исследования:

1. Аналитическое описание параметров среды над УВЗ в режиме двухчастотного взаимодействия, а также для случая использования модулированных сигналов.
2. Исследование дисперсии тензоров диэлектрической проницаемости среды над УВЗ в режиме двухчастотных и модулированных сигналов.
3. Анализ основных характеристик многочастотного процесса взаимодействия ЭМВ с залежью углеводородов.
4. Разработка и экспериментальные исследования ЭММ и устройств для повышения уровня достоверности разведки, поиска и оконтуривания месторождений нефти и газа.

В соответствии с поставленными задачами в работе рассмотрены вопросы:

- моделирования взаимодействия двухчастотных и модулированных сигналов со средой над УВЗ;
- исследование частотных зависимостей компонентов тензоров диэлектрической проницаемости при воздействии двухчастотных и модулированных сигналов;
- анализ контрастов коэффициента отражения между анизотропной неоднородностью и однородной подстилающей поверхностью (ПП);
- исследование частотных зависимостей поверхностного импеданса среды над УВЗ в режиме двухчастотного взаимодействия;
- экспериментальная проверка модели взаимодействия ЭМВ со средой над УВЗ.

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Актуальность темы диссертации

В последнее время наметилась тенденция активного применения ЭММ в поисковой геофизике. Важнейшей особенностью данных методов является высокая чувствительность и возможность их использования в сложной геологической обстановке на стадии уточнения границ и мощностей (объемов) ПИ. Эффективное их применение объясняется достаточными уровнями достоверности и точности, экологической чистотой по сравнению с методами грави-, сейсмо- и магниторазведки.

Требования, предъявляемые к информативности и достоверности методов поиска и выделения месторождений и скопления УВЗ предполагают дальнейшее развитие ЭММ с целью повышения производительности геологоразведочных работ, повышения точности определения границ залежей ПИ.

Анализ существующих методов показывает, что, исходя из представления среды над УВЗ как анизотропной неоднородности плазмopodobного типа, применение двухчастотных и модулированных сигналов для поиска и выделения УВЗ ведет к повышению точности и уровня достоверности электроразведки углеводородов.

Исследованию взаимодействия двухчастотных ЭМВ с плазмopodobными неоднородностями с наперед заданными параметрами посвящено достаточно большое количество работ. Однако большая их часть посвящена рассмотрению взаимодействия мощного сигнала накачки на частоте, равной гиромагнитной частоте плазмы. Значения частот сигналов, близких к гиромагнитной, при исследовании нелинейного взаимодействия ПЭВ с замагниченными полупроводниками с геометрией Фойгта, эффекты кроссполяризационного преобразования слабых сигналов в анизотропных средах (АС) в окрестности частоты циклотронного резонанса ограничивают объем проводимых исследований.

Отдельные исследования взаимодействия ЭМВ с УВЗ в режиме двухчастотного сигнала свидетельствуют об электродинамическом отклике магнитоактивной среды посредством изменения параметров диэлектрического заполнения информацией о частоте и амплитуде воздействующей ЭМВ. Анализ высокочастотного зондирования с сигналом низкочастотного подсвета характеризуется появлением в спектре частот распространяющегося сложного сигнала составляющей низкочастотного подсвета за счет перекрестной модуляции при изменении эффективной частоты столкновения заряженных частиц относительно среднего значения (Люксембург-Горьковский эффект) при асимметричном смещении несущей частоты. Результаты исследований, однако, ограничиваются частным случаем взаимодействия мощного высокочастотного зондирующего импульса и низкочастотного сигнала гораздо меньшей амплитуды.

Таким образом, применение многочастотных сигналов для поиска и выделения месторождений и скоплений залежей углеводородов, сдерживается

из-за отсутствия теоретических исследований процесса взаимодействия со сложными ЭМВ.

Вышеизложенное определяет актуальность разработки методов поиска и выделения УВЗ на основе исследования взаимодействия двухчастотных и модулированных сигналов.

Связь работы с крупными научными программами, темами

Результаты работы получены при выполнении ГБЦ на кафедре АиУСВЧ, проводимых в рамках:

1. Межвузовской программы фундаментальных исследований (МПФИ) «Радиофизика и электромагнитные волны в неоднородных и нелинейных средах» (шифр «Волна»), 1996-2000гг.
2. Межвузовской программы фундаментальных исследований «Разработать новые теоретические и экспериментальные модели и методы исследования процессов управления и самоорганизации в сложных распределённых нелинейных эволюционных системах и применить их для анализа и предсказания естествознания, в социальной, экономической и гуманитарной сферах» (шифр «Синергетика»), 1996-2000гг.

Цель и задачи исследования

Цель работы заключается в обосновании выбора характеристик многочастотных ЭМВ, разработке методов и аппаратных средств для качественного повышения уровня достоверности и точности при поиске и выделении залежей углеводородов.

Для достижения поставленной цели были сформулированы следующие задачи исследования:

1. Аналитическое описание параметров среды над УВЗ в режиме двухчастотного взаимодействия ЭМВ, а также для случая использования модулированных сигналов.
2. Исследование дисперсии тензоров диэлектрической проницаемости среды над УВЗ в режиме двухчастотных и модулированных сигналов.
3. Анализ основных характеристик многочастотного процесса взаимодействия ЭМВ со средой над залежью углеводородов.
4. Разработка и экспериментальные исследования ЭММ и устройств для повышения уровня достоверности разведки, поиска и оконтуривания месторождений нефти и газа.

Объект и предмет исследования

Объектом исследования является УВЗ в процессе многочастотного взаимодействия с ЭМВ. Предметом исследований являются методы и аппаратные средства для качественного повышения эффективности поиска и выделения залежей углеводородов на основе использования многочастотных сигналов.

Методология и методы проведённого исследования

Результаты исследований, представленных в работе, получены путём математического и экспериментального моделирования процесса взаимодействия ЭМВ с УВЗ в режимах многочастотных сигналов.

Основными методами проведённого исследования являются:

- метод квазигидродинамического приближения;
- метод преобразования Гильберта;
- экспериментальная проверка модели взаимодействия ЭМВ с УВЗ на реальном месторождении нефти и в лабораторных условиях.

Научная новизна и значимость полученных результатов

1. Впервые получены общие выражения компонентов тензоров диэлектрической проницаемости АС при воздействии двухчастотных и модулированных сигналов.
2. Определены закономерности трансформации частотных зависимостей компонентов тензоров диэлектрической проницаемости АС от соотношения частот, амплитуд двухчастотных сигналов.
3. Установлена зависимость коэффициентов Френеля, контраста отражательных характеристик АС от частоты при различных углах падения двухчастотных ЭМВ.
4. Впервые определены закономерности изменения поверхностного импеданса АС в режиме двухчастотных сигналов.
5. На основе исследования двухчастотного взаимодействия определено понятие частоты сигнала подсвета.
6. На основе исследований взаимодействия двухчастотных и модулированных ЭМВ и АС предложены новые способы поиска, разведки и оконтуривания УВЗ, обеспечивающие повышение эффективности и точности выделения залежей углеводородов.
7. Разработаны аппаратурные средства на основе использования двухчастотных и модулированных сигналов, обеспечивающие повышение уровня достоверности и точности поиска и выделения залежей углеводородов.

Практическая значимость полученных результатов

1. Предложенная электродинамическая модель исследуемой среды может быть использована для широкого класса анизотропных сред естественного и искусственного происхождения.
2. Проведённый анализ частотной зависимости компонентов тензора диэлектрической проницаемости АС позволяет представить рекомендации для разработки эффективных радиотехнических систем (РТС) поиска углеводородов.
3. Проведённый анализ отражательных характеристик и поверхностного импеданса среды над УВЗ в режиме двухчастотного взаимодействия позволяет определить частоты и амплитуды, при которых наблюдаются измене-

ния электродинамических параметров среды над залежью, которые могут быть положены за основу построения методов поиска и выделения УВЗ.

4. Технические решения, позволяющие повысить точность выделения границ УВЗ, снизить массу и габариты устройства для ведения разведки.
5. Способы поиска, разведки и оконтуривания УВЗ на исследуемых участках земной поверхности, обеспечивающие повышение эффективности и точности выделения залежей углеводородов.

Основные положения диссертации, выносимые на защиту

1. Электродинамическая частотнозависимая модель АС над УВЗ при воздействии двухчастотных и модулированных сигналов.
2. Метод поиска и оконтуривания УВЗ на основе использования двухчастотного сигнала.
3. Существенное улучшение способов поиска и выделения УВЗ, основанных на использовании оптимальных соотношений амплитуд и частот воздействующих сигналов.
4. Результаты исследования взаимодействия двухчастотных и модулированных поверхностных волн со средой над УВЗ.
5. Принципы построения РТС и устройств для поиска и выделения УВЗ на фоне подстилающей среды.
6. Результаты моделирования и натурных испытаний на основе регистрации напряжённости поля на комбинационной частоте и использование вспомогательного сигнала подсвета.
7. Способ геоэлектроразведки, основанный на выделении сигнала на комбинационной частоте и подтвержденный патентом РФ.

Личный вклад соискателя

Теоретические и экспериментальные исследования по разработке методов поиска и выделения УВЗ на основе двухчастотных и модулированных сигналов осуществлялись автором в научной группе, руководимой докт. физ.-мат. наук Кураевым А.А.

Подготовка публикаций по теме диссертации осуществлялась совместно с соавторами: канд. техн. наук Москвичёвым В.Н., канд. техн. наук Гололовым Д.В., канд. физ.-мат. наук Цывис Н.В.

Лично соискателем осуществлялись:

- информационный поиск и сравнительный анализ известных методов поиска и выделения углеводородов;
- вывод тензоров диэлектрической проницаемости АС в режиме двухчастотных и модулированных сигналов;
- моделирование взаимодействия ЭМВ со средой над УВЗ для двухчастотных и модулированных сигналов;
- анализ частотных зависимостей компонентов тензоров диэлектрической проницаемости и поверхностного импеданса среды над УВЗ в режиме двухчастотных и модулированных сигналов;

- выбор оптимальных параметров ЭМВ для поиска и выделения углеводов;
- разработка ЭММ и устройств для повышения точности и достоверности разведки, поиска и оконтуривания месторождений нефти и газа.

Апробация результатов диссертации

Основные положения диссертационной работы докладывались и обсуждались на 35 Всероссийской межвузовской НТК (Владивосток, 1992), XXI НТК в рамках проблемы “Наука и мир” (Брест, 1994), НТК “Современные проблемы радиотехники, электроники и связи”, посвященной 100-летию радио (Минск, 1995), международной 52-ой НТК профессоров, преподавателей, научных работников, аспирантов и студентов БГПА “Технические вузы – республике” (Минск, 1997), 20 Международном симпозиуме студентов и молодых ученых (Зелена Гура, 1998), 5 Всероссийской НТК “Состояние и проблемы технических измерений” (Москва, 1998), на международном научно-техническом семинаре (Новополоцк, 2000).

Опубликованность результатов

Основные результаты диссертации опубликованы в 16 научных работах, из которых 3 статьи в научных журналах, 1 статья в сборниках материалов конференций, 3 депонированные статьи, 7 тезисов докладов на научно-технических конференциях, 1 патент, 1 заявка на изобретение. Общий объем опубликованных работ составляет 64 страницы.

Структура и объем диссертации

Диссертация состоит из введения, общей характеристики работы, 4 глав, заключения, списка использованных источников и 4 приложений.

Полный объем диссертации составляет 120 стр., включая 95 рисунков и 8 таблиц на 67 стр., 4 стр. приложения. Список использованных источников состоит из 104 наименований на 7 стр.

1. МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССА ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ЭМВ И СРЕДЫ НАД УВЗ

На основе представления среды над УВЗ в виде анизотропного образования проведён анализ процесса взаимодействия двухчастотных и модулированных ЭМВ. Получены выражения для компонентов тензора диэлектрической проницаемости и проведено их сравнение с одночастотным режимом взаимодействия ЭМВ и АС.

Основные результаты главы изложены в работах [72-75].

1.1. Анализ электрофизических свойств среды в окрестности УВЗ

Результаты теоретических исследований и существующие модели УВЗ [35] показывают, что свойства среды над залежью нефти и газа отличаются от данных, полученных при исследовании образцов пород, отобранных непосредственно над УВЗ. При этом аномалии ЭМП на реальном месторождении могут достигать нескольких десятков процентов. Данные расхождения объясняются непосредственным влиянием углеводородов на электрические свойства вмещающих пород над УВЗ. Поэтому исследование отобранных образцов вмещающих пород над УВЗ в отрыве от естественных условий залегания не соответствует реальной физической картине, возникающей над реальным месторождением или скоплением нефти и газа.

1.1.1. Исследование физико-химических свойств среды в окрестности УВЗ

Представим реальную залежь углеводородов (рис.1.1) в виде среды 4, погружённой в среду с потерями (среда 2), имеющей границу раздела ОХ с воздушным пространством (среда 1) [1]. Залежь находится на глубине ΔZ от границы раздела сред 1-2 и имеет мощность Z_1 и протяжённость X_1 .

Окружающее углеводороды пространство (среда 2) находится в физическом и химическом равновесии со средой 1 и содержит твердый кристаллический скелет, пронизанный электролитом и проводящими включениями за счет минералов с электронной проводимостью. Под действием высоких температур и пластового давления над залежью углеводородов происходят электрохимические процессы, приводящие к образованию на границе с воздушным пространством промежуточной области (среда 3), характеризующейся избытком свободных электронов.

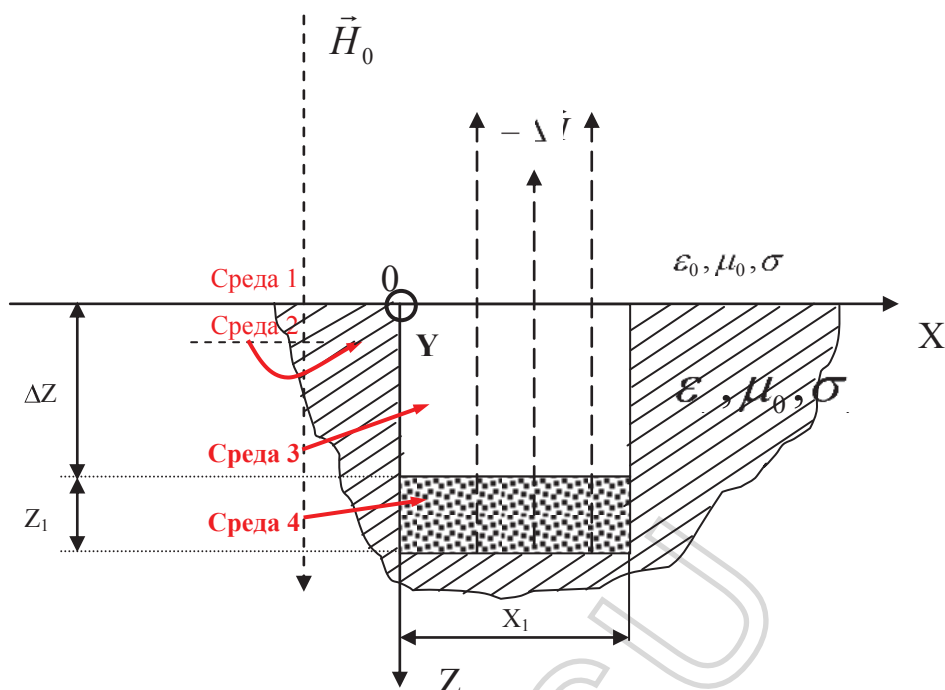


Рис. 1.1. Модель разреза геологического профиля над УВЗ

Исследования образцов пород над УВЗ свидетельствуют о хлоридно-натриевой среде в рассолах повышенной концентрации щелочных и щёлочноземельных металлов, а также изотопных элементов [36-38]. Такие условия способствуют образованию в зоне над УВЗ сложных ионных соединений полупроводникового характера, обладающих повышенной термоэлектронной эмиссией (до 10.0 мкА/м^2 при температуре 20° C [39-41]).

Отличие физических свойств пород в области залежи от свойств пород-коллекторов, в которых она находится, выражается в уменьшении плотности залежи по сравнению с законтурной областью, повышении суммарного электрического сопротивления, понижении скорости сейсмических продольных волн, увеличении их поглощения (ослабления) и т.д. [26].

Количественные проявления этих эффектов определяются физико-геологическими свойствами пород-коллекторов: гранулометрическим и минералогическим составом пород, структурно-текстурными особенностями скелета, характером пористости и проницаемости, видом цементирующего вещества и механическими свойствами скелета, количеством пластовой воды в порах и ее минерализацией и т.д. Большое влияние на физические свойства пород оказывают термодинамические условия залегания (всестороннее давление и температура).

Перестройка физических и химических процессов в промежуточной области из-за обменных реакций и преобразований сопровождается перемещением свободных носителей заряда в направлении к границе раздела сред 1 и 3 над месторождением нефти и газа [42], появлением компенсирующих ионных токов. Поляризация УВЗ, вызванная окислительно-восстановительными процессами, способствует вертикальной миграции

заряженных частиц, связанной с дрейфом флюидов и увеличением количества свободных электронов за счет тепловых колебаний кристаллических решеток [43].

Анализ физико-химической обстановки над УВЗ [1] показывает, что над залежью существует поток электронов, приводящий к появлению геомагнитной аномалии ΔH из-за проявления диамагнитных свойств перемещающихся частиц в среде. Данное явление можно объяснить действием слабой лоренцевой силы, при которой появляется коррекция траектории движения электрона в постоянном магнитном поле [44].

Существование электронного потока во вмещающих породах способствует изменению проводимости среды над залежью, что подтверждается данными, полученными с помощью метода радиокип [12]. Продольное или поперечное изменение удельной проводимости полупроводникового образца происходит за счёт влияния аномалии постоянного магнитного поля Земли ΔH [45]. Экспериментальные исследования, проведённые в СВ-КВ-диапазонах на реальных месторождениях углеводородов показывают, что над нефтегазоносными неоднородностями отмечается увеличение удельного электрического сопротивления [46].

Таким образом, краткий анализ химико-физической обстановки в окрестности УВЗ показывает, что:

- над залежью существует поток заряженных частиц, перемещающийся в полифазной среде от УВЗ к дневной поверхности;
- поток частиц вызывает появление геомагнитной аномалии за счёт сложения магнитного поля Земли \vec{H}_0 и отрицательного магнитного поля перемещающихся заряженных частиц;
- изменение геомагнитного поля приводит к изменению удельного сопротивления вмещающих пород над УВЗ и свидетельствует об анизотропном характере среды над УВЗ, присущему плазменным и плазмоподобным образованиям.

1.2. Электродинамическое моделирование взаимодействия ЭМВ со средой над УВЗ

1.2.1. Моделирование физических процессов в геофизике

Для изучения физических процессов, происходящих на реальных месторождениях, используется моделирование. В геофизике моделирование производят на образцах горных пород, отобранных в скважинах, шахтах, штольнях и т.д. С помощью образцов моделируют процессы фильтрации флюидов, электромагнитные, тепловые, диффузионные, ядерные, акустические и другие природные процессы. В некоторых случаях создают

модели самих горных пород (искусственные образцы), на которых выполняют в последующем моделирование указанных процессов. Кроме самих физических процессов, иногда моделируют термобарические условия, в которых протекают эти процессы. Для этой цели нужно использовать специальные установки, позволяющие моделировать температуру залегания горных пород, геостатическое и пластовое давление.

Проведение физического моделирования в геофизике связано с определёнными сложностями. Прежде всего, нарушается геометрическое подобие контурного объекта и модели. Объем породы, исследуемый в лабораторных условиях, не соответствует ее естественным условиям залегания, который изучается геофизическими методами в скважинных вариантах и особенно методами полевой (наземной) геофизики. Сложность физического моделирования горных пород заключается также в том, что в природных условиях исследуемый объект не является изолированной системой, а занимает определенное пространственное положение среди других пород, обладающих иными метрологическими и петрофизическими характеристиками, и находится с ними в физико-химическом и термодинамическом взаимодействии.

При извлечении породы с той или иной глубины с конкретными термобарическими условиями на поверхность (в атмосферные условия) нарушается внутренняя структура горной породы, которая оказывает значительное влияние на петрофизические характеристики. Нарушение первоначальной структуры породы связано с образованием в ней дополнительной трещиноватости, усыханием и растрескиванием глинистого цемента, изменением набухаемости глинистого цемента, изменением порового объема породы за счет обратных и не обратных деформаций ее скелета и т.п. [47].

В настоящее время более широко распространено предметно-математическое и несколько реже физическое моделирование. В геофизике наибольшее распространение получило электрическое моделирование, которое позволяет изучать на электрических моделях электромагнитные, тепловые, акустические, диффузионные, гидродинамические и другие явления. Для этой цели используют плоские сеточные модели, состоящие из набора различных сопротивлений (электроинтегратор) – дискретное моделирование, электролитические ванны и электропроводную бумагу-моделирование на сплошных средах [47,48].

1.2.2. Моделирование взаимодействия ЭМВ с АС

Наряду с натурными исследованиями УВЗ широко используется физическое моделирование с применением электродинамического подхода, основанного на использовании связи характеристик исследуемого объекта

с параметрами воздействующих сигналов.

Аналогия исследуемой среды над залежью углеводородов с плазмоподобным образованием, имеющим анизотропные свойства, позволяет использовать для изучения взаимодействия ЭМВ с УВЗ существующие решения при изучении плазмы и плазмоподобных сред:

- использование кинетического подхода [49] и его приближенное решение в области низких частот [50];
- гидродинамическое рассмотрение процессов взаимодействия в сильных магнитных полях [51], в том числе с учетом столкновений [52,53], в нелинейных режимах при исследовании устойчивости решений [54-56];
- использование как кинематического, так и гидродинамического подходов в частных случаях взаимодействия слабых и сильных электромагнитных полей [57-60];
- моделирование одножидкостной плазмы в различных энергетических состояниях [61] и ограничение условий существования анизотропии магнитоактивной плазмы на высоких частотах [62,63].

Предметом анализа плазмоподобных сред служат используемые для создания радиомаскировки и радиоукрытий различные аэрозоли, факелы горючих смесей и плазменные источники, создающие облака ионизированного газа [64], а также плазменные разряды (газовые, молнии), твердотельная электроионодырочная плазма полупроводников и т.д. [65,66].

Анализ основных направлений исследования параметров плазмоподобных образований с помощью ЭММ показывает, что наиболее общим методом изучения процесса взаимодействия ЭМВ с АС является метод кинетического уравнения [67], использующий функцию пространственно-временного распределения частиц. Для сильно разреженного газа, когда взаимодействие между частицами мало (в пределе бесстолкновительный режим), компоненты тензора диэлектрической проницаемости однозначно определяются гидродинамическим приближением.

Для рассмотренной электрохимической обстановки в окрестности залегающих углеводородов следует отдать предпочтение квазигидродинамическому приближению с использованием многочастичных электронно-ионных токов и феноменологически заданных частот столкновений, ввиду отсутствия необходимости учёта точных пространственно-временных перемещений частиц [68].

В рамках такого приближения уравнение движения электрона имеет вид:

$$m \frac{d\mathcal{G}}{dt} + \gamma m \mathcal{G} = \gamma \dot{\mathcal{E}} + \gamma \mu \frac{\mathcal{G}}{\mathcal{G}_0} \dot{\mathcal{H}}_0, \quad (1.1)$$

где $m, q, \dot{\vec{g}}$ - масса, заряд и скорость движения частиц, ν - частота столкновений электрона с тяжелыми частицами, μ_0 - магнитная проницаемость вакуума, \vec{E} - напряженность электрического поля ЭМВ.

Решение вопроса о воздействии гармонической ЭМВ на АС с использованием (1.1) приведено в [1].

Исследование процесса взаимодействия двухчастотной ЭМВ на АС представляет теоретический и практический интерес, связанный с поиском новых решений при реализации новых и модернизации действующих ЭММ.

1.2.3. Взаимодействие бигармонического сигнала с АС

В работе [3] залежь углеводородов представлена в виде резонансной системы, излучающей тональное колебание. В первом приближении данный сигнал может быть представлен в виде гармонического, который может воздействовать на ПЭВ, распространяющуюся вдоль границы раздела сред «воздух-вмещающие породы». Суперпозиция данных волн есть двухчастотная ЭМВ, взаимодействующая с АС.

Другим примером такого взаимодействия может стать непреднамеренное или умышленное воздействие тонального сигнала на характеристики изучаемого ЭМП, создаваемого ПЭВ.

Исходя из этого рассмотрим процесс взаимодействия ЭМВ с УВЗ в режиме бигармонического сигнала вида:

$$\vec{e}(t) = \vec{e}_1(t) + \vec{e}_2(t) = E_1 \cos \omega t + E_2 \cos \omega t, \quad (1.2)$$

где E_1, E_2, ω соответственно амплитуды и частоты двух ЭМВ.

Введем коэффициенты отношения амплитуд двух волн и их частот

$$\begin{cases} k_E = \frac{E_2}{E_1} \\ k_\omega = \frac{\omega_1}{\omega_2} \end{cases}, \quad (1.3)$$

и рассмотрим взаимодействие сложного сигнала (1.2) с различными соотношениями параметров формируемой ЭМВ с анизотропным образованием.

Запишем суммарный сигнал в виде:

$$\vec{e}(t) = \vec{e}_m(t) \cdot \exp[i\Omega t]. \quad (1.4)$$

Для нахождения огибающей $\vec{E}_m(t)$ и мгновенной частоты Ω двух воздействующих сигналов $\vec{e}_1(t)$ и $\vec{e}_2(t)$ необходимо использовать преобразование Гильберта [69].

Найдём плотность полного тока в немагнитной анизотропной среде (μ - магнитная проницаемость исследуемой среды не отличается от μ_0)

$$\dot{\vec{\delta}} = \dot{\vec{\delta}}_M + \dot{\vec{\delta}}_P = j \cdot \omega \cdot \varepsilon \cdot \vec{E} - \sum_{i=1}^N q_i \cdot N_i \cdot \dot{\vec{g}}, \quad (1.5)$$

которая определяется токами в диэлектрическом наполнителе среды с проницаемостью ε ($\varepsilon_0 = 8,85 \cdot 10^{-12}$ Ф/м - диэлектрическая проницаемость вакуума) и включает ток проводимости $\vec{\delta}$ с известной концентрацией электронов N_e .

Совместное решение уравнения (1.1) и (1.5) позволяет представить тензор диэлектрической проницаемости в виде:

$$\dot{\varepsilon} = \begin{vmatrix} \dot{\varepsilon} & -j\dot{\varepsilon} & 0 \\ j\dot{\varepsilon} & \dot{\varepsilon} & 0 \\ 0 & 0 & \dot{\varepsilon} \end{vmatrix} \quad (1.6)$$

Информация о свойствах АС заложена в компонентах тензора (1.6) $\varepsilon_1, \varepsilon_2, \varepsilon_3$, подлежащих исследованию в различных режимах взаимодействия среды с ЭМВ. Анализ дисперсии тензора диэлектрической проницаемости среды над УВЗ может быть использован для разработки новых ЭММ поиска углеводородов.

1.2.3.1. Воздействие бигармонического сигнала в режиме мощного низкочастотного сигнала на АС

При воздействии мощного низкочастотного (НЧ) сигнала на АС составляющим ЭМВ соответствуют коэффициенты

$$\begin{cases} k_E \ll 1 \\ k_\omega \ll 1 \end{cases} \quad (1.7)$$

Используя преобразование Гильберта, сигнал (1.4) для данного случая взаимодействия принимает вид:

$$e(t) = E_1(1 + k_E \cos \alpha t) \cdot \cos \left[\omega_+ t + \alpha k_E \int_0^t \frac{k_E + \cos(\omega_- (1 - k_E) \cdot t)}{1 + k_E^2 + 2k_E \cos \omega_- (1 - k_E) \cdot t} dt \right] =$$

$$= E_1(1 + k_E \cos \alpha t) \cdot \cos \left(\omega_+ t + \alpha k_E \int_0^t (a_1 + a_2) dt \right) \quad (1.8)$$

где $\alpha = \vartheta_+ - \vartheta_- = \vartheta_+ (1 - \tau_\omega)$ - разность частот двух ЭМВ.

Определим первую составляющую подынтегрального выражения (1.8):

$$a_1 = \int_0^t \frac{k_E}{1 + \tau_E^2 + 2k_E \cos \omega_- (1 - \tau_\omega) t} dt, \quad (1.9)$$

которое после интегрирования с использованием подстановки $u = g \frac{\alpha}{2}$ в $\int u dv$ и с учётом начальных условий принимает вид:

$$a_1 = \frac{k_E t}{1 - \tau_E^2} \quad (1.10)$$

Второе слагаемое

$$a_2 = \int_0^t \frac{\cos \alpha}{1 + k_E^2 + 2k_E \cos \alpha} dt \quad (1.11)$$

определяется интегрированием по частям (с использованием переменных $u_1 = \cos \alpha$, $\vartheta = \frac{t}{1 - \tau_E^2}$ и $u_2 = \frac{1}{2}$, $\vartheta = -\frac{1}{2} \cos \alpha$ в интеграле $\int u dv$):

$$a_2 = \frac{1}{\alpha(1 - \tau_E^2)} \sin \alpha. \quad (1.12)$$

Или окончательно с учётом (1.10) и (1.12) выражение (1.8) записывается в виде:

$$e(t) = E_1(1 + \tau_E \cos \alpha) \cos \left[\omega_+ t + (\tau_\omega + \tau_E^2) + \tau_E \sin \alpha \right] \quad (1.13)$$

Решение уравнения (1.1) относительно составляющих скорости движения электрона в выбранной системе координат даёт:

$$\begin{cases} \mathcal{G}_X = \frac{e}{m} E_X (1 + k_E \cos \alpha t) \frac{j\omega_- + \nu}{(j\omega_- + \nu)^2 + \omega_\Gamma} - \frac{e \omega_\Gamma E_Y (1 + k_E \cos \alpha t)}{m (j\omega_- + \nu)^2 + \omega_\Gamma}, \\ \mathcal{G}_Y = \omega_\Gamma \frac{e E_X (1 + k_E \cos \alpha t)}{m (j\omega_- + \nu)^2 + \omega_\Gamma} + \frac{e E_Y (1 + k_E \cos \alpha t) (j\omega_- + \nu)}{m (j\omega_- + \nu)^2 + \omega_\Gamma}, \\ \mathcal{G}_Z = \frac{e E_Z (1 + k_E \cos \alpha t)}{m j\omega_- + \nu}. \end{cases} \quad (1.14)$$

Фигурирующая в (1.14) компонента

$$\omega_1 = \omega_2 \left[k_\omega + k_E^2 + k_E (1 - k_\omega) \cos \alpha t \right] \quad (1.15)$$

однозначно связана с параметрами воздействующего колебания и вносит вклад в характер частотной зависимости $\mathcal{G}_X, \mathcal{G}_Y, \mathcal{G}_Z$,

гиротропная частота

$$\omega_\Gamma = \frac{\varepsilon_r \mu_0 H_0}{m}. \quad (1.16)$$

С учётом выражения для плотности полного тока и его привязки к выбранной системе координат, с учётом (1.14) можно записать:

$$\begin{cases} \delta_X = j\omega_- E_X \left\{ \varepsilon_r \left[(k_\omega + k_E^2) + k_E (1 - k_\omega) \cos \alpha t - j \left[\frac{-\varepsilon_r k_E (1 - k_\omega) \sin \alpha t}{1 + k_E \cos \alpha t} + \right. \right. \right. \\ \left. \left. \left. + \frac{\sigma_r}{\omega_-} + \frac{\omega_\Pi}{\omega_-} \frac{j\omega_- - \nu}{(j\omega_- - \nu)^2 + \omega_\Gamma} \right] \right\} - j\omega_- E_Y \left[j \frac{\omega_\Pi \omega_\Gamma}{\omega_-} \frac{1}{(j\omega_- - \nu)^2 + \omega_\Gamma} \right], \\ \delta_Y = j\omega_- E_Y \left\{ \varepsilon_r \left[(k_\omega + k_E^2) + k_E (1 - k_\omega) \cos \alpha t - j \left[\frac{-\varepsilon_r k_E (1 - k_\omega) \sin \alpha t}{1 + k_E \cos \alpha t} + \right. \right. \right. \\ \left. \left. \left. + \frac{\sigma_r}{\omega_-} + \frac{\omega_\Pi}{\omega_-} \frac{j\omega_- - \nu}{(j\omega_- - \nu)^2 + \omega_\Gamma} \right] \right\} - j\omega_- E_X \left[-j \frac{\omega_\Pi \omega_\Gamma}{\omega_-} \frac{1}{(j\omega_- - \nu)^2 + \omega_\Gamma} \right], \\ \delta_Z = j\omega_- E_Z \left\{ \varepsilon_r \left[(k_\omega + k_E^2) + k_E (1 - k_\omega) \cos \alpha t - j \left[\frac{-\varepsilon_r k_E (1 - k_\omega) \sin \alpha t}{1 + k_E \cos \alpha t} + \right. \right. \right. \\ \left. \left. \left. + \frac{\sigma_r}{\omega_-} + \frac{\omega_\Pi}{\omega_-} \frac{1}{j\omega_- - \nu} \right] \right\}, \end{cases} \quad (1.17)$$

где

$$\omega_{\Pi} = q_e \left(\frac{N_e}{m\varepsilon} \right)^{1/2} \quad (1.18)$$

плазменная частота.

Координатное разложение напряжённости электрического поля с учётом (1.17) позволяет записать компоненты тензора диэлектрической проницаемости для двухчастичного потока в виде:

$$\left\{ \begin{aligned} \hat{\varepsilon} &= \varepsilon \frac{\omega}{\omega} + \sum_{i=1}^2 \left\{ \frac{\omega_i \omega}{\omega} \frac{\omega_j - \omega - \nu^2}{(\nu^2 + \omega_i - \omega)^2 + 4\omega \nu^2} - \right. \\ &\quad \left. - j \left[\frac{-\varepsilon k_E (1 - k_\omega) \sin \alpha}{1 + k_E \cos \alpha} + \frac{\sigma}{\omega \varepsilon} + \frac{\omega_i \nu}{\omega} \frac{\omega + \nu^2 + \omega_j}{(\nu^2 + \omega_j - \omega)^2 + 4\omega \nu^2} \right] \right\} \\ \hat{\varepsilon} &= \sum_{i=1}^2 \left\{ \frac{\omega_i \omega}{\omega} \frac{\omega_j - \omega + \nu^2}{(\nu^2 + \omega_j - \omega)^2 + 4\omega \nu^2} - \frac{2j\omega \nu \omega_j}{(\nu^2 + \omega_j - \omega)^2 + 4\omega \nu^2 \omega} \right\} \\ \hat{\varepsilon} &= \varepsilon \frac{\omega}{\omega} + \sum_{i=1}^2 \left\{ \frac{\omega_i \omega}{\omega} \frac{1}{\nu^2 + \omega} - j \left[\frac{-\varepsilon k_E (1 - k_\omega) \sin \alpha}{1 + k_E \cos \alpha} + \frac{\sigma}{\omega \varepsilon} + \frac{\omega_i \nu}{\omega} \frac{1}{\omega + \nu^2} \right] \right\}. \end{aligned} \right. \quad (1.19)$$

Выражения (1.19) содержат информацию об отклике исследуемой среды на воздействие двухчастотного сигнала (1.2).

Для гармонического сигнала компоненты тензора диэлектрической проницаемости определяются выражениями [1].

Качественное сравнение однотонального (1.20) и двухчастотного (1.19) режимов взаимодействия ЭМВ с АС позволяет сделать следующий вывод. Существенным отличием является то, что в выражениях (1.19) присутствуют величины $\tilde{\omega}_1$, ω_2 , k_E , k_ω , определяющие параметры двух воздействующих на АС сигналов, которые могут варьироваться в широких пределах, вызывая различный электродинамический отклик среды.

$$\left\{ \begin{aligned}
 \dot{\varepsilon} &= \varepsilon_r - j \frac{\sigma_r}{\omega \varepsilon} + \sum_{i=1}^2 \left\{ \begin{aligned}
 &\left[\frac{\omega_{\Gamma i} - \omega - v_i}{v_i + \omega_{\Gamma i} - \omega^2 + 4\omega v_i} \right] \\
 &\left[1 - j \frac{\omega_{\Gamma i} + \omega + v_i}{\omega_{\Gamma i} - v_i} \frac{v_i}{\omega} \right]
 \end{aligned} \right\} \\
 \dot{\varepsilon} &= \sum_{i=1}^2 \left\{ \frac{\omega_{\Pi i}}{v_i + \omega_{\Gamma i} - \omega^2 + 4\omega v_i} \frac{\omega_{\Gamma i}}{\omega} \left[\frac{-v_i}{\omega} - \omega_{\Gamma i} - j2\omega v_i \right] \right\} \\
 \dot{\varepsilon} &= \varepsilon_r - j \frac{\sigma_r}{\omega \varepsilon} - \sum_{i=1}^2 \left\{ \frac{\omega_{\Pi i}}{v_i + \omega} \left[1 + j \frac{v_i}{\omega} \right] \right\}
 \end{aligned} \right. \quad (1.20)$$

Таким образом, использование двухчастотных сигналов позволяет повысить информативность методов поиска УВЗ.

1.2.3.2. Воздействие бигармонического сигнала в режиме мощного ВЧ-сигнала на АС

Сохраняя алгоритм аналитического определения компонентов тензора для рассматриваемого случая, с учётом начальных данных

$$\begin{cases} k_E \gg 1 \\ k_\omega \ll 1 \end{cases} \quad (1.21)$$

запишем:

$$e(t) = E_1 k_E \cdot \cos \left[\omega_1 t + \alpha \right] k_E \int_0^t \frac{k_E + \cos \alpha t}{1 + k_E^2 + 2k_E \cos \alpha t} dt \quad (1.22)$$

Для нахождения искомого решения необходимо определить подинтегральное выражение (1.22), которое равно сумме двух интегралов:

$$e(t) = E_1 \cdot k_E \cdot \cos \omega_1 t + 2 \cdot k_E \int \left[a_3 + a_4 \right] dt \quad (1.23)$$

Первый интеграл определяется путём использования подстановки $(u = g \frac{\alpha}{2})$ в $\int u dv$ и в результате

$$a_3 = \frac{t}{k_E}, \quad (1.24)$$

а второй интеграл определяется интегрированием по частям (с использованием переменных: $u = \cos \alpha$ и $\vartheta = \frac{t}{k_E}$ в интеграле $\int u dv$).

$$a_4 = \int_0^t \frac{\cos \alpha}{1 + v_E^2 + 2k_E \cos \alpha} dt = \frac{1}{\alpha k_E^2} \sin \alpha t \quad (1.25)$$

С учётом (1.24) и (1.25) выражение (1.22) принимает вид:

$$e(t) = E \cdot k_E \cdot \cos \left[\omega_2 t (k_\omega + 1) + \frac{1}{k_E} \sin \alpha t \right] \quad (1.26)$$

Тогда с учётом (1.26) скорости движения электрона в выбранной системе координат равны:

$$\begin{cases} \mathcal{G}_X = \frac{e}{m} E_X \frac{j\omega + \nu}{(j\omega + \nu)^2 + \omega_\Gamma^2} - \frac{e}{m} \frac{\omega_\Gamma E_Y}{(j\omega + \nu)^2 + \omega_\Gamma^2}, \\ \mathcal{G}_Y = \omega_\Gamma \frac{e}{m} \frac{E_X}{(j\omega + \nu)^2 + \omega_\Gamma^2} + \frac{e}{m} \frac{E_Y (j\omega + \nu)}{(j\omega + \nu)^2 + \omega_\Gamma^2}, \\ \mathcal{G}_Z = \frac{e}{m} \frac{E_Z}{j\omega + \nu}, \end{cases} \quad (1.27)$$

$$\text{где } \omega_2 = \omega_2 \left[k_\omega + \frac{1 - k_\omega}{k_E} \cos \alpha t \right], \quad (1.28)$$

которое имеет отличие от выражения для ω (1.15), а плотности токов:

$$\begin{cases} \delta_x = \varepsilon \omega_\Pi E_x \frac{j\omega + \nu}{(j\omega + \nu)^2 + \omega_\Gamma^2} - \frac{\varepsilon \omega_\Pi \omega_\Gamma E_Y}{(j\omega + \nu)^2 + \omega_\Gamma^2}, \\ \delta_y = \frac{\varepsilon \omega_\Pi \omega_\Gamma E_x}{(j\omega + \nu)^2 + \omega_\Gamma^2} + \frac{\omega_\Pi \varepsilon E_Y (j\omega + \nu)}{(j\omega + \nu)^2 + \omega_\Gamma^2}, \\ \delta_z = \frac{\varepsilon \omega_\Pi E_z}{j\omega + \nu} \end{cases} \quad (1.29)$$

Компоненты тензора диэлектрической проницаемости с учётом (1.29) для двухчастичного потока принимают вид:

$$\left\{ \begin{aligned}
 \hat{\varepsilon} &= \varepsilon \frac{\omega}{\omega_-} + \sum_{i=1}^2 \left[\frac{\omega_i \omega_-}{\omega_-} \frac{\omega_- - \omega - \nu^2}{(\nu^2 + \omega_- - \omega)^2 + 4\omega \nu^2} - j \left[\frac{\sigma}{\omega_- \varepsilon} + \right. \right. \\
 &\quad \left. \left. + \frac{\omega_i \nu}{\omega_-} \frac{\omega_- + \nu^2 + \omega_i}{(\nu^2 + \omega_- - \omega)^2 + 4\omega \nu^2} \right] \right] \\
 \hat{\varepsilon} &= \sum_{i=1}^2 \left[\frac{\omega_i \omega_-}{\omega_-} \frac{\omega_- - \omega + \nu^2}{(\nu^2 + \omega_- - \omega)^2 + 4\omega \nu^2} - \right. \\
 &\quad \left. - \frac{2j\omega \nu \nu_i \omega_i}{[(\nu^2 + \omega_- - \omega)^2 + 4\omega \nu^2] \omega_-} \right] \\
 \hat{\varepsilon} &= \varepsilon \frac{\omega}{\omega_-} - \sum_{i=1}^2 \left[\frac{\omega_i \omega_-}{\omega_-} \frac{1}{\nu^2 + \omega_-} - j \left[\frac{\sigma}{\omega_- \varepsilon} + \frac{\omega_i \nu}{\omega_-} \frac{1}{\omega_- + \nu^2} \right] \right].
 \end{aligned} \right. \quad (1.30)$$

Сравнивая выражения (1.19) и (1.30), можно сделать вывод, что компоненты тензоров диэлектрической проницаемости среды над УВЗ в режиме мощного НЧ- и мощного ВЧ-сигналов имеют существенные отличия. В результате частотная зависимость составляющих $\hat{\varepsilon}$, $\hat{\varepsilon}$ и $\hat{\varepsilon}$ для двух случаев зондирования будет иметь различный вид.

Для режима мощного ВЧ-сигнала характерно существенное влияние коэффициентов k_E и k_ω на мнимые составляющие $\hat{\varepsilon}$ и $\hat{\varepsilon}$ в отличие от режима мощного ВЧ-сигнала.

1.2.4. Взаимодействие модулированных сигналов с АС

Из формул (1.19) и (1.30) следует, что электродинамический отклик анизотропной среды на воздействие двухчастотного сигнала характеризуется модуляцией параметров диэлектрического наполнителя, зависящей от частот и амплитуд обеих ЭМВ. Вместе с тем представляет интерес анализ взаимодействия УВЗ с модулированными сигналами. Рассмотрим некоторые режимы взаимодействия модулированных сигналов со средой над УВЗ.

1.2.4.1. Воздействие амплитудно-модулированного сигнала на АС

В случае тональной амплитудной модуляции (АМ) радиосигнал записывается как

$$e(t) = E(1 + k_m \cos \Omega t) \cos \omega t, \quad (1.31)$$

где E – амплитуда несущего колебания,

k_m – коэффициент амплитудной модуляции,

$\Omega = 2\pi f_m$, $\omega = 2\pi f_c$ – модулирующая и несущая частоты.

Для данного случая нет необходимости использовать преобразование Гильберта и составляющие скорости электрона определяются:

$$\left\{ \begin{aligned} g_X &= \frac{e}{m} E_X (1 + k_m \cos \Omega t) \frac{j\omega + \nu}{(j\omega + \nu)^2 + \omega_\Gamma^2} - \frac{e \omega_\Gamma E_Y (1 + k_m \cos \Omega t)}{m (j\omega + \nu)^2 + \omega_\Gamma^2} \\ g_Y &= \nu_\Gamma \frac{e E_X (1 + k_m \cos \Omega t)}{m (j\omega + \nu)^2 + \omega_\Gamma^2} + \frac{e E_Y (1 + k_m \cos \Omega t) (j\omega + \nu)}{m (j\omega + \nu)^2 + \omega_\Gamma^2} \\ g_Z &= \frac{e E_Z (1 + k_m \cos \Omega t)}{m (j\omega + \nu)}. \end{aligned} \right. \quad (1.32)$$

Плотности токов принимают вид:

$$\left\{ \begin{aligned} \delta_X &= j\omega E_X \left\{ \varepsilon_r + j \left[\frac{\varepsilon_r k_m \Omega \sin \Omega t}{\omega (1 + k_m \cos \Omega t)} - \frac{\sigma_r}{\omega \varepsilon} \right] - \frac{\omega_\Pi}{\omega} \frac{j\omega - \nu}{(j\omega - \nu)^2 + \omega_\Gamma^2} \right\} - \\ &+ j\omega E_Y \left[j \frac{\omega_\Pi \omega_\Gamma}{\omega} \frac{1}{(j\omega - \nu)^2 + \omega_\Gamma^2} \right], \\ \delta_Y &= j\omega \varepsilon E_Y \left\{ \varepsilon_r + j \left[\frac{\varepsilon_r k_m \Omega \sin \Omega t}{\omega (1 + k_m \cos \Omega t)} - \frac{\sigma_r}{\omega \varepsilon} \right] - j \frac{\omega_\Pi}{\omega} \frac{j\omega - \nu}{(j\omega - \nu)^2 + \omega_\Gamma^2} \right\} - \\ &+ j\omega \varepsilon E_Y \left[-j \frac{\omega_\Pi \omega_\Gamma}{\omega} \frac{1}{(j\omega - \nu)^2 + \omega_\Gamma^2} \right], \\ \delta_Z &= j\omega E_Z \left\{ \varepsilon_r + j \left[\frac{\Omega \varepsilon_r k_m \sin \Omega t}{\omega (1 + k_m \cos \Omega t)} - \frac{\sigma_r}{\omega \varepsilon} \right] - \frac{\omega_\Pi}{\omega} \frac{1}{j\omega - \nu} \right\}. \end{aligned} \right. \quad (1.33)$$

Компоненты тензора диэлектрической проницаемости для двухчастичного потока определяются как:

$$\left\{ \begin{aligned}
 \dot{\varepsilon} &= \varepsilon + \sum_{i=1}^2 \left\{ \left[\frac{\omega - \omega - \nu}{(\nu + \omega - \omega)^2 + 4\omega \nu} + j \left[\frac{\varepsilon k_m \Omega \sin \Omega t}{\omega + k_m \cos \Omega t} - \frac{\sigma}{\omega} \right] \right. \right. \\
 &\quad \left. \left. - \frac{\omega \nu}{\omega (\nu + \omega - \omega)^2 + 4\omega \nu} \right] \right\} \\
 \dot{\varepsilon} &= \sum_{i=1}^2 \left\{ \frac{\omega \omega}{\omega (\nu + \omega - \omega)^2 + 4\omega \nu} - \frac{2j\nu \omega \omega}{(\nu + \omega - \omega)^2 + 4\omega \nu} \right\} \\
 \dot{\varepsilon} &= \varepsilon + \sum_{i=1}^2 \left\{ \omega \frac{1}{\nu + \omega} + j \left[\frac{\varepsilon k_m \Omega \sin \Omega t}{\omega + k_m \cos \Omega t} - \frac{\sigma}{\omega} - \frac{\omega \nu}{\omega \omega + \nu} \right] \right\}.
 \end{aligned} \right. \quad (1.34)$$

Для данного вида взаимодействия характерна зависимость компонентов тензора диэлектрической проницаемости от коэффициента амплитудной модуляции k_m , от модулирующей Ω и несущей ω частот АМ-сигнала.

Сравнение с одночастотным режимом взаимодействия (1.20) показывает, что мнимые части диагональных компонентов тензора имеют поправочный член

$$\varepsilon_{1,3} = \frac{\varepsilon \cdot k_m \cdot \Omega \sin \Omega t}{\omega + k_m \cdot \cos \Omega t}$$

Это говорит о том, что частоты резонансного взаимодействия не будут отличаться от частот для гармонического сигнала.

1.2.4.2. Воздействие частотно-модулированного сигнала на АС

Для радиосигнала с тональной частотной модуляцией (ЧМ) вида

$$e(t) = E_2 \cos(\omega_2 t + \beta \sin \omega_1 t), \quad (1.35)$$

где E_2 и ω_2 - соответственно амплитуда и частота несущего колебания; ω_1 - модулирующая частота;

$$\beta = \frac{\Delta \nu}{\omega} - \text{индекс модуляции;}$$

$\Delta \nu$ - девиация частоты,

при вычислении составляющих скорости движения частиц,

как и в предыдущем случае, нет необходимости использовать преобразования Гильберта.

Тогда составляющие скорости:

$$\begin{cases} g_X = \frac{e}{m} E_X \frac{j\omega + v}{(j\omega + v)^2 + \omega_\Gamma^2} - \frac{e}{m} \frac{\omega_\Gamma E_Y}{(j\omega + v)^2 + \omega_\Gamma^2}, \\ g_Y = \omega_\Gamma \frac{e}{m} \frac{E_X}{(j\omega + v)^2 + \omega_\Gamma^2} + \frac{e}{m} \frac{E_Y (j\omega + v)}{(j\omega + v)^2 + \omega_\Gamma^2}, \\ g_Z = \frac{e}{m} \frac{E_Z}{j\omega + v} \end{cases} \quad (1.36)$$

где

$$\omega = \omega_0 \left[1 + \beta \cdot k_\omega \cos \theta \right] \quad (1.37)$$

k_ω определяется (1.3), а плотности токов определяются как:

$$\begin{cases} \delta_X = \varepsilon \omega_\Pi E_X \frac{j\omega + v}{(j\omega + v)^2 + \omega_\Gamma^2} - \frac{\varepsilon \omega_\Pi \omega_\Gamma E_Y}{(j\omega + v)^2 + \omega_\Gamma^2}, \\ \delta_Y = \frac{\varepsilon \omega_\Pi \omega_\Gamma E_X}{(j\omega + v)^2 + \omega_\Gamma^2} + \frac{\omega_\Pi \varepsilon E_Y (j\omega + v)}{(j\omega + v)^2 + \omega_\Gamma^2}, \\ \delta_Z = \frac{\varepsilon \omega_\Pi E_Z}{j\omega + v} \end{cases} \quad (1.38)$$

Компоненты тензора для двухчастичного потока примут вид:

$$\begin{cases} \dot{\varepsilon} = \varepsilon (1 + \beta k_\omega \cos \theta) + \sum_{i=1}^2 \left\{ \frac{\omega_i \omega}{\omega} \frac{\omega_i - \omega - v^2}{(v^2 + \omega_i - \omega)^2 + 4\omega v^2} - j \left[\frac{\sigma}{\omega \varepsilon} + \frac{\omega_i v}{\omega (v^2 + \omega_i - \omega)^2 + 4\omega v^2} \right] \right\}, \\ \dot{\varepsilon}_- = \sum_{i=1}^2 \left\{ \frac{\omega_i \omega_i}{\omega} \frac{\omega_i - \omega + v^2}{(v^2 + \omega_i - \omega)^2 + 4\omega v^2} - \frac{2j\omega v \omega_i \omega_i}{(v^2 + \omega_i - \omega)^2 + 4\omega v^2} \right\}, \\ \dot{\varepsilon}_+ = \varepsilon (1 + \beta k_\omega \cos \theta) + \sum_{i=1}^2 \left\{ \frac{\omega_i \omega}{\omega} \frac{1}{v^2 + \omega} - j \left[\frac{\sigma}{\omega \varepsilon} + \frac{\omega_i v}{\omega} \frac{1}{\omega + v^2} \right] \right\}. \end{cases} \quad (1.39)$$

По сравнению с АМ-сигналом в вещественной части для $\dot{\varepsilon}_x$ и $\dot{\varepsilon}_y$ появляется множитель, зависящий от индекса частотной модуляции β и коэффициента k_m . Для АМ-сигнала мнимые части компонентов $\dot{\varepsilon}_x$ и $\dot{\varepsilon}_y$ зависят от параметров k_m , Ω и ω , а для ЧМ-сигнала – от параметра ω_4 .

1.2.4.3. Воздействие сигнала со смешанной амплитудно-частотной модуляцией на АС

При одночастотной гармонической модуляции амплитуды и частоты радиосигнал имеет вид:

$$e(t) = E_\omega (1 + k_m \cos \Omega t) \cos \omega t + \beta \cos \Omega t \quad (1.40)$$

где E_ω – амплитуда сигнала несущей частоты ω ;
 k_m, β – соответственно коэффициент амплитудной модуляции и индекс частотной модуляции.

При воздействии сигнала со смешанной амплитудно-частотной модуляцией (АЧМ) составляющие скорости частиц будут определяться:

$$\begin{cases} g_x = \frac{e}{m} E_x (1 + \beta \cos \Omega t) \frac{j\omega + \nu}{(j\omega + \nu)^2 + \omega_r^2} - \frac{e \omega_r E_y (1 + \beta \cos \Omega t)}{m (j\omega + \nu)^2 + \omega_r^2}, \\ g_y = \omega_r \frac{e E_x (1 + \beta \cos \Omega t)}{m (j\omega + \nu)^2 + \omega_r^2} + \frac{e E_y (1 + \beta \cos \Omega t) (j\omega + \nu)}{m (j\omega + \nu)^2 + \omega_r^2}, \\ g_z = \frac{e E_z (1 + \beta \cos \Omega t)}{m (j\omega + \nu)}, \end{cases} \quad (1.41)$$

$$\text{где } \omega_4 = \nu \left[-k_m^2 \sin^2 \Omega \right] \quad (1.42)$$

Плотности токов определяются выражениями:

$$\left\{ \begin{aligned} \delta_x &= \varepsilon \omega_{\Pi} E_x \frac{(1 + \beta \cos \Omega t)(j\omega + \nu - \varepsilon \omega_{\Pi} \nu_r E_Y (1 + \beta \cos \Omega t))}{(j\omega + \nu^2 + \omega_r)} - \frac{\varepsilon \omega_{\Pi} \nu_r E_Y (1 + \beta \cos \Omega t)}{(j\omega + \nu^2 + \omega_r)}, \\ \delta_y &= \frac{\varepsilon \omega_{\Pi} \nu_r E_x (1 + \beta \cos \Omega t)}{(j\omega + \nu^2 + \omega_r)} + \frac{\omega_{\Pi} \varepsilon E_Y (1 + \beta \cos \Omega t)(j\omega + \nu)}{(j\omega + \nu^2 + \omega_r)}, \\ \delta_z &= \frac{\varepsilon \omega_{\Pi} E_z (1 + \beta \cos \Omega t)}{j\omega + \nu}, \end{aligned} \right. \quad (1.43)$$

а компоненты тензора диэлектрической проницаемости среды для двух частичного потока:

$$\left\{ \begin{aligned} \hat{\varepsilon}_x &= \varepsilon (1 - k_m^2 \sin^2 \Omega t) + \sum_{i=1}^2 \left\{ \frac{\omega_i \omega}{\omega (v^2 + \omega_i - \omega)^2 + 4\omega v^2} + j \left[\frac{\varepsilon \beta k_m \sin \Omega t}{1 + \beta \cos \Omega t} \right] \right. \\ &\quad \left. - \frac{\sigma \omega_i \nu}{\omega (v^2 + \omega_i - \omega)^2 + 4\omega v^2} \right\}, \\ \hat{\varepsilon}_y &= \sum_{i=1}^2 \left\{ \frac{\omega_i \omega}{\omega (v^2 + \omega_i - \omega)^2 + 4\omega v^2} - \frac{2j\omega \nu \omega_i}{\omega (v^2 + \omega_i - \omega)^2 + 4\omega v^2} \right\}, \\ \hat{\varepsilon}_z &= \varepsilon (1 - k_m^2 \sin^2 \Omega t) + \sum_{i=1}^2 \left\{ \frac{\omega_i \omega}{\omega v^2 + \omega_i} + j \left[\frac{\varepsilon \beta k_m \sin \Omega t}{1 + \beta \cos \Omega t} - \frac{\sigma \omega_i \nu}{\omega \omega + v^2} \right] \right\}. \end{aligned} \right. \quad (1.44)$$

Из (1.44) видно, что компоненты тензора включают в себя параметры смешанного модулированного сигнала: K_m , β , Ω , K_ω и имеют более сложную зависимость, по сравнению с АМ- и ЧМ- сигналами.

Подробный анализ частотных зависимостей компонентов тензора для двухчастотного режима взаимодействия (1.19), (1.30) и воздействия модулированных сигналов (1.34), (1.39), (1.44) приведён в главе 2.

1.3. Выводы

1. Впервые получены выражения для компонентов тензоров диэлектрической проницаемости среды над УВЗ, представленной в виде анизотропной неоднородности в режиме двухчастотных и модулированных сигналов. Установлена частотная зависимость комбинированных элементов тензоров диэлектрической проницаемости АС.

2. Установлено, что компоненты тензоров диэлектрической проницаемости среды над УВЗ при различном соотношении амплитуд и частот двухчастотных ЭМВ имеют существенные различия: для режима мощного

НЧ-сигнала существенен вклад коэффициентов k_E , k_ω в мнимые составляющие $\dot{\epsilon}_1$ и $\dot{\epsilon}_2$ в отличие от режима мощного ВЧ-сигнала.

3. При воздействии АМ-сигнала на АС компоненты тензора отличаются от одночастотного режима взаимодействия наличием в мнимых частях диагональных компонентов дополнительной составляющей, зависящей от параметров сигналов.

4. ЧМ-сигнал оказывает существенное влияние на физические процессы в среде над УВЗ. Проявляется это в «модуляции» проницаемости диэлектрического наполнителя (вещественная часть диагональных компонентов), и по сравнению с однотональным режимом взаимодействия, компоненты тензора являются сложной функцией от частотной составляющей $\omega = \omega \cdot (1 + \beta k_\omega \cdot \cos(\omega t))$, что позволяет разработать методы поиска УВЗ с повышенным разрешением.

5. Использование сигнала со смешанной модуляцией приводит к расширению функциональных зависимостей компонентов тензора от параметров сигнала, что позволяет повысить информативность разрабатываемых методов поиска УВЗ.

составляющими. Каждая из компонент тензора содержит сведения о собственно диэлектрической проницаемости и проводимости:

$$\begin{aligned} \dot{\varepsilon}_x &= \varepsilon_x - j\varepsilon_x', \\ \dot{\varepsilon}_y &= \varepsilon_y - j\varepsilon_y', \\ \dot{\varepsilon}_z &= \varepsilon_z - j\varepsilon_z', \end{aligned} \quad (2.2)$$

где $\varepsilon_x, \varepsilon_y, \varepsilon_z$ – диэлектрические проницаемости и $\varepsilon_x', \varepsilon_y', \varepsilon_z'$ – диэлектрические потери для каждой из составляющих.

Каждая из компонент имеет достаточно сложный вид и определяется в общем случае параметрами электронно-ионного потока.

2.2. Исследование частотных характеристик тензора диэлектрической проницаемости в режиме двухчастотного воздействия ЭМВ

Расчет компонент тензоров диэлектрической проницаемости производится на основании экспериментально полученных параметров среды над залежами углеводородов [1]:

- глубины залегания УВЗ $h=2.0-3.5$ км;
- разность потенциалов между залежью и земной поверхностью $\Delta\varphi = (0.2 - 0.4)$ В. при средней температуре в области залежи $T=350$ К;
- относительное изменение удельного электрического сопротивления вмещающих пород в пределах контура залежи $\Delta \frac{\rho}{\rho} = 1 - 1.5$ при усредненных значениях диэлектрической проницаемости вмещающих пород $\varepsilon = 1 - 10$ и электрической проводимости $\sigma = 1.003 - 1.03$ См/м;
- отрицательная геомагнитная аномалия $\Delta H = (8.0 - 15.0) \cdot 10^{-3}$ А/м при значении напряженности магнитного поля земли $H_0 = 19.0$ А/м;
- коэффициент ионизации $k_{и}=1$;
- концентрация частиц $N_e=N_{и}=(0.3-12.0)10^{16}$ м⁻³ ;
- дрейфовая подвижность заряженных частиц $\mu = \mu_e = \mu_i = (0.5 - 2.5)$ м²/В · с [76, 77];
- эффективные частоты столкновений: электронно-ионные $\nu_{эфф.е} = 0.3 - 0.5) \cdot 10^9$ с⁻¹ и ионные $\nu_{эфф.и} = (0.12 - 0.7) \cdot 10^7$ с⁻¹.

2.2.1. Частотные характеристики тензора диэлектрической проницаемости в режиме мощного НЧ-сигнала

Данный вид взаимодействия характеризуется соотношением частот и амплитуд (1.7), а компоненты тензора диэлектрической проницаемости описываются выражениями (1.19). Проведём анализ частотных зависимостей комбинированных элементов (КЭ) тензора при различных соотношениях k_E и k_ω . Анализ тензоров проведём по методике, приведённой в работе [34], заключающейся в исследовании частотных характеристик комбинационных составляющих

$$\begin{aligned} \dot{\mathcal{E}}(\omega) &= \dot{\mathcal{E}}_1 + \dot{\mathcal{E}}_2 = \Re \mathcal{E} + i \Im \mathcal{E} \\ \dot{\mathcal{E}}(\omega) &= \dot{\mathcal{E}}_1 - \dot{\mathcal{E}}_2 = \Re \mathcal{E} + i \Im \mathcal{E} \end{aligned} \quad (2.3)$$

Инверсия знака реальных и мнимых частей (2.3) соответствует при этом проявлению резонансного взаимодействия ЭМВ и исследуемой АС.

Полученные зависимости $\Re \dot{\mathcal{E}}_{\dots} = \rho(f_2)$ представлены на рис. 2.1 —

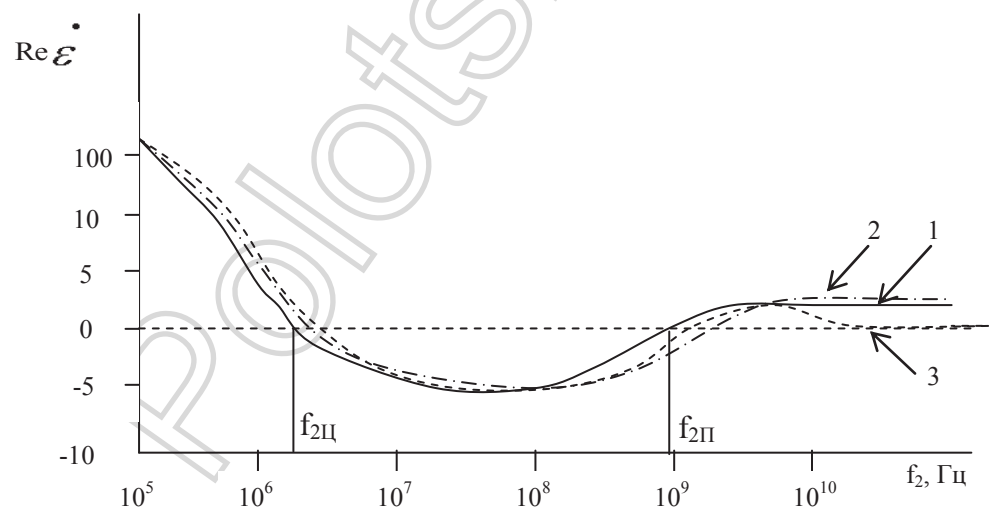


Рис. 2.1. Зависимости $\Re \dot{\mathcal{E}}_{\dots} = \rho(f_2)$ при $k_E=10^{-1}$:

- 1— для $k_\omega=10^{-1}$;
- 2— для $k_\omega=10^{-3}$;
- 3— для $k_\omega=10^{-6}$.

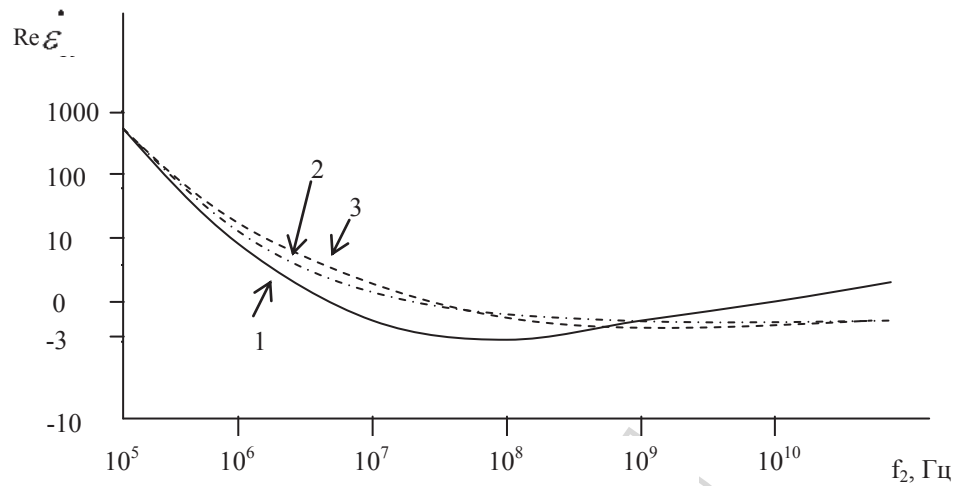


Рис. 2.2. Зависимости $\text{Re } \dot{\mathcal{E}}_{\dots} = \rho(f_2)$ при $k_E=10^{-3}$:

- 1— для $k_{\omega}=10^{-1}$;
- 2— для $k_{\omega}=10^{-3}$;
- 3— для $k_{\omega}=10^{-6}$.

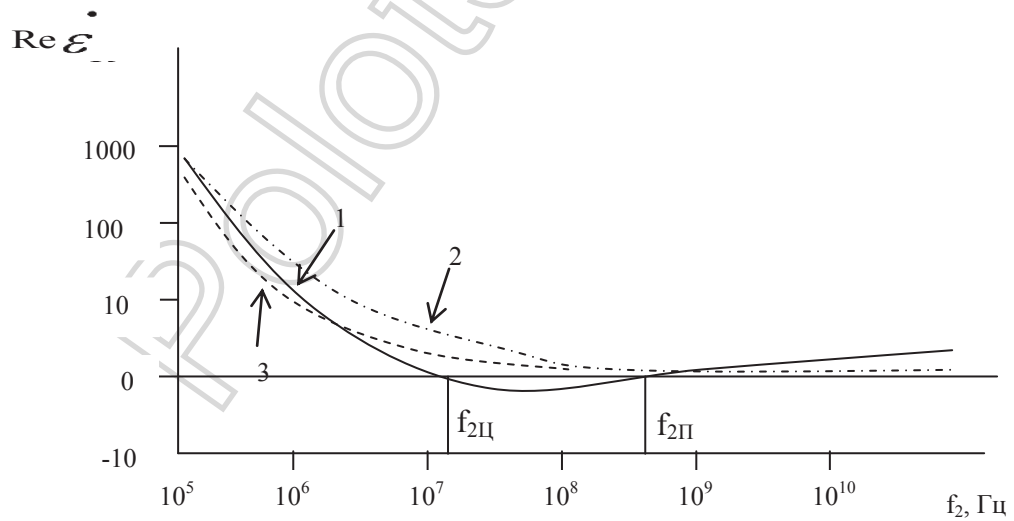


Рис. 2.3. Зависимости $\text{Re } \dot{\mathcal{E}}_{\dots} = \rho(f_2)$ при $k_E=10^{-6}$:

- 1— для $k_{\omega}=10^{-1}$;
- 2— для $k_{\omega}=10^{-3}$;
- 3— для $k_{\omega}=10^{-6}$.

Как видно из рис. 2.1., вещественная составляющая $\dot{\varepsilon}'$ имеет две точки перехода через нуль на частотах $f_{2Ц}$ и $f_{2П}$, соответствующих электронному циклотронному и электронному плазменному резонансам. При уменьшении коэффициента k_{ω} происходит увеличение значений $f_{2Ц}$ и $f_{2П}$ при том же значении k_E . При изменении соотношения амплитуд на 2 порядка происходит дальнейшее увеличение частоты $f_{2Ц}$, а для второго резонанса $f_{2П}$ характерно существенное смещение при уменьшении соотношения частот.

Для $k_E=10^{-6}$ происходит дальнейшее смещение точки, где $\text{Re } \dot{\varepsilon}' = 0$ в область более высоких частот, а при $k_{\omega}=10^{-3}$, $k_E=10^{-6}$ значения $f_{2Ц}=f_{2П}$. При этом $f_{2П}$ изменяется в пределах (2÷6)ГГц.

Таким образом, несущественные отличия амплитуд и частот двух сигналов практически не влияют на положение резонансных частот взаимодействия и соответствуют одночастотному режиму.

Анализ фазовых компонентов от частоты высокочастотного сигнала (рис. 2.4-2.5) показывает, что на частоте $f_{2П}$ наблюдается резкое изменение фазы. Причём закономерность смещения скачка фазы коррелируется с закономерностью изменения положения $f_{2П}$ на частотных характеристиках для $\text{Re } \dot{\varepsilon}'$. При $k_E=10^{-3}$ (рис. 2.5), когда частоты двух сигналов существенно отличаются ($k_{\omega}=10^{-3} \dots 10^{-6}$), фазовая компонента КЭ практически не изменяется. Это обстоятельство может быть использовано при создании новых ЭММ для идентификации среды над УВЗ.

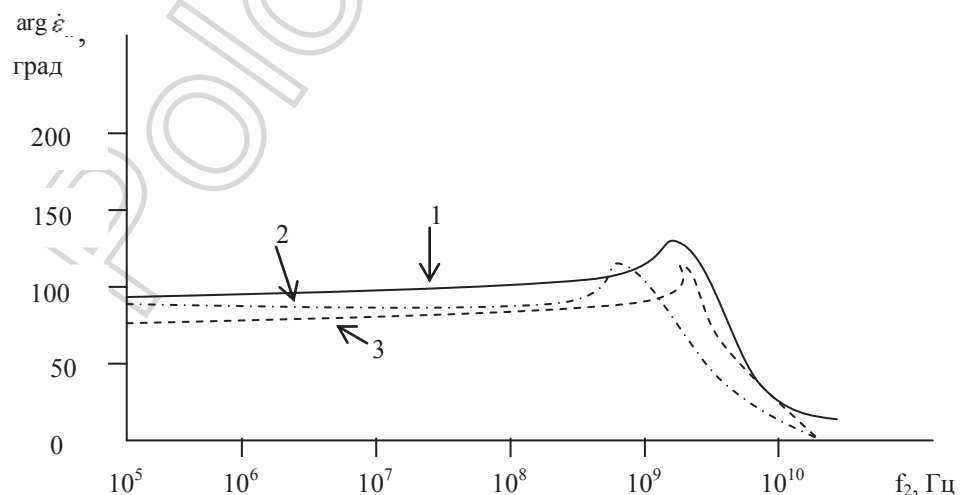


Рис. 2.4. Зависимости $\text{arg } \dot{\varepsilon}' = \varphi(f_2)$ при $k_E=10^{-1}$:

- 1— для $k_{\omega}=10^{-1}$;
- 2— для $k_{\omega}=10^{-3}$;
- 3— для $k_{\omega}=10^{-6}$.

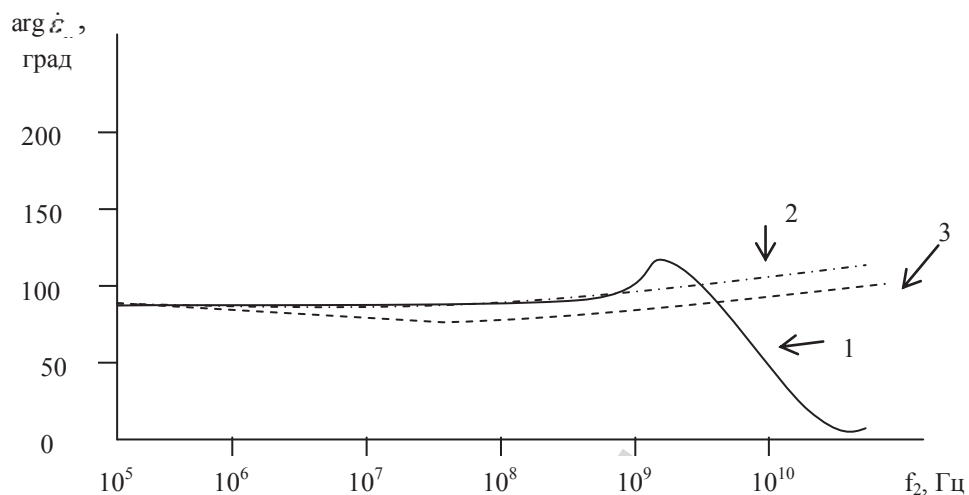


Рис. 2.5. Зависимости $\arg \dot{\varepsilon}_- = \varphi(f_2)$ при $k_E=10^{-3}$:

1— для $k_\omega=10^{-1}$;

2— для $k_\omega=10^{-3}$;

3— для $k_\omega=10^{-6}$.

Зависимости $\operatorname{Re} \dot{\varepsilon}_- = \varphi(f_2)$ и $\arg \dot{\varepsilon}_- = \varphi(f_2)$ показаны на рис. 2.6–2.7 и рис. 2.8–2.9:

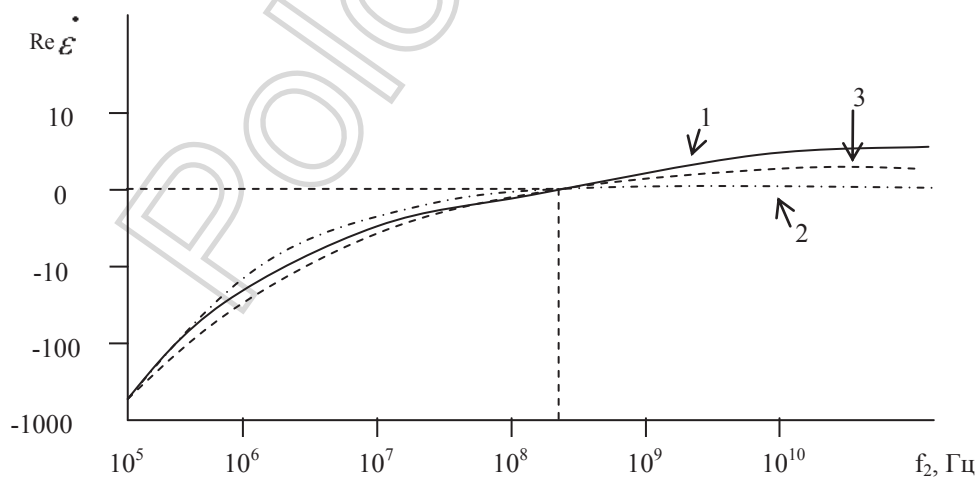


Рис. 2.6. Зависимости $\operatorname{Re} \dot{\varepsilon}_- = \varphi(f_2)$ при $k_E=10^{-1}$:

1— для $k_\omega=10^{-1}$;

2— для $k_\omega=10^{-3}$;

3— для $k_\omega=10^{-6}$.

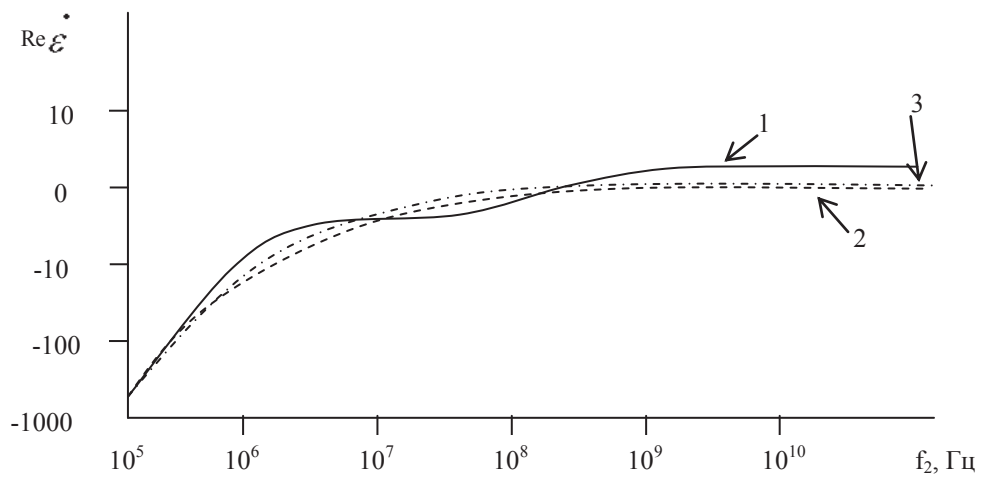


Рис. 2.7. Зависимости $\text{Re } \dot{\epsilon} = \varphi(f_2)$ при $k_E = 10^{-3}$:

- 1— для $k_\omega = 10^{-1}$;
- 2— для $k_\omega = 10^{-3}$;
- 3— для $k_\omega = 10^{-6}$.

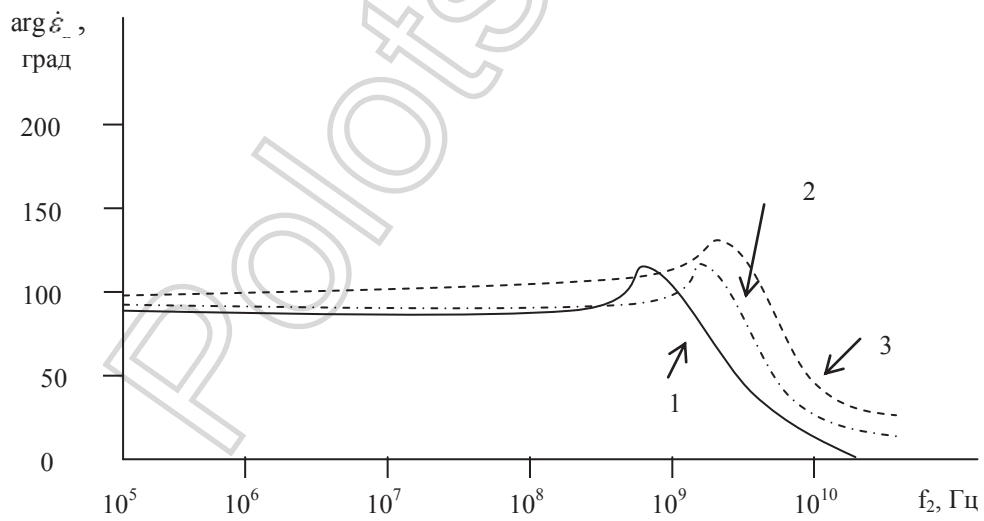


Рис. 2.8. Зависимости $\text{arg } \dot{\epsilon} = \varphi(f_2)$ при $k_E = 10^{-1}$:

- 1— для $k_\omega = 10^{-1}$;
- 2— для $k_\omega = 10^{-3}$;
- 3— для $k_\omega = 10^{-6}$.

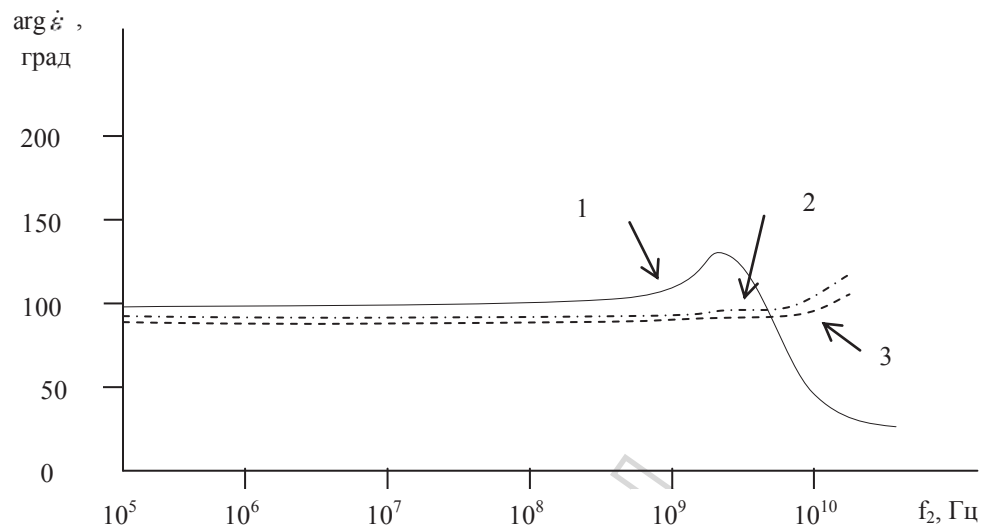


Рис. 2.9. Зависимости $\arg \dot{\epsilon} = \vartheta(f_2)$ при $k_E=10^{-3}$:

- 1– для $k_\omega=10^{-1}$;
- 2– для $k_\omega=10^{-3}$;
- 3– для $k_\omega=10^{-6}$.

Приведенные графики показывают, что аномальное поведение напряженности поля ЭМВ над УВЗ следует ожидать на частотах, соответствующих $f_{2Ц}$ и $f_{2П}$. Отражение сигнала от АС будет наблюдаться на всех частотах, кроме частот резонансного взаимодействия. При амплитуде ВЧ-сигнала, равной $0,1E_1$, эффект взаимодействия более существенен при меньшем разnose частот $\alpha = |\pi(f_2 - f_1)|$. Отличие амплитуды ВЧ-сигнала от амплитуды низкочастотного в 100 и более раз приводит к ухудшению отражательных свойств среды над УВЗ и частоты, на которых будет происходить уменьшение амплитуды напряженности электрического поля ЭМВ, смещаются в область более высоких частот. Когда амплитуда ВЧ-сигнала равна $10^{-3}E_1$ (рис. 2.2), резонансные проявления на $f_{2П}$ отсутствуют. При незначительном отличии частот двух ЭМВ частотные зависимости $\text{Re } \dot{\epsilon}_+$ и $\text{Re } \dot{\epsilon}_-$ практически не изменяются, однако с уменьшением частоты f_1 характер взаимодействия меняется. При амплитуде ВЧ-сигнала, равной $10^{-6}E_1$, характер кривых $\text{Re } \dot{\epsilon}_+$ и $\text{Re } \dot{\epsilon}_-$ не изменяется (рис. 2.3), а $f_{2П}$ перемещается в область более высоких частот.

При соотношении амплитуд $k_E=10^{-1}$ существуют две точки, где вещественная часть $\dot{\epsilon}_+$ примерно одинакова при различных коэффициентах k_ω , т.е. изменения одной из частот сложной ЭМВ не приводит к изменению свойств среды. Это наблюдается на частотах $f_2 \approx 100 \text{ МГц}$ и $f_2 \approx 7 \text{ ГГц}$. Когда

коэффициент $k_E=10^{-3}$, то неизменность $\text{Re } \dot{\mathcal{E}}_{\perp}$ имеет место на частоте $f_2 \approx 900 \text{ МГц}$. При $k_E=10^{-6}$ таких характерных точек не наблюдается.

Вещественная часть $\dot{\mathcal{E}}_{\perp}$ для $k_E=10^{-1}$ на частоте $f_2 \approx 200 \text{ МГц}$ остаётся практически неизменной при всех значениях коэффициента k_{ω} , а когда $k_E=10^{-3}$, появляется две таких точки: на $f_2 \approx 10 \text{ МГц}$ и $f_2 \approx 200 \text{ МГц}$. При $k_E=10^{-6}$ частотная зависимость вещественной части $\dot{\mathcal{E}}_{\perp}$ примерно одинакова для всех значениях коэффициента k_{ω} .

Для установления динамики изменения КЭ тензора диэлектрической проницаемости на фиксированной частоте при вариации соотношений частот и амплитуд целесообразно рассмотреть зависимости $\text{Re } \dot{\mathcal{E}}_R = f(k_E, k_{\omega})$ и $\text{Re } \dot{\mathcal{E}}_L = f(k_E, k_{\omega})$.

Проведём для примера анализ этих зависимостей на частоте 10 ГГц (рис. 2.10–2.13).

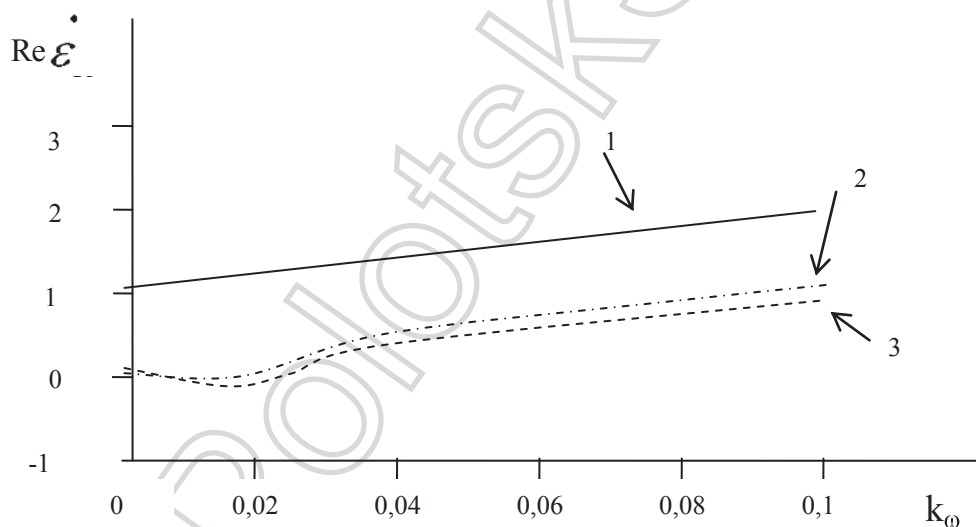


Рис. 2.10. Зависимости $\text{Re } \dot{\mathcal{E}}_{\perp} = \varphi(k_{\omega})$ на частоте $f_2=10 \text{ ГГц}$:

- 1 – для $k_E=10^{-1}$;
- 2 – для $k_E=10^{-3}$;
- 3 – для $k_E=10^{-6}$.

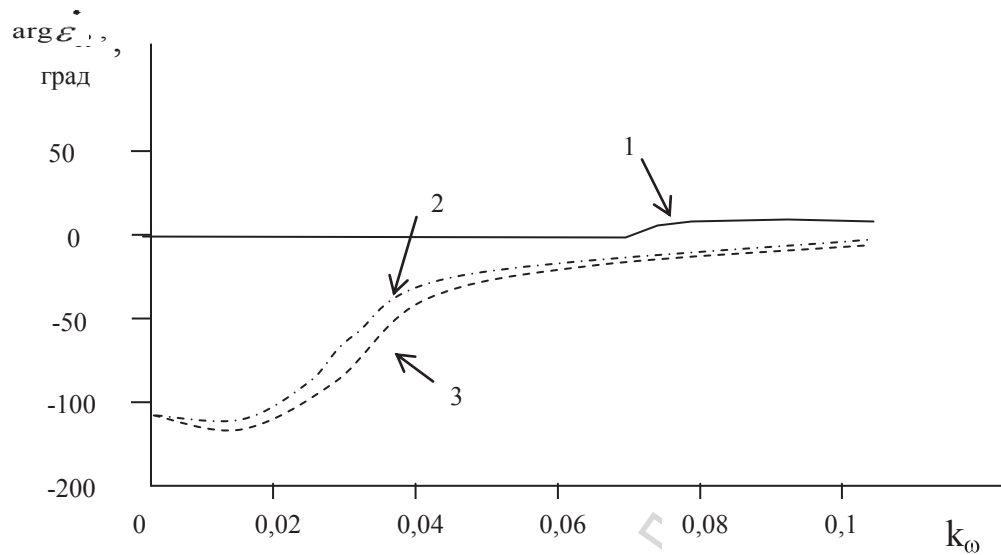


Рис.2.11. Зависимости $\arg \dot{\mathcal{E}}_- = \varphi(k_\omega)$ на частоте $f_2=10$ ГГц:

- 1 – для $k_E=10^{-1}$;
- 2 – для $k_E=10^{-3}$;
- 3 – для $k_E=10^{-6}$.

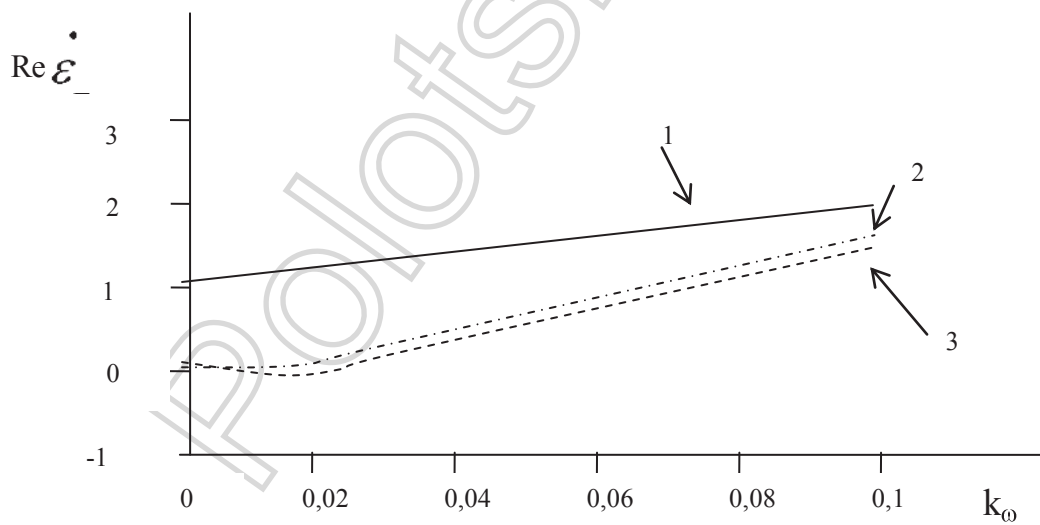


Рис. 2.12. Зависимости $\text{Re } \dot{\mathcal{E}}_- = \varphi(k_\omega)$ на частоте $f_2=10$ ГГц:

- 1 – для $k_E=10^{-1}$;
- 2 – для $k_E=10^{-3}$;
- 3 – для $k_E=10^{-6}$.

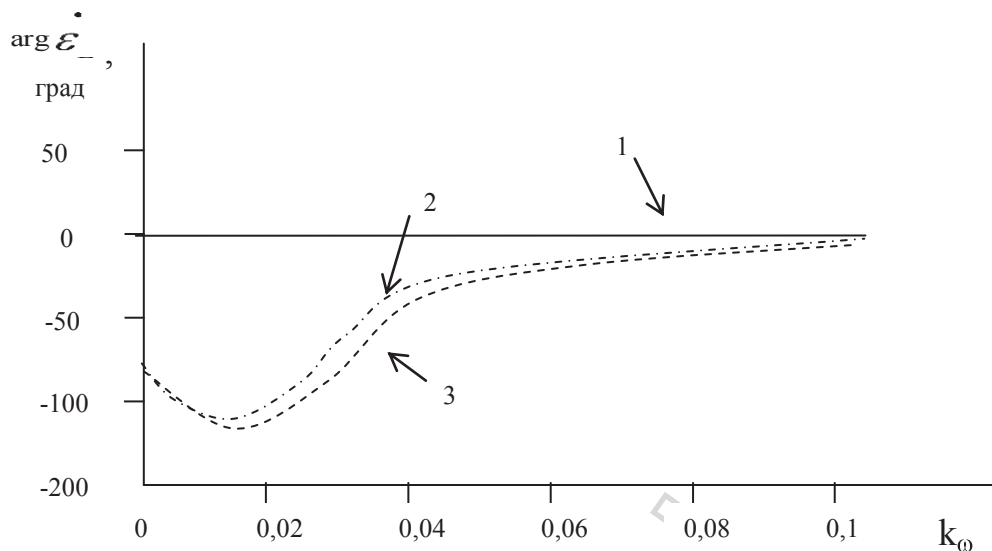


Рис. 2.13. Зависимости $\arg \dot{\mathcal{E}} = \varphi(k_\omega)$ на частоте $f_2=10$ ГГц:

- 1 – для $k_E=10^{-1}$;
- 2 – для $k_E=10^{-3}$;
- 3 – для $k_E=10^{-6}$.

Зависимости $\operatorname{Re} \mathcal{E}_R = f(k_\omega)$ при различных k_E имеют квазилинейный характер, т.е. с увеличением k_ω есть незначительный рост вещественной части \mathcal{E} (кривая 1, рис. 2.10).

Когда $k_E < 10^{-3}$, при малых значениях k_ω , наблюдается неравномерный характер $\operatorname{Re} \mathcal{E}$, где она примерно равна нулю. При $k_\omega > 0,05$, $\operatorname{Re} \mathcal{E}$ подчиняется линейному закону изменения (кривые 2,3, рис. 2.10).

Если при $k_E=0,1$ фазовая компонента \mathcal{E} не изменяется (кривые 1, рис. 2.11), то при $k_E < 10^{-3}$ для коэффициента $k_\omega < 0,05$, фазовая составляющая \mathcal{E} будет вносить коррективы при воздействии двух ЭМВ на АС (кривая 2,3, рис. 2.11).

Данный анализ свидетельствует о наличии определённых эффектов при достаточно большом соотношении частот двух сигналов. При этом в качестве одной из ЭМВ может быть использован акустический сигнал [78-80].

Акусто-магнитоэлектрический эффект широко используется в разработках радиоакустических локаторов, предназначенных для исследования метеоусловий в тропосфере, неоднородностей в стратосфере и ионосфере [81], а также может быть полезен при реализации ЭММ.

Зависимость $\operatorname{Re} \mathcal{E}_L = f(k_\omega)$ при $k_E=0,1$ имеет линейный характер с крутизной 10 (кривая 1, рис. 2.12), а для $k_E < 10^{-3}$ до $k_\omega=0,02$, вещественная часть $\mathcal{E} \approx 0$, и при $k_\omega > 0,02$, линейный характер с крутизной 15 (кривые 2,3 рис. 2.12).

Зависимости $\arg \mathcal{E} = f(k_\omega, k_E)$ не отличаются от $\arg \dot{\mathcal{E}} = f(k_\omega, k_E)$.

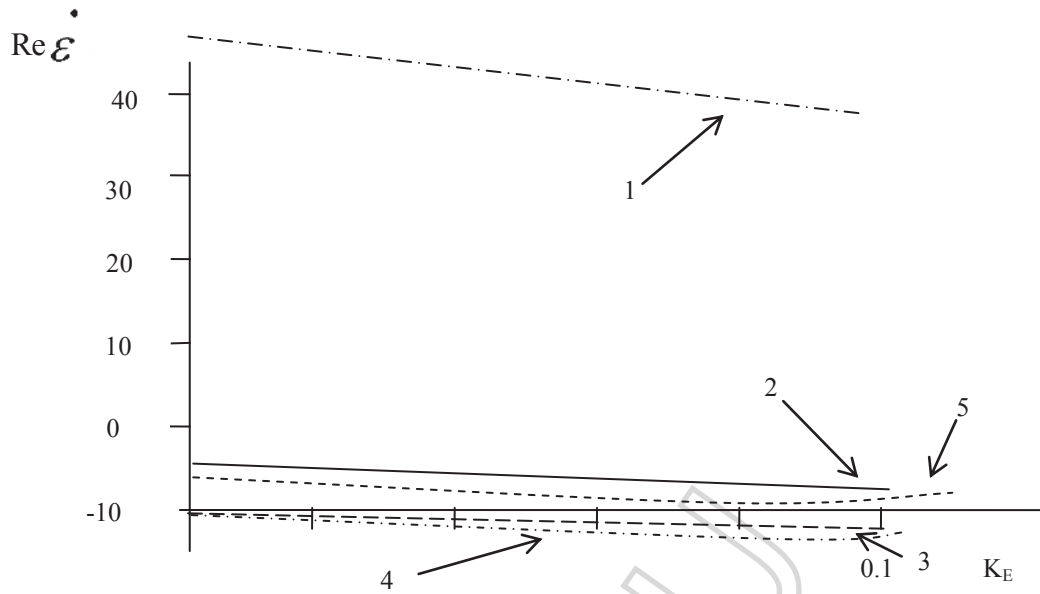


Рис. 2.14. Зависимости $\text{Re } \dot{\varepsilon} = \varphi(K_E)$ при $k_\omega = 10^{-3}$:

- 1 – для $f_2 = 1$ МГц;
- 2 – для $f_2 = 10$ МГц;
- 3 – для $f_2 = 100$ МГц;
- 4 – для $f_2 = 1$ ГГц;
- 5 – для $f_2 = 10$ ГГц.

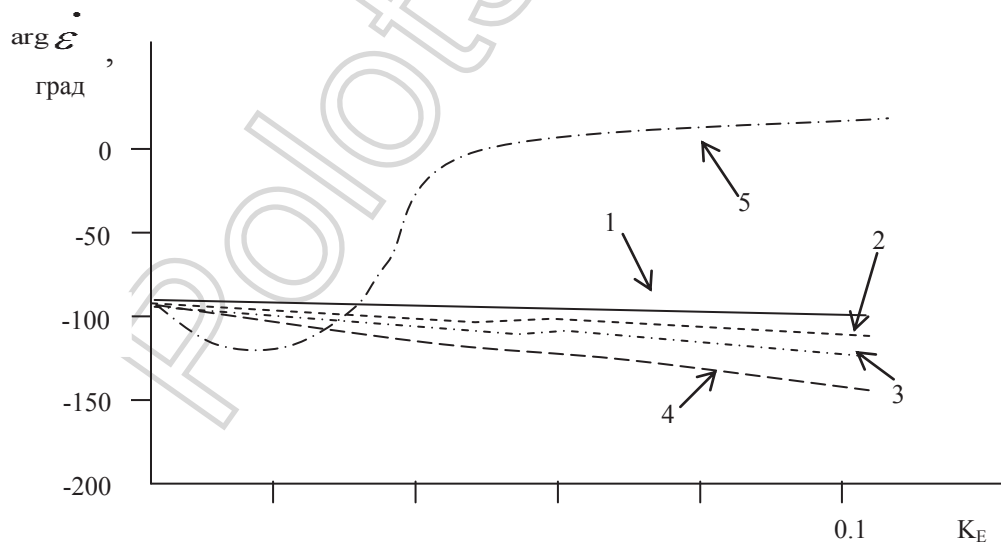


Рис. 2.15. Зависимости $\text{arg } \dot{\varepsilon} = \varphi(K_E)$ при $k_\omega = 10^{-3}$:

- 1 – для $f_2 = 1$ МГц;
- 2 – для $f_2 = 10$ МГц;
- 3 – для $f_2 = 100$ МГц;
- 4 – для $f_2 = 1$ ГГц;
- 5 – для $f_2 = 10$ ГГц.

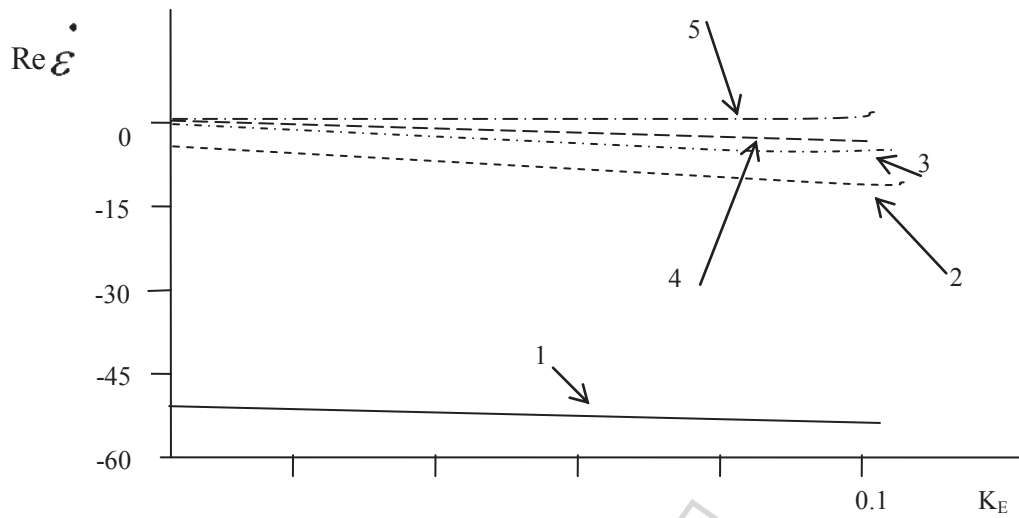


Рис. 2.16. Зависимости $\text{Re } \dot{\varepsilon} = \varphi(K_E)$ при $k_\omega = 10^{-3}$:

- 1 – для $f_2 = 1$ МГц;
- 2 – для $f_2 = 10$ МГц;
- 3 – для $f_2 = 100$ МГц;
- 4 – для $f_2 = 1$ ГГц;
- 5 – для $f_2 = 10$ ГГц.

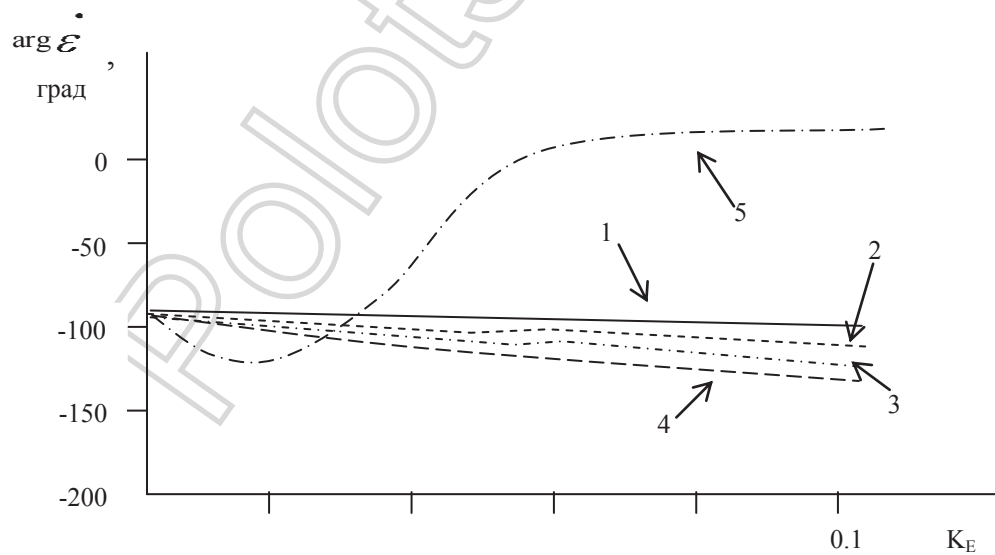


Рис. 2.17. Зависимости $\text{arg } \dot{\varepsilon} = \varphi(K_E)$ при $k_\omega = 10^{-3}$:

- 1 – для $f_2 = 1$ МГц;
- 2 – для $f_2 = 10$ МГц;
- 3 – для $f_2 = 100$ МГц;
- 4 – для $f_2 = 1$ ГГц;
- 5 – для $f_2 = 10$ ГГц.

Зависимости $\text{Re } \dot{\mathcal{E}}_+$, $\text{Re } \dot{\mathcal{E}}_-$ (рис. 2.14, 2.16) при изменении соотношений амплитуд меняются незначительно, и имеют конечные значения для конкретной частоты f_2 . Для аргументов $\dot{\mathcal{E}}_+$, $\dot{\mathcal{E}}_-$ при изменении k_E характерна неравномерная зависимость на частотах $f_2=10\text{ГГц}$ и $f_1=10\text{МГц}$ (рис. 2.15, 2.17).

До $k_E=0,04$ наблюдается существенный фазовый набег, а при $k_E>0,04$ $\arg \dot{\mathcal{E}}_{\pm} \approx 0$ (кривые 5, рис.2.15, 2.17). На других частотах $\arg \dot{\mathcal{E}}_{\pm}$ имеет конечные значения и практически не разнятся (кривые 1-4, рис.2.15-2.17).

Аналогичные расчеты зависимостей $\dot{\mathcal{E}}_+$ и $\dot{\mathcal{E}}_-$ для значения $k_\omega=10^{-6}$ практически совпадают с характерными особенностями, полученными при $k_\omega=10^{-3}$. Это говорит о том, что для исследования среды над УВЗ можно выбрать частоту f_1 , лежащую в более длинноволновом диапазоне.

В таблице 2.1 приведены значения частот резонансного взаимодействия, при которых диэлектрическая проницаемость залежи в режиме двухчастотного взаимодействия обращается в нуль.

Таблица 2.1

Расчетные значения частот, при которых $\text{Re } \dot{\mathcal{E}}_{\pm} = 0$

k_ω	k_E	$F_{2Ц}, \text{ Гц}$	$F_{2П}, \text{ Гц}$
10^{-1}	10^{-1}	$1,00045 \cdot 10^7$	$1,17646 \cdot 10^9$
10^{-1}	10^{-3}	$1,98282 \cdot 10^7$	$2,33153 \cdot 10^9$
10^{-1}	10^{-6}	$2,00064 \cdot 10^7$	$2,3525 \cdot 10^9$
10^{-3}	10^{-1}	$1,80419 \cdot 10^7$	$2,12145 \cdot 10^9$
10^{-3}	10^{-3}	$9,98283 \cdot 10^8$	$1,00598 \cdot 10^9$
10^{-3}	10^{-6}	-	$1,99891 \cdot 10^9$
10^{-6}	10^{-1}	$2,13855 \cdot 10^9$	$2,13859 \cdot 10^9$
10^{-6}	10^{-3}	$1,93517 \cdot 10^9$	$1,99691 \cdot 10^9$

Из таблицы 2.1 видно, что при уменьшении k_ω и k_E частота резонансного взаимодействия $f_{2Ц}$ увеличивается, а частота $f_{2П}$ уменьшается.

Таким образом, используя изменение частоты и/или амплитуды одного из источников формирования поля можно «искусственно» изменить частоты резонансного взаимодействия сложной ЭМВ и анизотропного образования над УВЗ.

2.2.2. Частотные характеристики тензора диэлектрической проницаемости в режиме мощного ВЧ-сигнала

Данный вид взаимодействия характеризуется соотношением частот и амплитуд (1.21), а компоненты тензора диэлектрической проницаемости описываются выражениями (1.30).

Проведём анализ частотных зависимостей КЭ тензора при различных соотношениях k_ω и k_E .

Зависимости $\text{Re } \dot{\epsilon}_{\dots} = \varphi(f_2)$ и $\text{arg } \dot{\epsilon}_{\dots} = \varphi(f_2)$ представлены на рис. 2.18, 2.19.

Как видно из рис. 2.18, вещественная составляющая $\dot{\epsilon}_{\dots}$ имеет две точки перехода через нуль на частотах $f_{2Ц}$ и $f_{2П}$, соответствующих электронному циклотронному и электронному плазменному резонансам. При увеличении коэффициента k_ω происходит увеличение значения $f_{2Ц}$ и уменьшение $f_{2П}$ для фиксированного соотношения амплитуд двух ЭМВ.

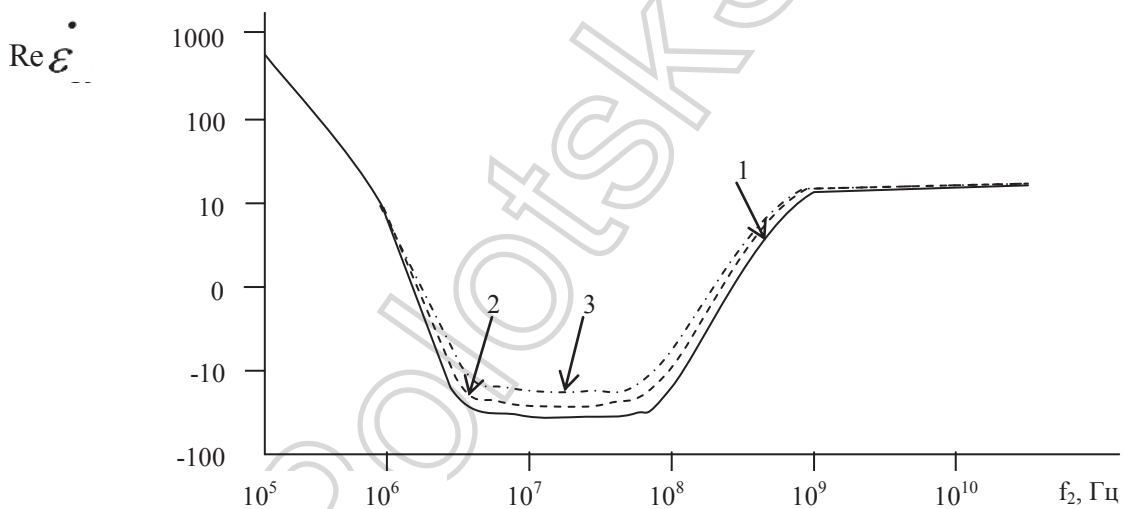


Рис. 2.18. Зависимости $\text{Re } \dot{\epsilon}_{\dots} = \varphi(f_2)$ при $k_E=10$:

- 1 – для $k_\omega = 10^{-6}$;
- 2 – для $k_\omega = 10^{-3}$;
- 3 – для $k_\omega = 10^{-1}$.

По графику, представленному на рис. 2.19 видно, что на отдельном отрезке частот наблюдается изменение фазы при изменении соотношения частот k_ω . При этом уменьшение коэффициента k_ω приводит к незначительному увеличению $\text{arg } \dot{\epsilon}_{\dots}$, на частотах $f_2 \approx (0,1-1)$ ГГц. На других частотах ВЧ-составляющей ЭМВ влияние коэффициента k_ω отсутствует.

Зависимости $\text{Re } \dot{\epsilon}_{\dots} = \varphi(f_2)$ и $\text{arg } \dot{\epsilon}_{\dots} = \varphi(f_2)$ представлены на рис. 2.20, 2.21.

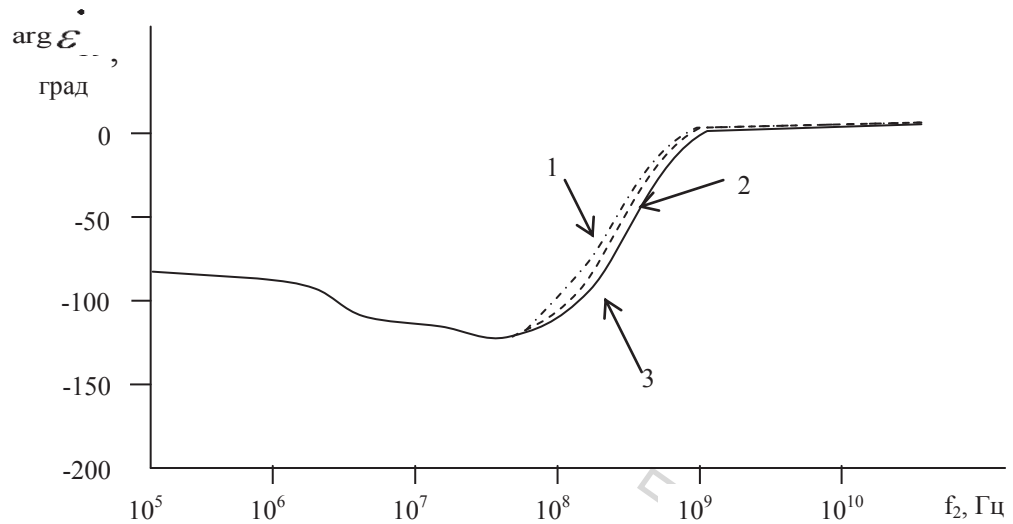


Рис. 2.19. Зависимости $\arg \dot{\epsilon} = \varphi(f_2)$ при $k_E=10$:

- 1 – для $k_\omega = 10^{-6}$;
- 2 – для $k_\omega = 10^{-3}$;
- 3 – для $k_\omega = 10^{-1}$.

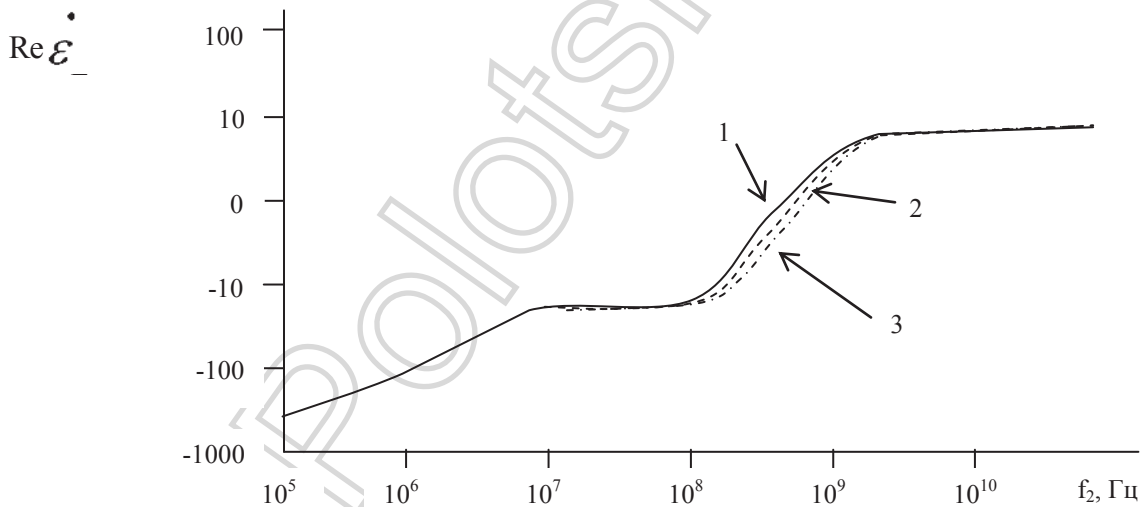


Рис. 2.20. Зависимости $\text{Re } \dot{\epsilon} = \varphi(f_2)$ при $k_E=10$:

- 1 – для $k_\omega = 10^{-6}$;
- 2 – для $k_\omega = 10^{-3}$;
- 3 – для $k_\omega = 10^{-1}$.

Численные исследования частотной зависимости $\text{Re } \dot{\epsilon} = \varphi(f_2)$ показали, что при изменении соотношения k_ω плазменный резонанс увеличивается (рис. 2.20). Закономерность трансформации фазочастотной

характеристики КЭ $\dot{\epsilon}_{-}$ (рис. 2.21) при вариации k_{ω} отличается от изменений характеристики $\arg \dot{\epsilon}_{-} = \varphi(f_2)$.

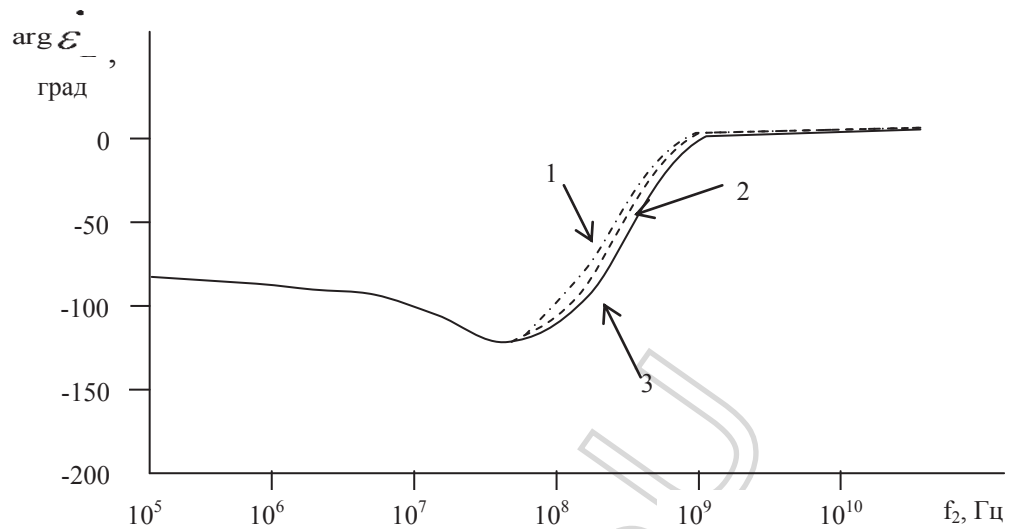


Рис. 2.21. Зависимости $\arg \dot{\epsilon}_L = \varphi(f_2)$ при $k_E=10$:

- 1 – для $k_{\omega} = 10^{-6}$;
- 2 – для $k_{\omega} = 10^{-3}$;
- 3 – для $k_{\omega} = 10^{-1}$.

В таблице 2.2 приведены значения частот резонансного взаимодействия, при которых диэлектрическая проницаемость $\text{Re } \dot{\epsilon}_{-}$ обращается в нуль.

Таблица 2.2

Значения частот, для которых $\text{Re } \dot{\epsilon}_{-} = 0$

k_{ω}	k_E	$F_{2Ц}, \text{ Гц}$	$F_{2П}, \text{ Гц}$
10^{-3}	10^3	$1,48763 \cdot 10^6$	$2,36730 \cdot 10^8$
10^{-3}	10^2	$1,47810 \cdot 10^6$	$2,33872 \cdot 10^8$
10^{-3}	10^1	$1,35400 \cdot 10^6$	$2,15463 \cdot 10^8$
10^{-3}	10^6	$1,68100 \cdot 10^6$	$2,35000 \cdot 10^8$
10^{-6}	10^6	$1,49060 \cdot 10^6$	$2,37100 \cdot 10^8$
10^{-6}	10^3	$1,50000 \cdot 10^6$	$2,35000 \cdot 10^8$
10^{-6}	10^2	$1,47300 \cdot 10^6$	$2,33000 \cdot 10^8$
10^{-6}	10^1	$1,35510 \cdot 10^6$	$2,15639 \cdot 10^8$
10^{-1}	10^6	$1,35400 \cdot 10^6$	$2,15635 \cdot 10^8$
10^{-1}	10^3	$1,52000 \cdot 10^6$	$2,15462 \cdot 10^8$
10^{-1}	10^2	$1,51500 \cdot 10^6$	$2,13890 \cdot 10^8$
10^{-1}	10^1	$1,25260 \cdot 10^6$	$1,9933 \cdot 10^8$

Из таблицы 2.2 видно, что при изменении k_ω и k_E частоты резонансного взаимодействия $f_{2Ц}$ и $f_{2П}$ изменяются. По сравнению с режимом воздействия мощного НЧ-сигнала на АС, изменяются и циклотронный и плазменный резонанс в малых пределах.

Причём, при малых значениях k_E и k_ω наблюдается наибольшее смещение этих частот.

Т.о. для достижения большей трансформации ЭМП волн на границе АС необходимо использовать небольшие соотношения амплитуд и частот сложной ЭМВ.

2.3. Исследование частотных характеристик тензора диэлектрической проницаемости среды при воздействии модулированных сигналов

2.3.1. Анализ взаимодействия АМ-сигналов с АС

Т.к. реальные части КЭ тензора не зависят от параметров АМ-сигналов (1.34), то нет необходимости в их численном тестировании. Вместе с тем представляет практический интерес анализ фазовых компонентов \mathcal{E} и \mathcal{E} .

Частотные зависимости величины $\arg \mathcal{E}$ представлены на рис. 2.22.

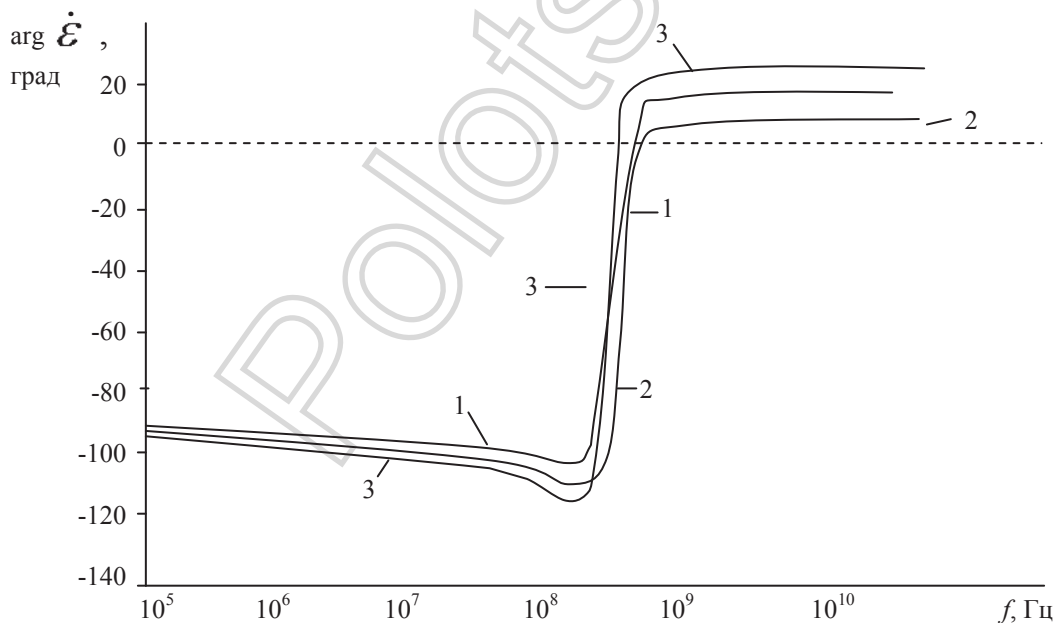


Рис. 2.22. Зависимости $\arg \mathcal{E} = \vartheta(f)$:

1 – для $k_m=0,1$ и $F=100$ МГц;

2 – для $k_m=0,5$ и $F=1$ ГГц;

3 – для $k_m=1$ и $F=1$ ГГц.

В диапазоне частот $10^5 \dots 10^7$ Гц значение $\arg \dot{\mathcal{E}}$ изменяется незначительно. На отрезке $10^7 \dots 10^8$ Гц происходит уменьшение фазы КЭ. Наибольшее изменение величины $\arg \dot{\mathcal{E}}$ наблюдается в диапазоне частот $10^8 \dots 10^9$ Гц, где фаза скачком изменяется от значения $-(110^\circ \dots 115^\circ)$ до $(4^\circ - 20^\circ)$. Частота несущей, при которой фаза КЭ равняется нулю, лежит в пределах $(300 \dots 600)$ МГц. Установлено, что при вариации коэффициента АМ происходит изменение величины $\arg \dot{\mathcal{E}}$. На отрезке частот $10^5 \dots 10^8$ Гц влияние значения k_m на фазу КЭ практически отсутствует.

В диапазоне частот $10^8 \dots 10^{10}$ Гц происходит существенное влияние коэффициента АМ на величину $\arg \dot{\mathcal{E}}$. Так, при увеличении k_m наблюдается уменьшение частоты перехода фазы КЭ через нуль.

Анализ частотных зависимостей величины $\arg \dot{\mathcal{E}}$ показал, что данные характеристики незначительно отличаются от аналогичных зависимостей $\arg \mathcal{E} = \varphi(f)$, т.е. $\arg \dot{\mathcal{E}} \approx \arg \mathcal{E}$. Характеристики $\arg \mathcal{E} = \varphi(k_m)$ и $\arg \dot{\mathcal{E}} = \varphi(k_m)$ совпадают.

Таким образом, применение АМ-сигналов не ведёт к изменению КЭ $\text{Re} \dot{\mathcal{E}}$ и $\text{Re} \mathcal{E}$, однако происходит влияние частоты несущей и коэффициента АМ на фазу КЭ.

2.3.2. Анализ взаимодействия ЧМ-сигналов с АС

Тензор диэлектрической проницаемости для данного режима взаимодействия приведён в (1.39). Частотные зависимости $\text{Re} \dot{\mathcal{E}}$ и $\text{Re} \mathcal{E}$ при изменении индекса угловой модуляции приведены на рис. 2.23, 2.25.

Приведенные зависимости показывают, что увеличение индекса модуляции приводит к незначительному увеличению частоты циклотронного электронного резонанса и резкому уменьшению частоты плазменного резонанса (рис. 2.23). Это же характерно и для $\text{Re} \dot{\mathcal{E}}$ (рис. 2.25).

Характер фазочастотных характеристик $\dot{\mathcal{E}}_{\perp}$ и $\dot{\mathcal{E}}_{\parallel}$ для различных β не изменяется (рис. 2.24, 2.26). При этом с ростом индекса модуляции частота, на которой $\arg \dot{\mathcal{E}}_{\perp, \parallel} = 0$, соответствующая ВЧ-резонансу, уменьшается.

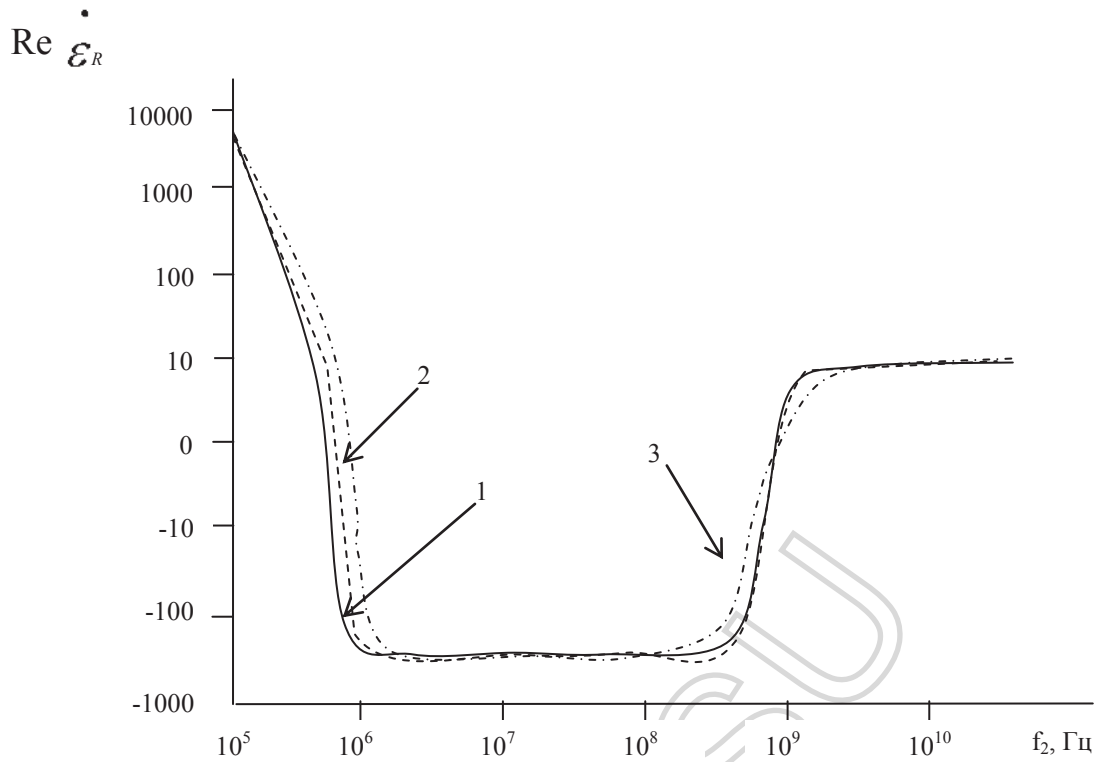


Рис. 2.23. Зависимости $\text{Re } \dot{\epsilon}_R = \varphi(f_2)$:

- 1- для $\beta = 0,5$;
- 2 - для $\beta = 1$;
- 3 - для $\beta = 5$.

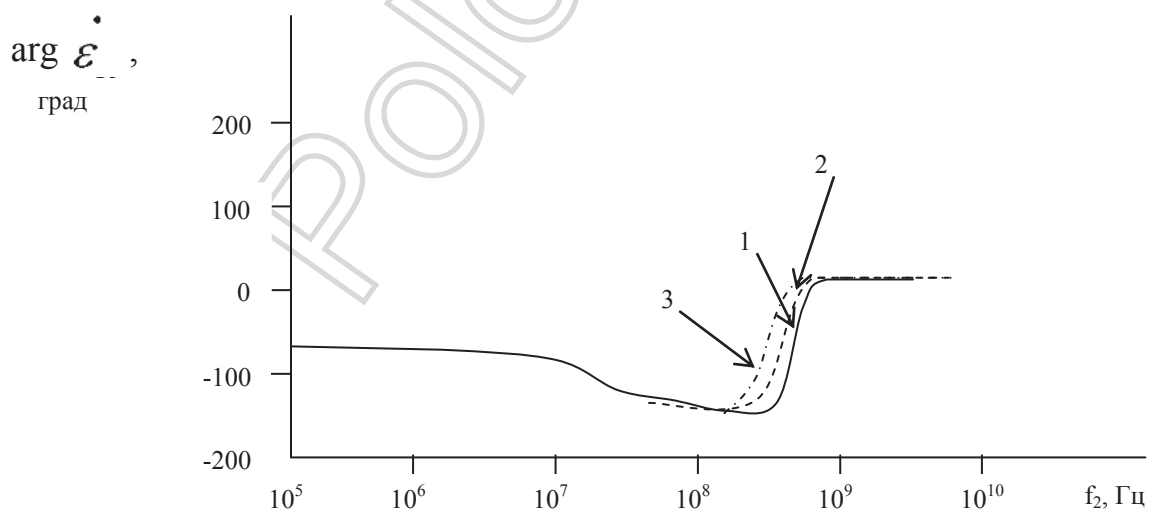


Рис. 2.24. Зависимости $\text{arg } \dot{\epsilon}_R = \varphi(f_2)$:

- 1- для $\beta = 0,5$;
- 2 - для $\beta = 1$;
- 3 - для $\beta = 5$.

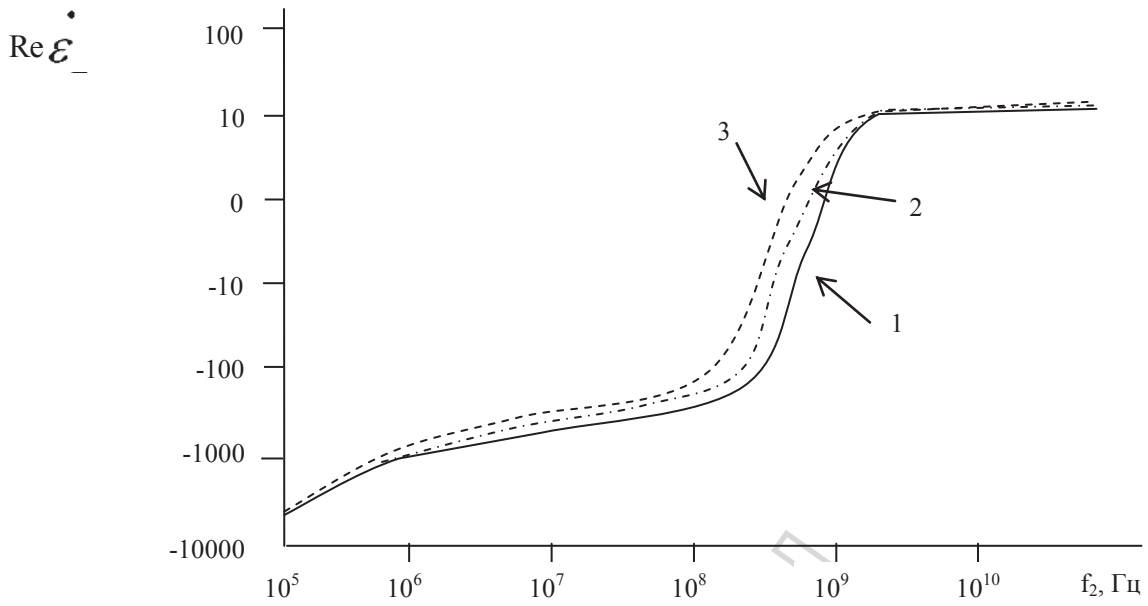


Рис.2.25. Зависимости $\text{Re } \hat{\epsilon} = \varphi(f_2)$:

- 1 - для $\beta = 0,5$;
- 2 - для $\beta = 1$;
- 3 - для $\beta = 5$.

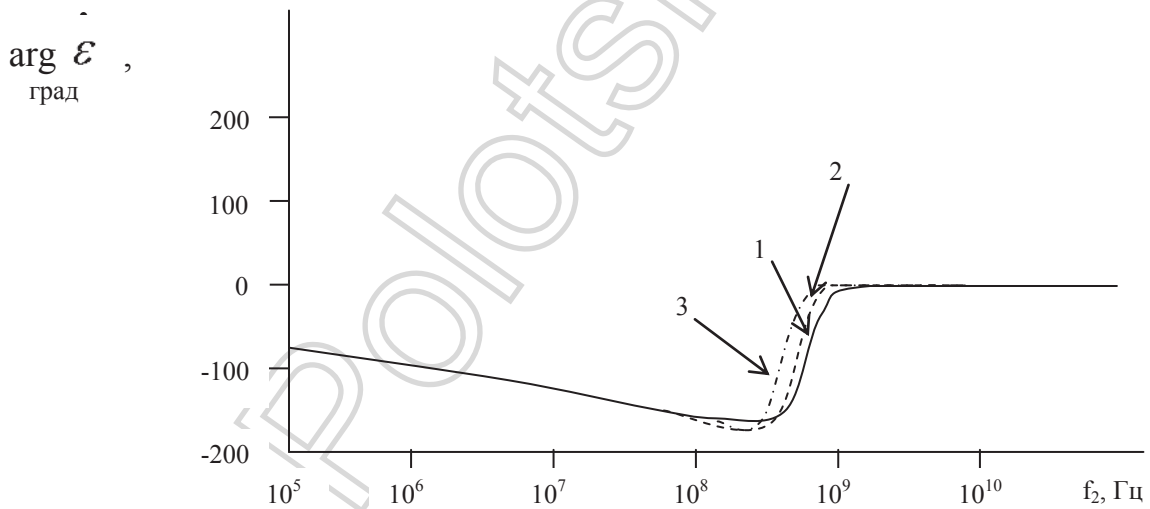


Рис. 2.26. Зависимости $\text{arg } \hat{\epsilon} = \varphi(f_2)$:

- 1 - для $\beta = 0,5$;
- 2 - для $\beta = 1$;
- 3 - для $\beta = 5$.

Проведём анализ зависимостей КЭ тензора от индекса ЧМ β на частоте несущей $f_2=1$ ГГц, соответствующей электронному плазменному резонансу. Как видно из рис.2.27, величина

$\text{Re } \dot{\mathcal{E}}_{\dots}$ уменьшается по линейному закону от значения 9,2 при $\beta=0$ до нуля при $\beta \approx 27$. Аналогичная зависимость наблюдается при $\beta=43 \dots 100$, где величина $\text{Re } \dot{\mathcal{E}}_{\dots}$ уменьшается от нуля до -18 . При значениях индекса ЧМ $\beta=27 \dots 43$ происходит изменение знака $\text{Re } \dot{\mathcal{E}}_{\dots}$ и имеются три точки перехода этой величины через нуль: для $\beta_1 \approx 27$, $\beta_2 \approx 35$ и $\beta_3 \approx 43$. Фазочастотная характеристика $\dot{\mathcal{E}}_{\dots}$ уменьшается от -3° при $\beta=0$ до -108° для $\beta=30^\circ$, затем происходит увеличение $\arg \dot{\mathcal{E}}_{\dots}$ до -70° при $\beta=40^\circ$. Для значений индекса ЧМ $\beta=40-60$ происходит резкое уменьшение фазы от -70° до -175° и с дальнейшим ростом β наблюдается несущественное изменение $\arg \dot{\mathcal{E}}_{\dots}$.

Зависимости $\text{Re } \dot{\mathcal{E}}_L = \gamma \beta$ и $\arg \dot{\mathcal{E}}_L = \gamma \beta$ имеют такой же вид, как и $\text{Re } \dot{\mathcal{E}}_R = \gamma \beta$ и $\arg \dot{\mathcal{E}}_R = \gamma \beta$.

Таким образом, использование ЧМ на частоте несущей $f_2=1\text{ГГц}$ с индексом $\beta=25-45$ может быть использовано для разработки ЭММ поиска углеводородов.

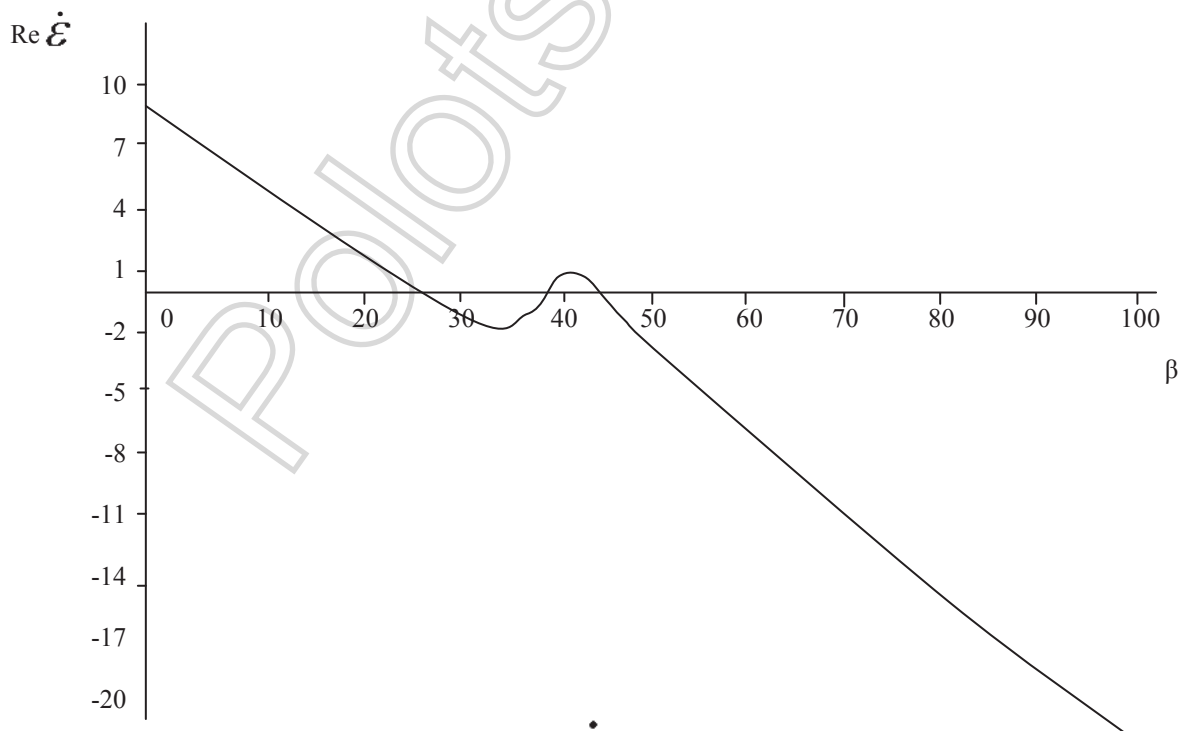


Рис. 2.27. Зависимости $\text{Re } \dot{\mathcal{E}}_R = \gamma \beta$ при $f_2=1\text{ГГц}$.

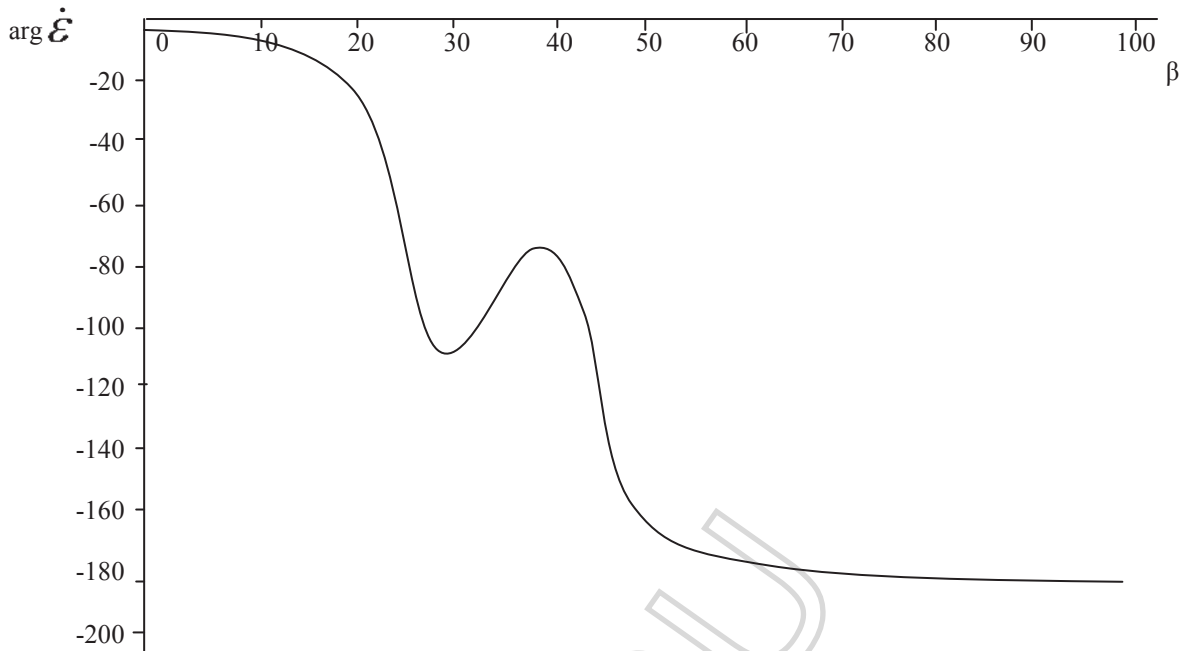


Рис.2.28. Зависимости $\arg \epsilon_R = \gamma \beta$ при $f_2=1\text{ГГц}$

В таблице 2.3 представлены расчетные значения частот, при которых $\text{Re } \epsilon_{\dots} = 0$ для случая ЧМ-сигналов.

Таблица 2.3

Расчетные значения частот $f_{2Ц}$, $f_{2П}$ для ЧМ-сигналов

F_1 , МГц	β	$F_{2Ц}$, Гц	$F_{2П}$, Гц
10	0,1	1.76165E+6	1.14799E+8
	0,5	2.57168E+6	6.37543E+7
	1	4.02059E+6	4.84879E+7
	10	9.17616E+6	2.04799E+7
	100	3.91767E+6	5.98233E+6
100	0,1	1.79256E+6	2.11519E+8
	0,5	3.13477E+6	1.72534E+8
	1	1.27142E+7	1.53332E+8
	10	9.01793E+7	1.11152E+8
	100	2.42684E+6	1.0132E+8

Из табл. 2.3 видно, что при индексах ЧМ $\beta=0,1\dots 10$ частота резонансного взаимодействия $f_{2Ц}$ увеличивается, а при $\beta=100\dots 1000$ происходит её уменьшение. При увеличении β происходит уменьшение частоты $f_{2П}$, за исключением значения $\beta=10^3$ при частоте модуляции $F_1=10\text{МГц}$, где происходит увеличение частот электронного плазменного резонанса.

2.3.3. Анализ взаимодействия АЧМ-сигналов с АС

Тензор диэлектрической проницаемости имеет вид (1.44). Компоненты $\tilde{\epsilon}$ были проанализированы на ЭВМ для тех же значений ϵ_r , σ_r , $v_{эффе}$ и N_e , что и в предыдущих случаях.

Численные исследования показали, что $\text{Re } \dot{\epsilon}_{\dots} \approx \text{Re } \dot{\epsilon}_{\dots}$ и $\text{arg } \dot{\epsilon}_{\dots} \approx \text{arg } \dot{\epsilon}_{\dots}$.

Как видно из рис. 2.29 КЭ $\text{Re } \dot{\epsilon}_{\dots}$ при частоте несущего колебания $f=(10^5 \dots 10^6)$ Гц не изменяется и примерно равен нулю, причём влияние частоты модуляции АМ на диэлектрическую проницаемость на этом отрезке частот практически отсутствует. В диапазоне частот $f=(10^6 \dots 10^9)$ Гц изменение коэффициента k_m и частоты модуляции F приводит к существенному изменению величины $\text{Re } \dot{\epsilon}_{\dots}$. Увеличение частоты модуляции и коэффициента АМ приводит к уменьшению $|\text{Re } \dot{\epsilon}_{\dots}|$ и изменению частот $f_{2Ц}$ и $f_{2П}$. Так, при $F=1$ МГц, $k_m=0,5$ происходит уменьшение $f_{2Ц}$ и увеличение $f_{2П}$, а для $F=10$ МГц, $k_m=1$ – увеличение и $f_{2Ц}$ и $f_{2П}$ по сравнению со значениями частот для $F=100$ кГц и $k_m=0,1$. Индекс ЧМ β не влияет на КЭ $\text{Re } \dot{\epsilon}_{\dots}$ и $\text{Re } \dot{\epsilon}_{\dots}$.

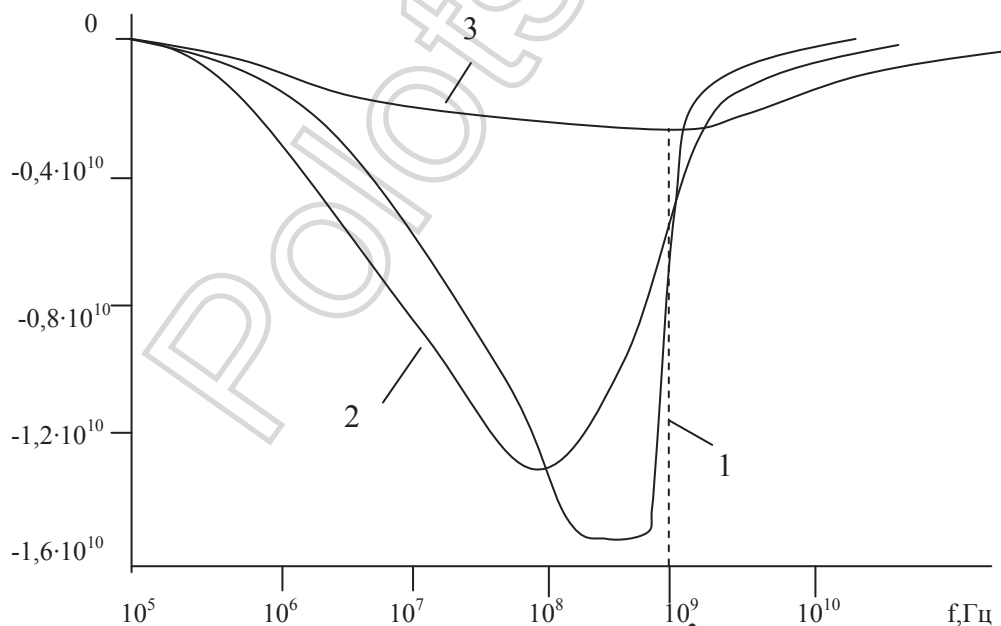


Рис. 2.29. Зависимости $\text{Re } \dot{\epsilon}_{\dots} = \rho(f)$:

- 1 – для $F=100$ кГц, $k_m=0,1$;
- 2 – для $F=1$ МГц, $k_m=0,5$;
- 3 – для $F=10$ МГц, $k_m=1$.

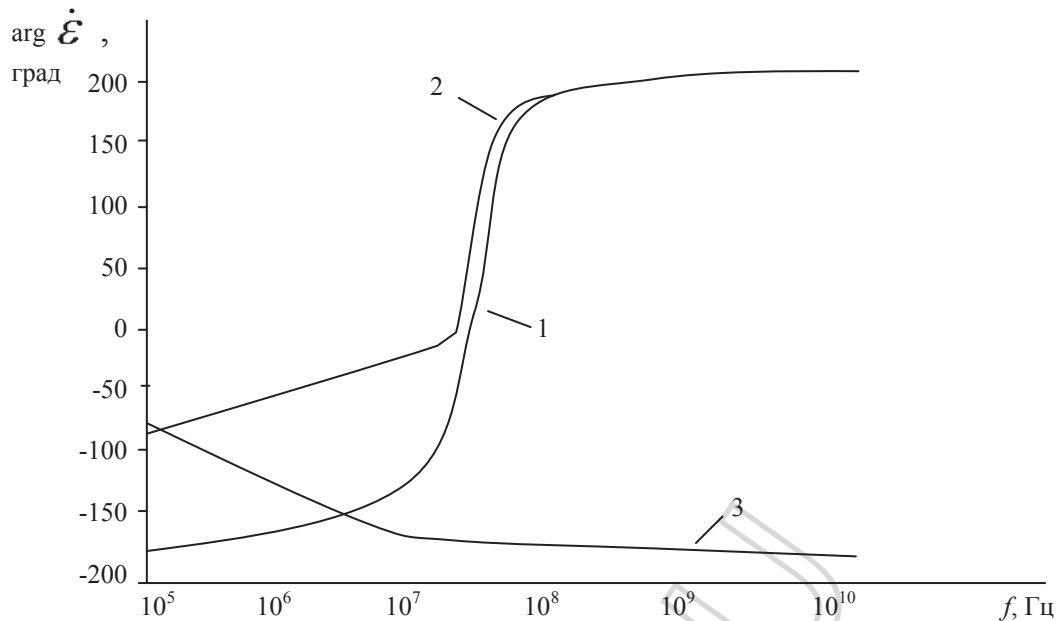


Рис. 2.30. Зависимости $\arg \dot{\epsilon}_{\perp} = \varphi(f)$:

- 1 – для $F=100\text{кГц}$, $\beta=10$, $k_m=0,1$;
- 2 – для $F=10\text{МГц}$, $\beta=10$, $k_m=1$;
- 3 – для $F=10\text{МГц}$, $\beta=10$, $k_m=1$.

Как видно из рис. 2.30 значение $\arg \dot{\epsilon}_{\perp}$ изменяется от -185° до -130° на отрезке частот $10^5 \dots 10^7$ Гц, а дальше происходит резкое увеличение фазы до нуля (при $f \approx 2,5 \cdot 10^7$ Гц) и до 180° (при $f \approx 10^8$ Гц) при $F=100\text{кГц}$, $\beta=10$ и $k_m=0,1$. При дальнейшем увеличении частоты несущего колебания фаза остаётся неизменной. Для $F=10\text{МГц}$, $\beta=10$ и $k_m=1$ характер изменения $\arg \dot{\epsilon}_{\perp}$ остаётся прежним, за исключением численных значений. При увеличении индекса ЧМ до значения $\beta=100$ при неизменных F и k_m происходит уменьшение фазы от -80° до -170° на отрезке $10^5 \dots 10^7$ Гц. Дальнейшее увеличение частоты практически не оказывает влияния на величину $\arg \dot{\epsilon}_{\perp}$. При $\beta=100$ и частоте модуляции $F=100\text{кГц} \dots 1\text{МГц}$ $\arg \dot{\epsilon}_{\perp} \approx -180^{\circ}$ во всём диапазоне частот.

Анализ зависимостей $\text{Re} \dot{\epsilon}_{\perp} = \varphi(k_m)$ показывает, что при $k_m=0 \dots 0,4$ (рис.2.31) величина $\text{Re} \dot{\epsilon}_{\perp}$ остаётся постоянной. Дальнейшее увеличение k_m приводит к росту КЭ тензора диэлектрической проницаемости. Особенно заметное влияние этого коэффициента наблюдается при значениях $k_m=0,9 \dots 1,0$. На фазу КЭ (рис.2.32) оказывает влияние очень маленькие значения коэффициента АМ ($k_m \approx 0 \dots 0,01$).

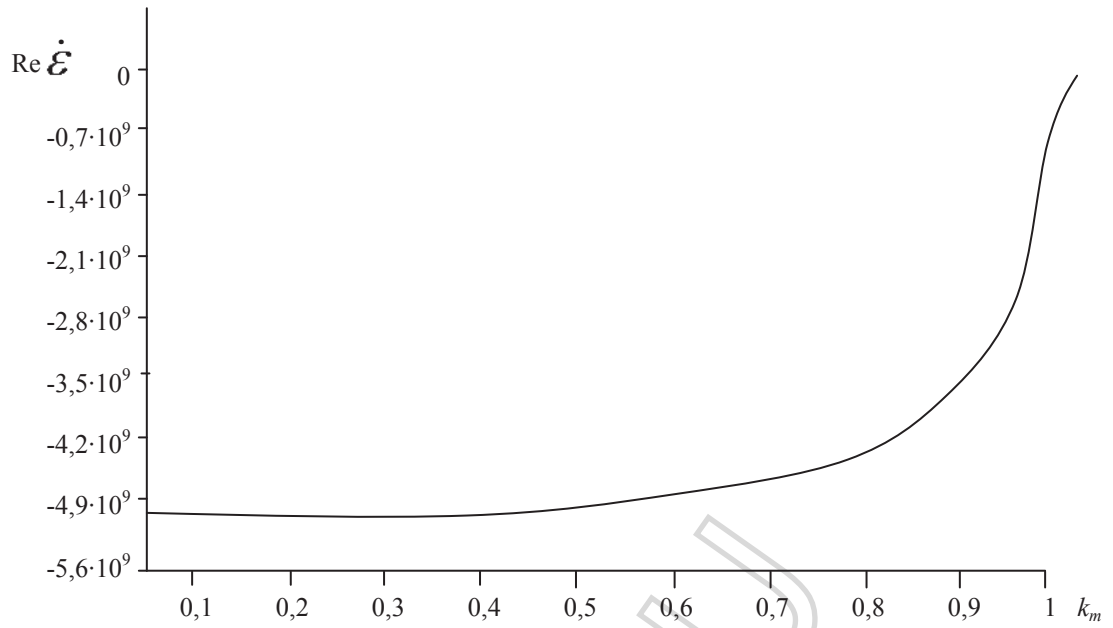


Рис. 2.31. Зависимости $\text{Re } \dot{\mathcal{E}} = \gamma(k_m)$.

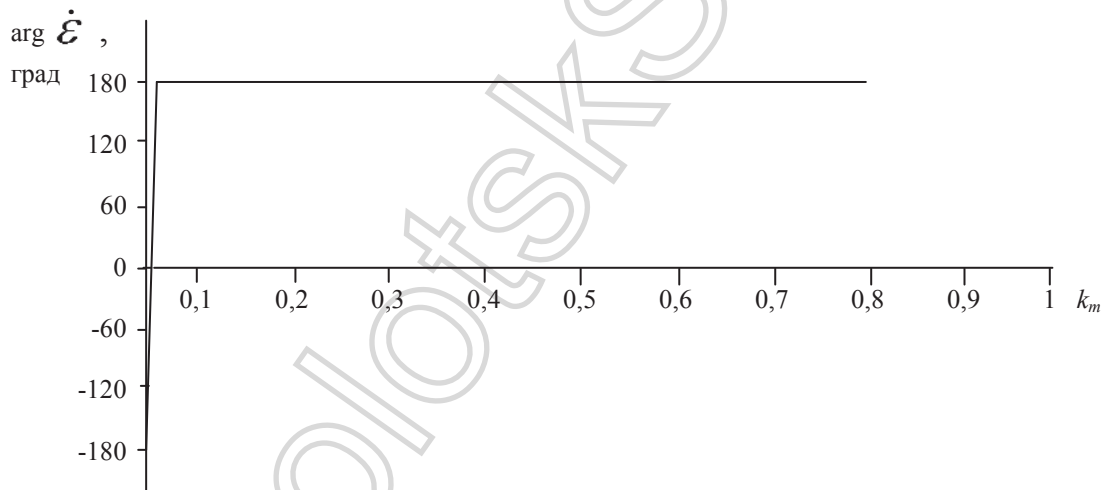


Рис. 2.32. Зависимости $\text{arg } \dot{\mathcal{E}} = \gamma(k_m)$.

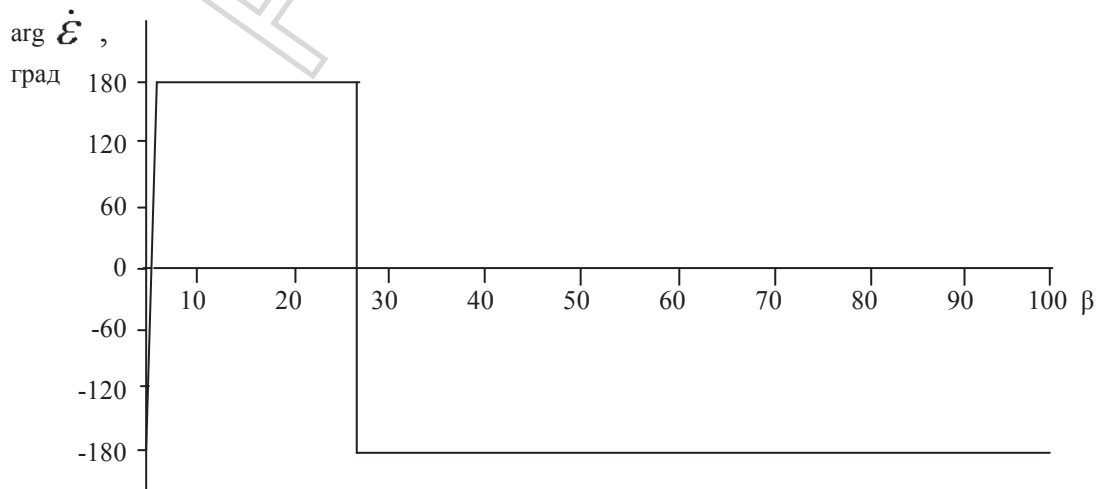


Рис. 2.33. Зависимости $\text{arg } \dot{\mathcal{E}}_R = \gamma(\beta)$.

Как видно из рис. 2.33 влияние индекса ЧМ на фазу КЭ наиболее существенно при $\beta=0...3$, когда фаза $\arg \dot{\mathcal{E}}_{\dots}$, резко изменяется от -180^0 до 180^0 , и при $\beta \approx 25...28$, когда фаза изменяется от 180^0 до -180^0 . При $\beta=3...25$ значение $\arg \dot{\mathcal{E}}_{\dots} = 180^0$, а при $\beta=25...100$ $\arg \dot{\mathcal{E}}_{\dots} = -180^0$.

2.4. Выводы

1. Анализ процесса взаимодействия двухчастотных ЭМВ со средой над УВЗ показывает эффективность использования режима мощного НЧ- и маломощного ВЧ-сигналов. Показано, что увеличение соотношения частот приводит к возрастанию частоты циклотронного электронного резонанса и несущественному уменьшению плазменного резонанса взаимодействия сложной ЭМВ и среды над УВЗ. Изменяя частоту одного из источников формирования поля, можно искусственно изменять частоты резонансного взаимодействия.
2. Закономерности трансформации частотных зависимостей комбинированных элементов при изменении k_{ω} и k_E для двух режимов амплитудно-частотного соотношения двухчастотной ЭМВ имеют отличия, сводящиеся к различию смещений частот резонансного взаимодействия.
3. Анализ аргумента компонентов тензора диэлектрической проницаемости при воздействии АМ-сигнала, определяющего процесс распространения ЭМВ в среде, свидетельствует о трансформации её поляризационной характеристики.
4. В режиме взаимодействия ЧМ-сигналов с АС изменение индекса ЧМ приводит к смещению частот циклотронного электронного и электронно-плазменного резонансов.
5. В режиме взаимодействия АЧМ-сигналов с АС изменения частоты модуляции и коэффициента АМ приводят к изменению частот циклотронного электронного и электронно-плазменного резонансов. Индекс ЧМ влияет на фазу комбинированных элементов, коэффициент АМ приводит к изменению как комбинированных элементов тензора диэлектрической проницаемости, так и их фаз (только при $k_m \approx 0...0,01$).

3. АНАЛИЗ ОТРАЖАТЕЛЬНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК СРЕДЫ НАД УВЗ ПРИ ДВУХЧАСТОТНОМ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ

В данной главе исследуется процесс взаимодействия ЭМВ с электродинамической моделью среды над УВЗ на основе существующей теории взаимодействия ЭМВ и плазмopodobных сред. Приводится анализ частотных зависимостей контраста коэффициентов отражения между анизотропной неоднородностью и однородной ПП в режимах мощного НЧ- и мощного ВЧ-сигналов. Исследуются компоненты матрицы поверхностного импеданса АС. Полученные результаты позволяют осуществить качественную оценку использования двухчастотных и модулированных ЭМВ при оптимизации методов электромагнитного поиска и оконтуривания УВЗ.

Основные результаты главы содержатся в работах [72, 73, 75, 82, 94].

3.1. Общие положения

Для выделения материальных объектов на фоне окружающей среды на практике как правило используются отражательные характеристики, служащие инструментом для оптимизации электрических параметров зондирующего сигнала [83]. Исследуемую залежь углеводородов можно представить в виде анизотропной неоднородности на трассе связи.

В общем случае пространственная ориентация внешней нормали к границе раздела сред и волнового вектора \vec{k} является произвольной (рис. 3.1) и процесс взаимодействия ЭМВ с локальным включением на трассе РРВ можно представить в виде режима наклонного падения плоской волны с вертикальной поляризацией на безграничную поверхность с анизотропным импедансом (в приближении больших характерных размеров неоднородности по сравнению с длиной волны зондирующего сигнала).

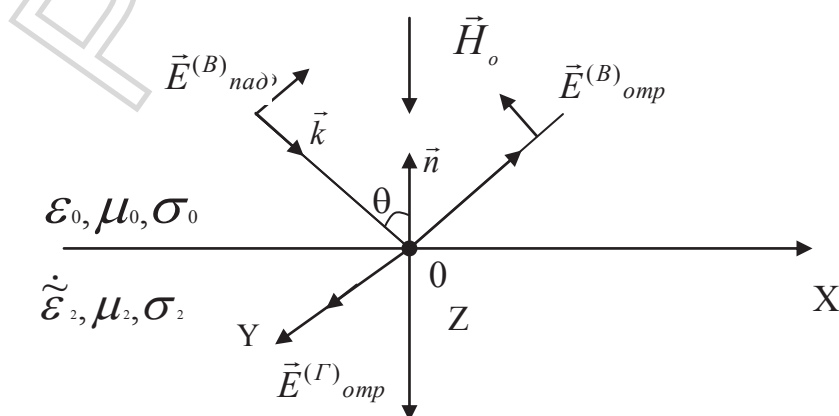


Рис. 3.1. Геометрия задачи для ЭМВ с вертикальной поляризацией поля

Появление кроссполяризационной компоненты в структуре поля отраженной от анизотропной неоднородности плоской волны с заданной линейной поляризацией приводит к необходимости исследования пары коэффициентов Френеля $R_{\text{ВВ}}$, $R_{\text{ВГ}}$ для вертикальной и $R_{\text{ГГ}}$, $R_{\text{ГВ}}$ для горизонтальной поляризации падающей волны. В случае вертикальной поляризации ЭМВ для выбранной системы координат справедливы следующие соотношения [84]:

$$\begin{aligned}
 E_x &= E_{x_{\text{пад}}} + E_{x_{\text{отр}}} = E_o (1 - R_{\text{ВВ}}) \cos \Theta \\
 E_y &= -E_o R_{\text{ВГ}} \\
 H_x &= \frac{E_o}{Z_o} R_{\text{ВГ}} \cos \Theta \\
 H_y &= \frac{E_o}{Z_o} (1 + R_{\text{ВВ}})
 \end{aligned} \tag{3.1}$$

и импедансные граничные условия [85]

$$\begin{aligned}
 E_x &= -Z_o (Z_{11} H_x - Z_{12} H_y), \\
 E_y &= -Z_o (Z_{21} H_x - Z_{22} H_y), \\
 Z_{11} &= Z_{22} = -\frac{1}{j2\sqrt{\epsilon_R \epsilon_L}} (\sqrt{\epsilon_R} - \sqrt{\epsilon_L}), \\
 Z_{12} &= Z_{21} = \frac{1}{2\sqrt{\epsilon_R \epsilon_L}} (\sqrt{\epsilon_R} + \sqrt{\epsilon_L})
 \end{aligned} \tag{3.2}$$

где E_o , Θ – амплитуда падающей волны и угол падения ЭМВ относительно внешней нормали \vec{n} ,

$E_{x,y}$, $H_{x,y}$ – проекции падающей и отраженной волны на соответствующие координатные оси,

Z_o – характеристическое сопротивление среды, окружающей анизотропную неоднородность.

Коэффициенты Френеля находятся путем совместного решения уравнений (3.1) и (3.2):

$$\begin{aligned}
\dot{R}_{\text{BB}} &= \frac{\dot{a}_1 \cos\Theta + \dot{a}_3 (\cos^2\Theta - 1)}{\dot{a}_2 \cos\Theta + \dot{a}_3 (\cos^2\Theta + 1)} = |R_{\text{BB}}| \cdot \exp(j\varphi_{\text{BB}}), \\
\dot{R}_{\text{ГГ}} &= \frac{\dot{a}_4 \cos\Theta - \dot{a}_2 (\cos^2\Theta + 1)}{(1 + \dot{a}_1) [\dot{a}_2 \cos\Theta + \dot{a}_3 (\cos^2\Theta + 1)]} = |R_{\text{ГГ}}| \cdot \exp(j\varphi_{\text{ГГ}}), \\
\dot{R}_{\text{ГВ}} = \dot{R}_{\text{ВГ}} &= \frac{2(\dot{a}_2 - 1)\dot{a}_3 \cos\Theta}{\dot{a}_2 \cos\Theta + \dot{a}_3 (\cos^2\Theta + 1)} = |R_{\text{ВГ}}| \cdot \exp(j\varphi_{\text{ВГ}}), \\
\dot{a}_{1,2} &= \sqrt{\varepsilon_R \varepsilon_L} \mp 1, \\
\dot{a}_3 &= \sqrt{\varepsilon_R} + \sqrt{\varepsilon_L}, \\
\dot{a}_4 &= \varepsilon_R + 2\varepsilon_R \varepsilon_L + \varepsilon_L,
\end{aligned} \tag{3.3}$$

где R_{BB} , $R_{\text{ГГ}}$, $R_{\text{ВГ}}$, $R_{\text{ГВ}}$ – модули, φ_{BB} , $\varphi_{\text{ГГ}}$, $\varphi_{\text{ВГ}}$, $\varphi_{\text{ГВ}}$ – фазы коэффициентов отражения.

Выражения (3.3) учитывают возникающие в структуре отраженной волны кроссполяризационные искажения, что приводит к смещению траектории луча относительно направления распространения падающей волны. В случае использования круговой поляризации, принимаемая ЭМВ будет иметь эллиптическую в общем случае поляризацию, а возникающие при этом поляризационные искажения за счет влияния анизотропной неоднородности могут быть оценены коэффициентом эллиптичности [86].

3.2. Исследование отражательных характеристик АС

Отражательную способность среды над залежью углеводородов при воздействии ЭМВ с линейной поляризацией в режиме двухчастотного взаимодействия можно оценить по контрасту коэффициентов отражения между АС и ПП по формуле [86]:

$$\Delta R = 20 \lg |R_p - R_{\text{BB}}| \tag{3.4}$$

Значение коэффициента подстилающей среды R_p с конечной диэлектрической проницаемостью ε_p и проводимостью σ_p для ЭМВ с вертикальной поляризацией определяется по формуле [44]:

$$R_p = \frac{\varepsilon_p \sin \Theta - \sqrt{\varepsilon_p - \cos^2 \Theta}}{\varepsilon_p \sin \Theta + \sqrt{\varepsilon_p - \cos^2 \Theta}} = R_p \exp j\varphi_p, \quad (3.5)$$

где $\varepsilon_p = \varepsilon_p - j \frac{\sigma_p}{\omega \varepsilon_0}$ - комплексная диэлектрическая проницаемость подстилающей поверхности.

Исследование частотных зависимостей модулей и фаз коэффициентов Френеля проведено в широком диапазоне частот для случая падения ЭМВ с вертикальной поляризацией на анизотропную неоднородность при углах падения $\theta=0^\circ, 15^\circ, 30^\circ, 45^\circ, 60^\circ$ и 85° . При этом концентрация частиц, частоты столкновений, диэлектрическая проницаемость и электрическая проводимость диэлектрического наполнителя среды выбирались такими же, как и для исследований компонентов тензора среды над УВЗ.

3.2.1. Отражательные характеристики при двухчастотном взаимодействии с АС в режиме мощного НЧ сигнала

На рис. 3.2 – 3.5 представлены частотные зависимости модуля $|R_{\text{ВВ}}|$ и фазы $\varphi_{\text{ВВ}}$ при $\theta=0^\circ$ для различных соотношений частот и амплитуд двух воздействующих сигналов, рассчитанных по формулам (3.3).

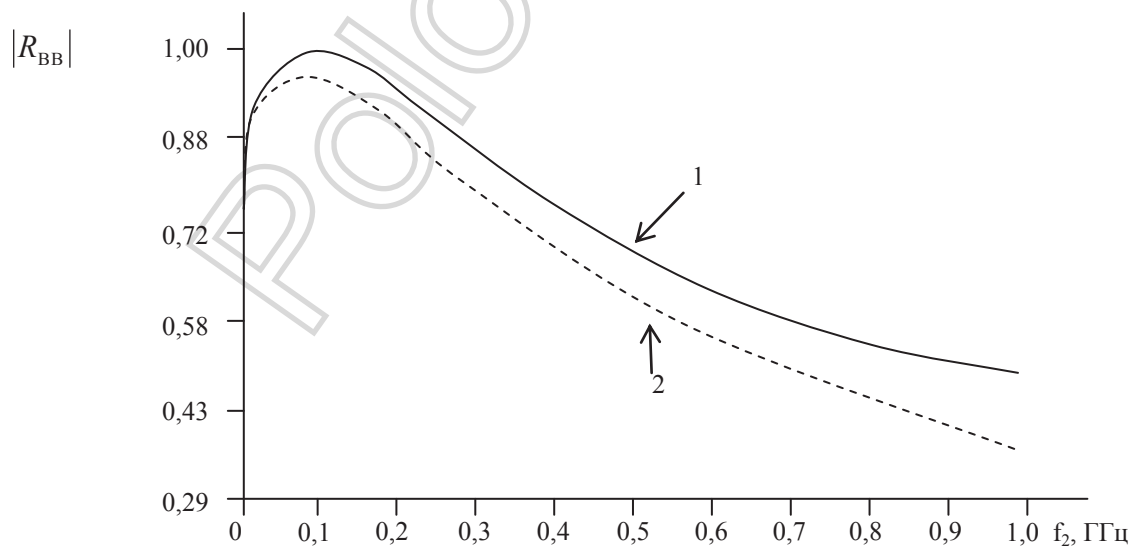


Рис. 3.2. Зависимости $|R_{\text{ВВ}}| = \varphi(f_2)$ при нормальном падении:
 1- для $k_\omega=10^{-6}, k_E=10^{-6}$;
 2- для $k_\omega=10^{-6}, k_E=10^{-1}$.

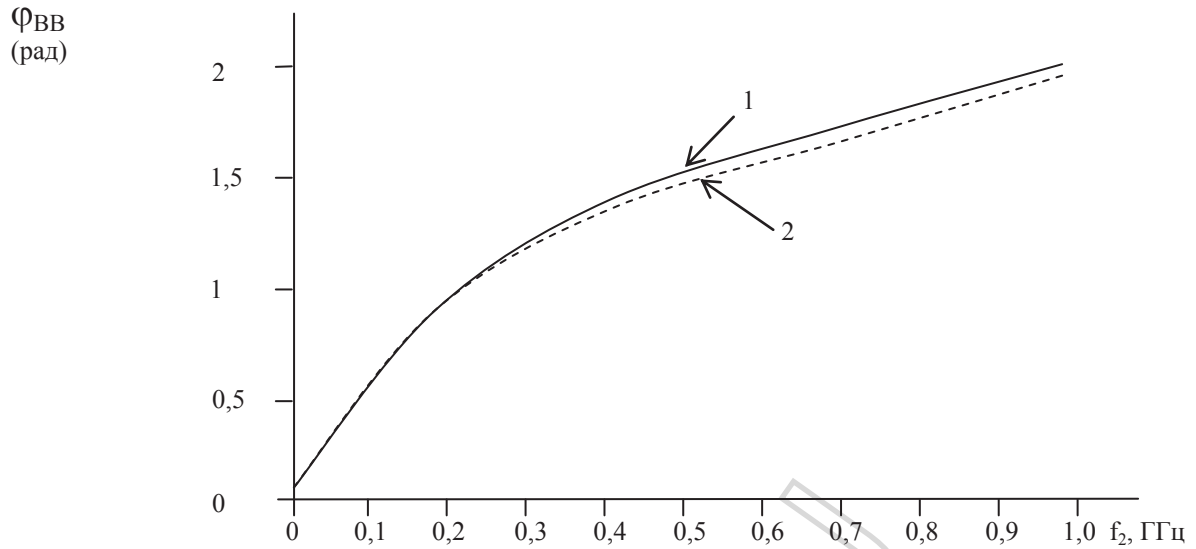


Рис. 3.3. Зависимости $\varphi_{\text{ВВ}} = \varphi(f_2)$ при $\theta=0^\circ$:

- 1- для $k_\omega=10^{-6}, k_E=10^{-6}$;
 2- для $k_\omega=10^{-6}, k_E=10^{-1}$.

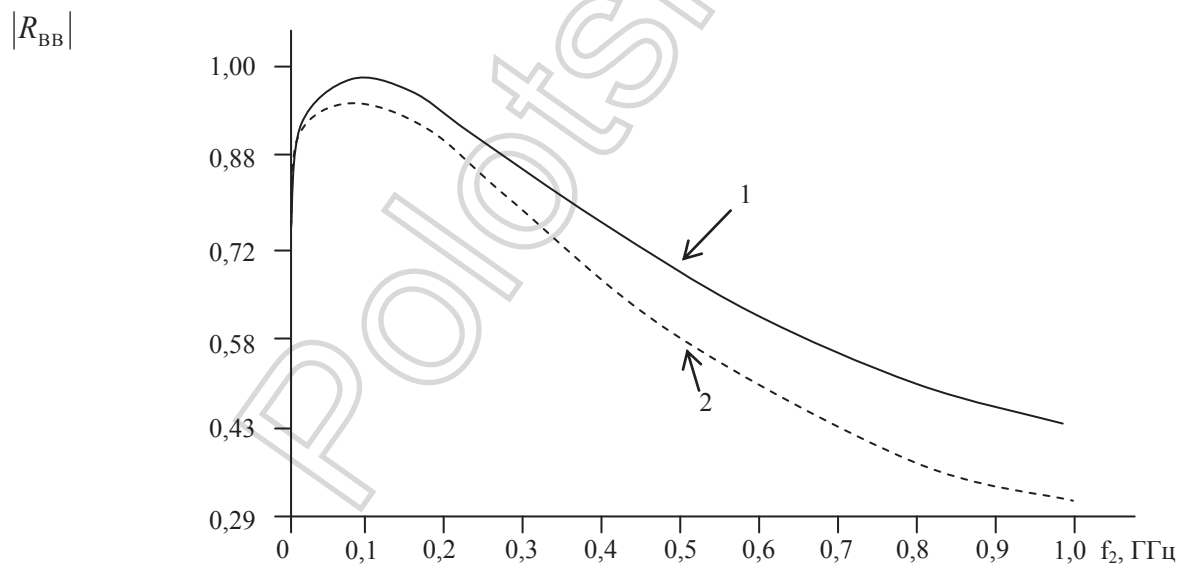


Рис. 3.4. Зависимости $|R_{\text{ВВ}}| = \varphi(f_2)$ при нормальном падении:

- 1- для $k_\omega=10^{-1}, k_E=10^{-6}$;
 2- для $k_\omega=10^{-1}, k_E=10^{-1}$.

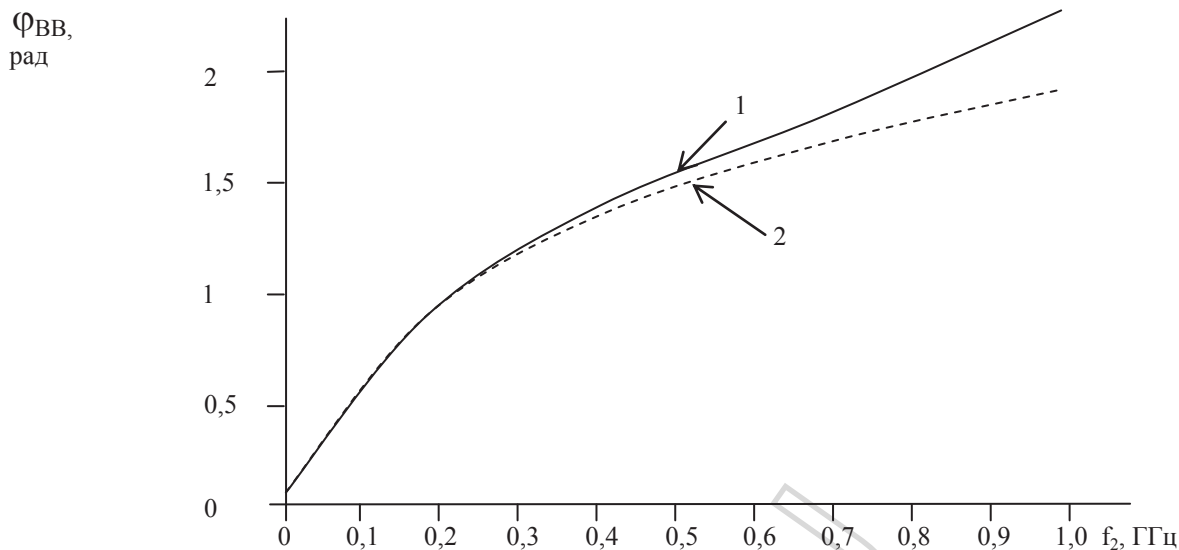


Рис. 3.5. Зависимости $\varphi_{ВВ} = \varphi(f_2)$ при нормальном падении:

- 1- для $k_{\omega} = 10^{-1}$, $k_E = 10^{-6}$;
 2- для $k_{\omega} = 10^{-1}$, $k_E = 10^{-1}$.

В исследуемом диапазоне частот наблюдается неравномерный характер изменения $|R_{ВВ}|$. Модуль коэффициента отражения имеет максимальное значение, равное 1,0 в диапазоне частот от 100 до 200 МГц. На частотах в диапазоне от 100 кГц до 100 МГц наблюдается рост этого коэффициента от 0,8 до 1,0, а на частотах выше 200 МГц – плавное уменьшение от 1,0 до 0,3-0,4 на частоте $f_2 = 1$ ГГц. Величина $|R_{ВВ}|$ зависит от соотношения амплитуд и частот взаимодействующих сигналов со средой над залежью, т.е. от параметров k_{ω} , k_E . Влияние коэффициента k_{ω} сказывается незначительно, наибольшие отличия величин $|R_{ВВ}|$ получаются при небольших значениях k_{ω} , например, равном 10^{-1} , а при $k_{\omega} = 10^{-3}$ и $k_{\omega} = 10^{-6}$ отличия характеристик практически не существенны. Влияние амплитуд взаимодействующих волн, т.е. параметра k_E проявляется более заметно. Например, при $k_{\omega} = 10^{-6}$ на частоте $f_2 = 1$ ГГц наблюдается уменьшение $|R_{ВВ}|$ до значения 0,36 при $k_E = 10^{-1}$ и до значения 0,50 при $k_E = 10^{-6}$. В целом характер изменения величины $|R_{ВВ}|$ от частоты f_2 при различных коэффициентах k_E и k_{ω} имеет одинаковый вид.

Фазо-частотные характеристики $\varphi_{ВВ} = \varphi(f_2)$ нелинейно изменяются от значений 0,05 рад на частоте $f_2 = 10^6$ Гц до 1,8-1,9 рад на частоте $f_2 = 1$ ГГц. Влияние параметров k_{ω} и k_E сказывается несущественно на изменение фазы. При $k_{\omega} = 10^{-3}$ все характеристики практически сливаются в одну линию. Наиболее заметно отличие характеристик при $k_{\omega} = 10^{-1}$, т.е. при незначительном разное частот f_1 и f_2 .

Влияние угла падения θ практически не заметно при $\theta = 15^\circ$, $\theta = 30^\circ$. При дальнейшем увеличении θ происходит некоторое изменение

характеристик, а при $\theta=85^\circ$ $|R_{\text{ВВ}}|=1$ для всех значений частот f_2 , а аргумент этой величины $\varphi_{\text{ВВ}}=-\pi$ при всех значениях частоты f_2 .

На рис. 3.6-3.13 представлены частотные зависимости $|R_{\text{ГГ}}|$ от частоты f_2 . При её изменении от 1 МГц до 200 МГц наблюдается рост величины $|R_{\text{ГГ}}|$ до значения 1,0 и затем постепенное уменьшение. Так на частоте $f_2 = 1$ ГГц при $\theta=0^\circ$, $k_\omega=10^{-6}$ и $k_E=10^{-6}$ $|R_{\text{ГГ}}|=0,56$, а при $k_\omega=10^{-6}$ и $k_E=10^{-1}$ $|R_{\text{ГГ}}|=0,39$. Фаза этого коэффициента возрастает от 0 рад на частоте $f_2 = 1$ МГц до 2-2,2 рад на частоте $f_2 = 1$ ГГц. Вариация k_E не сказывается на изменении фазы коэффициента отражения $R_{\text{ГГ}}$, но существенна для его модуля. При уменьшении k_E , т.е. использовании маломощного ВЧ-сигнала, наблюдается уменьшение коэффициента отражения. При уменьшении параметра k_ω общий вид характеристик сохраняется, за исключением численных значений параметров $|R_{\text{ГГ}}|$ и $\varphi_{\text{ГГ}}$. На фазовых характеристиках большая контрастность проявляется при $k_\omega=10^{-1}$. Величина $|R_{\text{ГГ}}|$ при одновременном уменьшении k_ω и k_E частично может уменьшаться, так, например, при $k_\omega=10^{-1}$, $k_E=10^{-1}$ $|R_{\text{ГГ}}|=0,39$ на частоте $f_2 = 800$ МГц.

Отличие значения $|R_{\text{ГГ}}|$ при $k_\omega=10^{-6}$ и $k_E=10^{-1}$ составляет величину $\Delta R_{\text{ГГ}}=0,03$ на частоте $f_2=100$ МГц, $\Delta R_{\text{ГГ}}=0,09$ – на частоте $f_2=500$ МГц, $\Delta R_{\text{ГГ}}=0,13$ – на частоте $f_2=1$ ГГц, т.е. наблюдается линейный характер зависимости $\Delta R_{\text{ГГ}}=\psi(f_2)$.

Величина $\varphi_{\text{ГГ}}=2,5$ рад при $k_\omega=10^{-1}$, $k_E=10^{-1}$ на частоте $f_2 = 1$ ГГц.

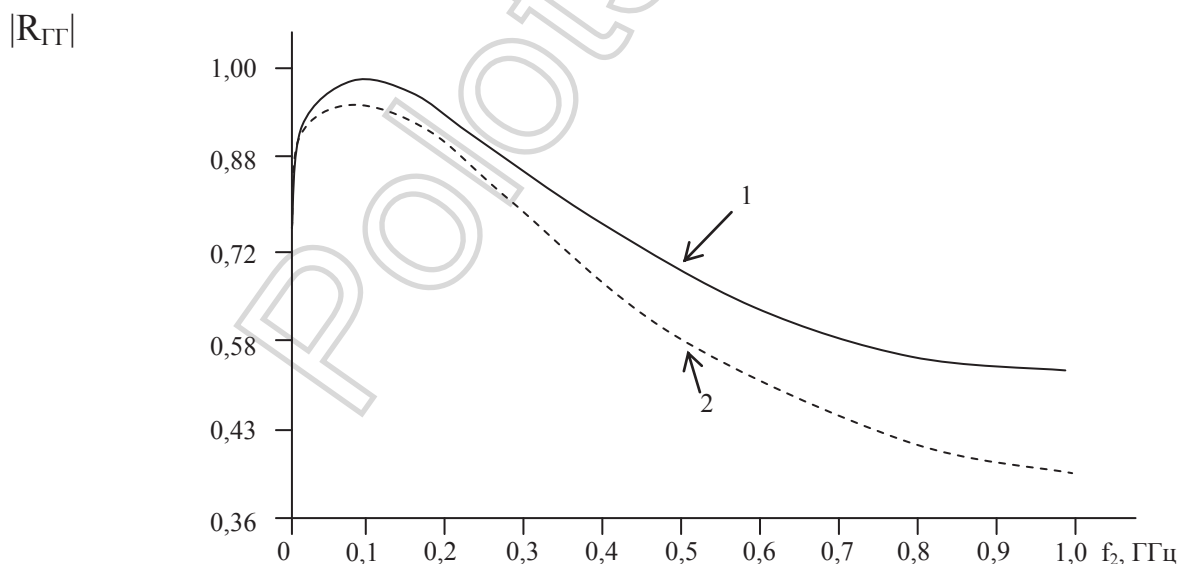


Рис. 3.6. Зависимости $|R_{\text{ГГ}}|=\varphi(f_2)$ при $\theta=0^\circ$:

- 1- для $k_\omega=10^{-6}$, $k_E=10^{-6}$;
- 2- для $k_\omega=10^{-6}$, $k_E=10^{-1}$.

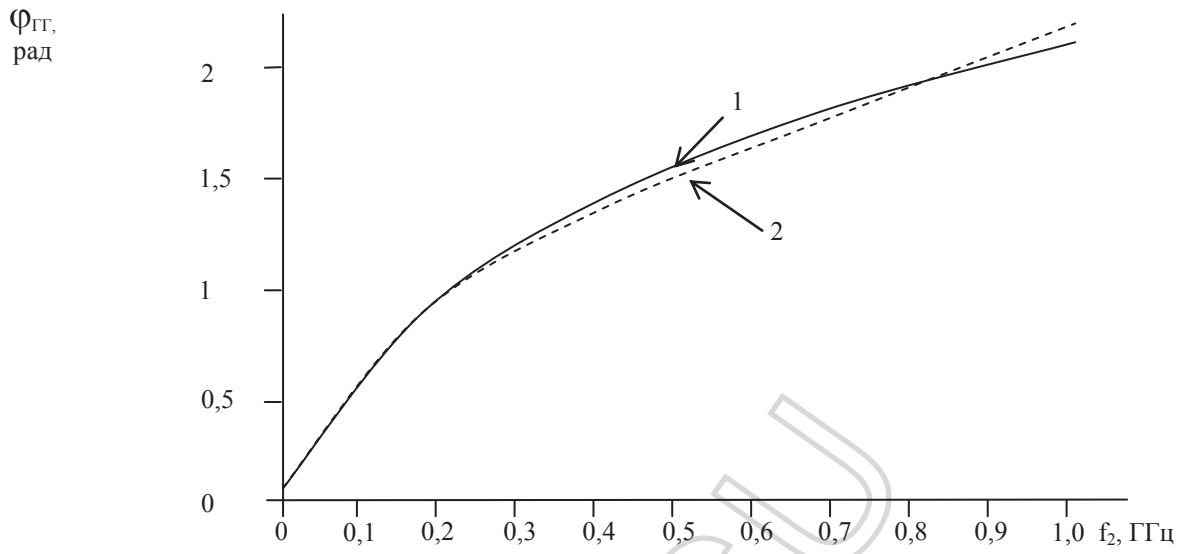


Рис. 3.7. Зависимости $\varphi_{\Gamma\Gamma} = \varphi(f_2)$ при $\theta=0^\circ$:

- 1- для $k_\omega=10^{-6}$, $k_E=10^{-6}$;
- 2- для $k_\omega=10^{-6}$, $k_E=10^{-1}$.

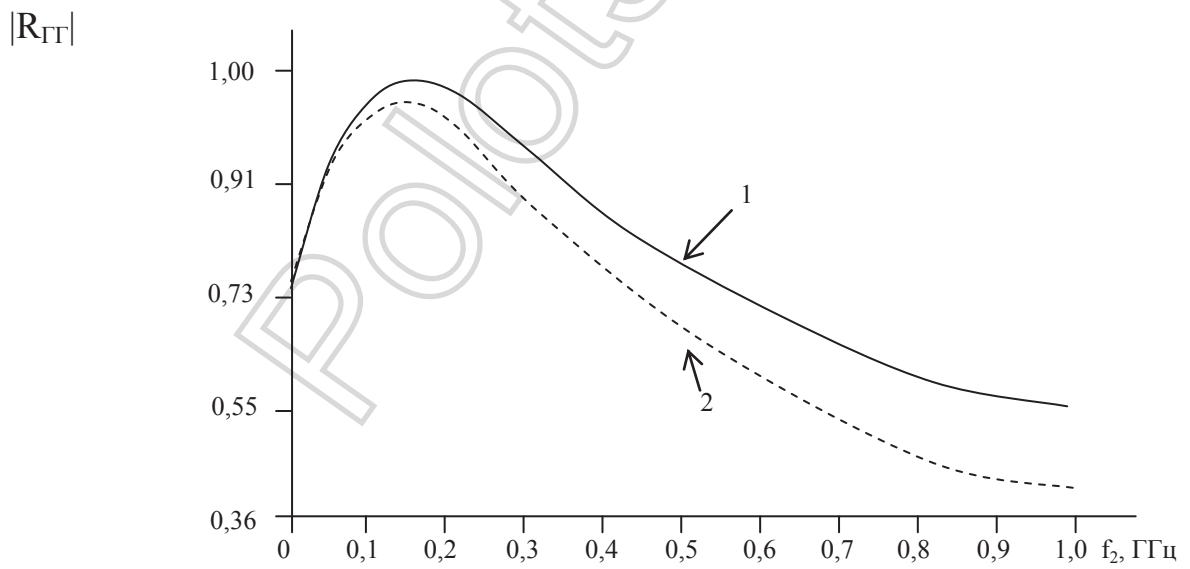


Рис. 3.8. Зависимости $|R_{\Gamma\Gamma}| = \varphi(f_2)$ при $\theta=0^\circ$:

- 1- для $k_\omega=10^{-3}$, $k_E=10^{-6}$;
- 2- для $k_\omega=10^{-3}$, $k_E=10^{-1}$.

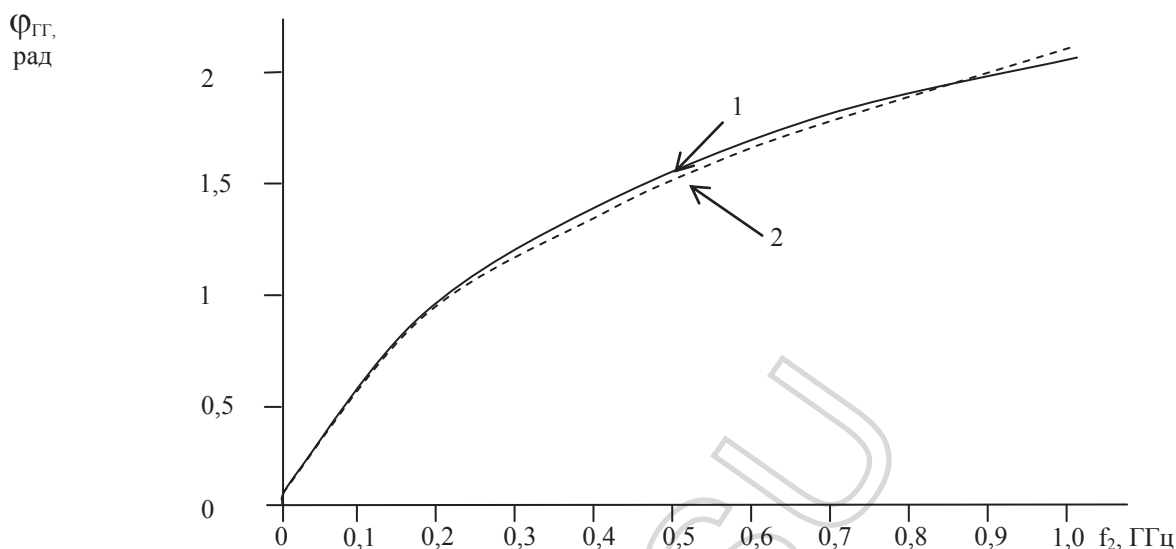


Рис. 3.9. Зависимости $\varphi_{ГГ} = \varphi(f_2)$ при $\theta=0^\circ$:

- 1- для $k_\omega=10^{-3}$, $k_E=10^{-6}$;
 2- для $k_\omega=10^{-3}$, $k_E=10^{-1}$.

Характерные зависимости величины $|R_{ГГ}|$ при $k_\omega=10^{-3}$ такие же, как и для $k_\omega=10^{-6}$, но с другими значениями. На отрезке $f_2=(200-800)$ МГц наблюдается влияние коэффициентов k_ω и k_E на фазу $\varphi_{ГГ}$. На фазовых характеристиках существует точка, где указанные выше коэффициенты не изменяют значения $\varphi_{ГГ}$. Так, при $k_\omega=10^{-6}$, это соответствует значению $f_2 \approx 850$ МГц, а при $k_\omega=10^{-3}$ – значению $f_2 \approx 900$ МГц.

При увеличении угла θ от 0° до 85° наблюдается изменение вышеуказанных характеристик. Особенно это проявляется при $\theta=85^\circ$. Так, при $k_\omega=10^{-1}$, $k_E=10^{-6}$ на частоте $f_2 = 1$ ГГц $|R_{ГГ}|=0,37$, а на частоте $f_2 = 400$ МГц $|R_{ГГ}|=0,15$. При $k_\omega=10^{-1}$, $k_E=10^{-1}$ $|R_{ГГ}|=0,14$ на частоте $f_2 = 400$ МГц и $|R_{ГГ}|=0,26$ на частоте $f_2 = 1$ ГГц. Фазовые характеристики при $\theta=85^\circ$ также ведут себя совершенно иначе. Так, на частоте $f_2 = 400$ МГц при $k_\omega=10^{-1}$, $k_E=10^{-1}$ $\varphi_{ГГ} = -2,30$ рад, а при $k_\omega=10^{-1}$, $k_E=10^{-6}$ $\varphi_{ГГ} = -2,33$ рад. На частоте $f_2 = 1$ ГГц при $k_\omega=10^{-1}$, $k_E=10^{-6}$ $\varphi_{ГГ} = -2,41$ рад, а при $k_\omega=10^{-1}$, $k_E=10^{-1}$ $\varphi_{ГГ} = -2,62$ рад. В районе частоты $f_2 \approx 700$ МГц данные характеристики пересекаются, что может быть использовано при построении фазовых методов обнаружения УВЗ.

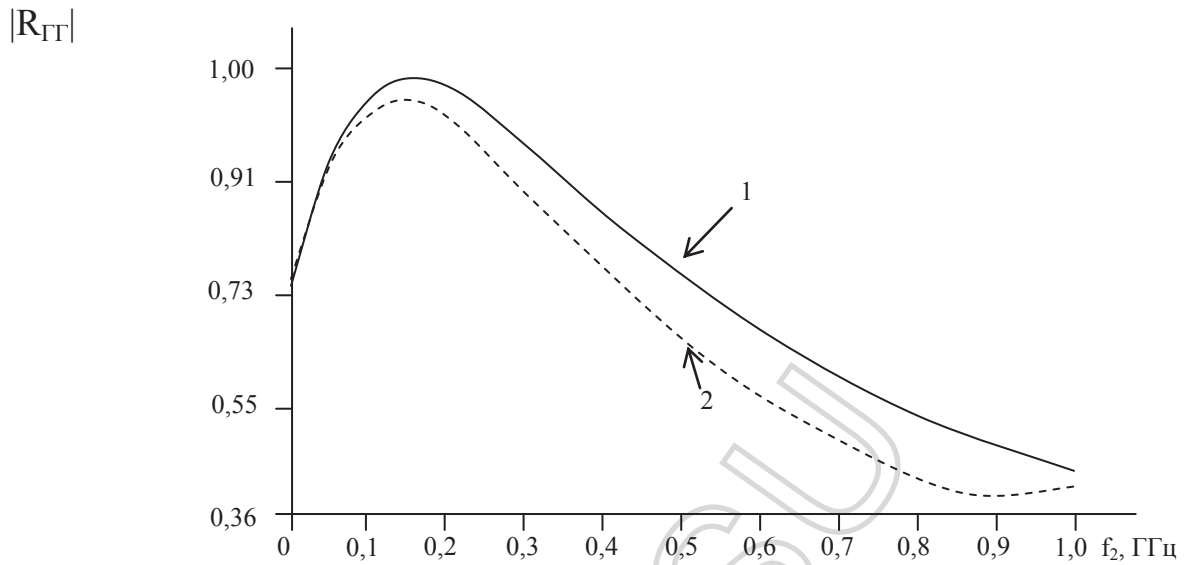


Рис. 3.10. Зависимости $|R_{\Gamma\Gamma}| = \varphi(f_2)$ при $\theta=0^\circ$:

1- для $k_\omega=10^{-1}$, $k_E=10^{-6}$;

2- для $k_\omega=10^{-1}$, $k_E=10^{-1}$.

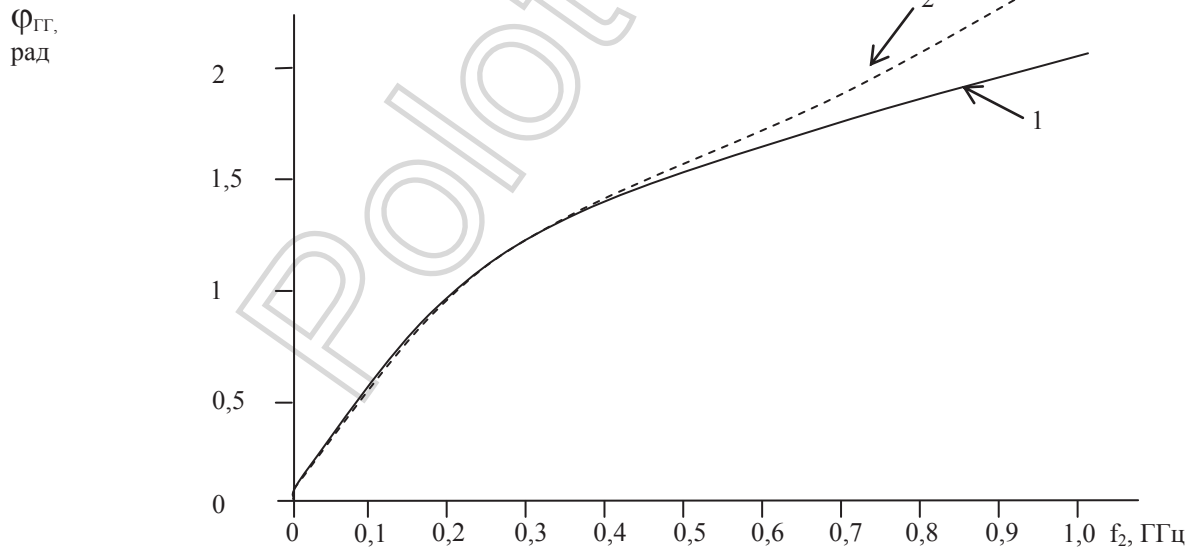


Рис. 3.11. Зависимости $\varphi_{\Gamma\Gamma} = \varphi(f_2)$ при $\theta=0^\circ$:

1- для $k_\omega=10^{-1}$, $k_E=10^{-6}$;

2- для $k_\omega=10^{-1}$, $k_E=10^{-1}$.

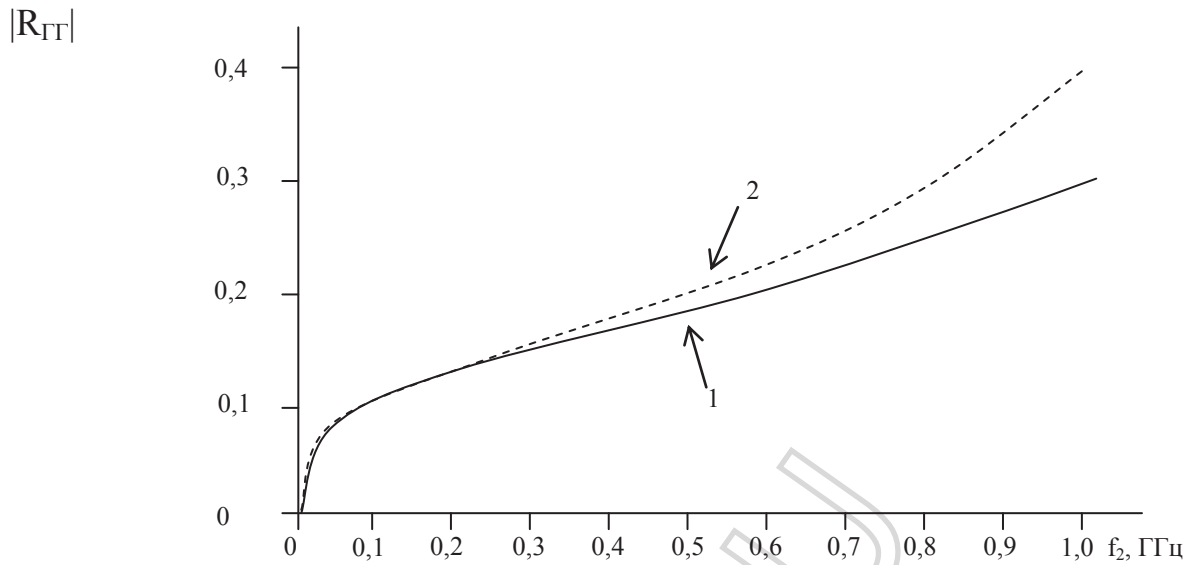


Рис. 3.12. Зависимости $|R_{ГГ}| = \varphi(f_2)$ при $\theta = 85^\circ$:
 1- для $k_\omega = 10^{-1}$, $k_E = 10^{-6}$;
 2- для $k_\omega = 10^{-1}$, $k_E = 10^{-1}$.

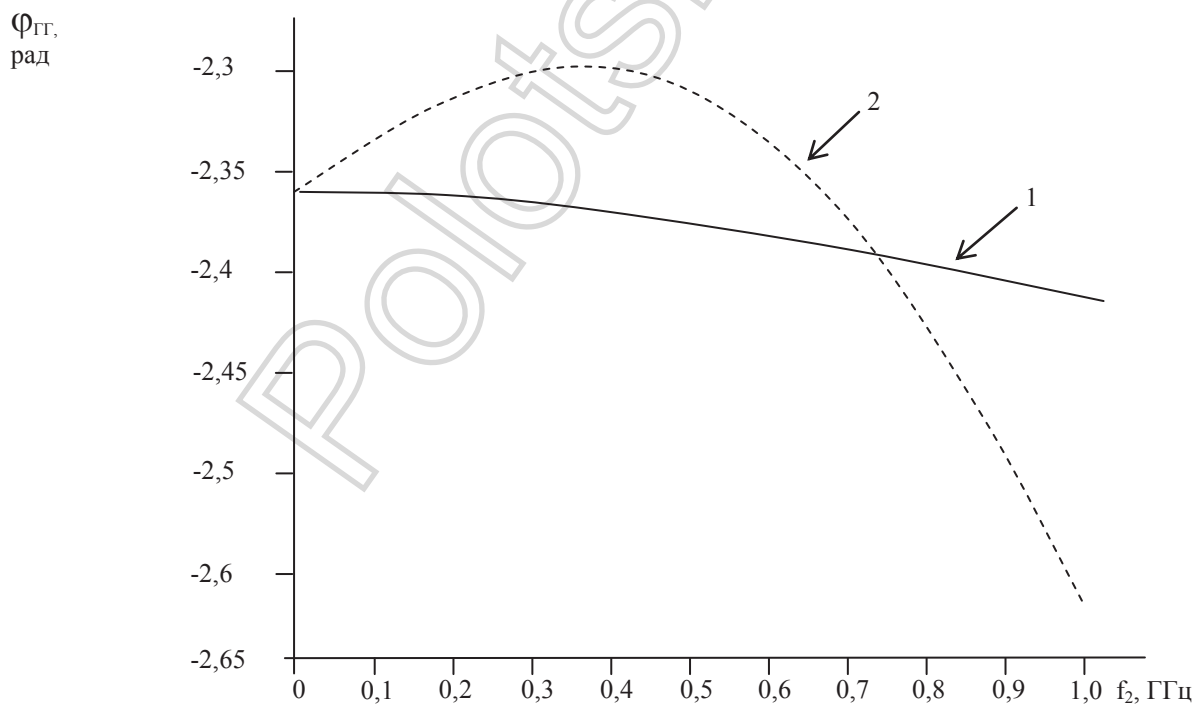


Рис. 3.13. Зависимости $\varphi_{ГГ} = \varphi(f_2)$ при $\theta = 85^\circ$:
 1- для $k_\omega = 10^{-1}$, $k_E = 10^{-6}$;
 2- для $k_\omega = 10^{-1}$, $k_E = 10^{-1}$.

На рис. 3.14-3.16 представлены частотные зависимости $|R_{ВГ}| = \varphi(f_2)$ и $\varphi_{ВГ} = \varphi(f_2)$ для нормального падения. Следует отметить, что

$|R_{\text{ВГ}}|$ уменьшается от значения 1.0 на частоте $f_2 = 1$ МГц практически до нуля на частоте $f_2 = 1$ ГГц. Причем влияние k_ω и k_E на этот параметр не сказывается, фазовые характеристики, т.е. зависимости $\varphi_{\text{ВГ}} = \varphi(f_2)$ более подвержены влиянию параметров k_ω и k_E . Наблюдается рост этого параметра от значения $-0,7$ рад на частоте $f_2 = 1$ МГц до значения $0,6-0,9$ рад на частоте $f_2 = 1$ ГГц. При меньших значениях k_E наблюдается уменьшение этого параметра. Однако исключение составляет случай, когда $k_\omega = 10^{-1}$. Так, на частоте примерно 650 МГц происходит увеличение $\varphi_{\text{ВГ}}$, например, на частоте $f_2 = 1$ ГГц при $k_E = 10^{-1}$ $\varphi_{\text{ВГ}} = 0,92$ и при $k_E = 10^{-1}$ $\varphi_{\text{ВГ}} = 0,64$.

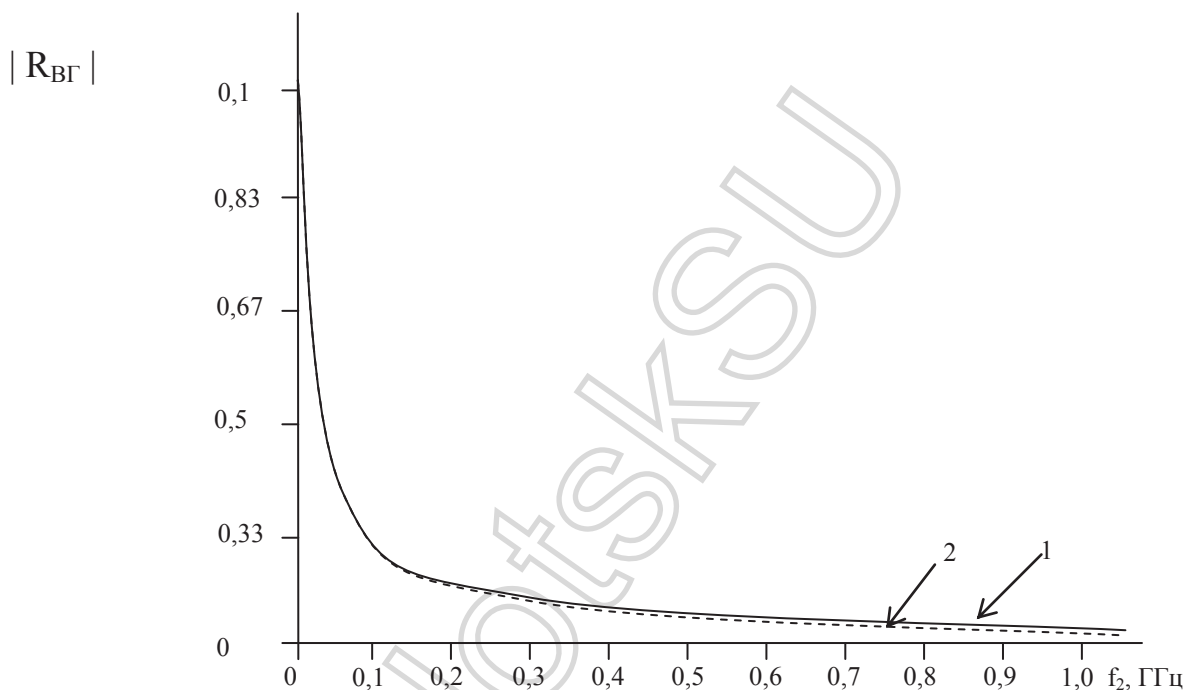


Рис. 3.14. Зависимости $|R_{\text{ВГ}}| = \varphi(f_2)$ при $\theta = 0^\circ$:

- 1- для $k_\omega = 10^{-6}$, $k_E = 10^{-6}$;
- 2- для $k_\omega = 10^{-6}$, $k_E = 10^{-1}$.

Наибольший интерес представляет исследование частотных характеристик модулей $|R_{\text{ВГ}}|$, так как они определяют степень кроссполяризационного эффекта, т.е. возникновение в структуре отражённой волны кроссполяризационных искажений.

Из приведённого графика (рис.3.14) видно, что наибольший вклад эта составляющая вносит в диапазоне частот до 100 МГц. На отрезке 100 МГц – 1 ГГц эта величина практически равномерна.

Для фазы $\varphi_{\text{ВГ}}$ характерно её увеличение с ростом частоты f_2 , причём отличие частотных зависимостей для значения $k_E = 10^{-6}$ и $k_E = 10^{-1}$ происходит по линейному закону. Для $k_\omega = 10^{-1}$ характерно наличие частоты $f_2 \approx 750$ МГц, где не происходит влияния коэффициента k_E на $\varphi_{\text{ВГ}}$.

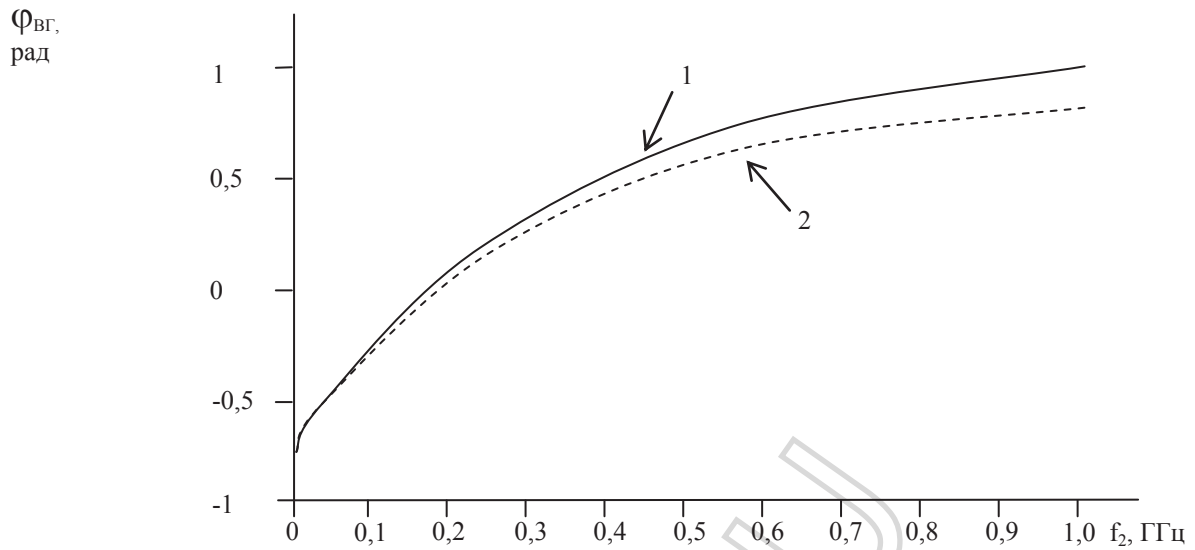


Рис. 3.15. Зависимости $\varphi_{вг} = \varphi(f_2)$ при $\theta=0^\circ$:

- 1- для $k_\omega=10^{-6}$, $k_E=10^{-6}$;
 2- для $k_\omega=10^{-6}$, $k_E=10^{-1}$.

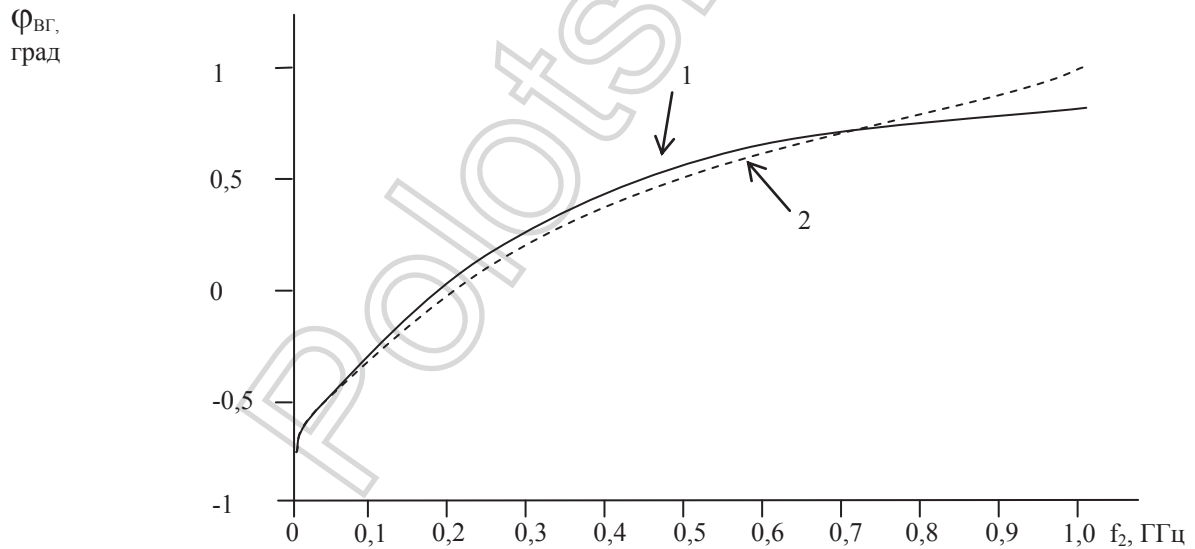


Рис. 3.16. Зависимости $\varphi_{вг} = \varphi(f_2)$ при $\theta=0^\circ$:

- 1- для $k_\omega=10^{-1}$, $k_E=10^{-6}$;
 2- для $k_\omega=10^{-1}$, $k_E=10^{-1}$.

На рис. 3.17-3.22 представлены частотные зависимости контраста отражательных характеристик ΔR и его фазы $\Delta \varphi_R$.

Величина наибольшего контраста отражательных характеристик наблюдается в диапазоне частот 100-200 МГц, причем до частоты $f_2 = 50$ МГц влияние параметров k_ω и k_E не сказывается на данных характеристиках, а

с дальнейшим ростом частоты такое влияние имеется. Величина контраста падает от 7,0 дБ на частоте $f_2 = 100$ МГц примерно до 0 дБ на частоте $f_2 = 1$ ГГц. При $k_\omega=10^{-6}$ увеличение параметра k_E приводит к уменьшению контраста отражательных характеристик. Фазовые характеристики постепенно увеличиваются от значения $-2,2$ рад на частоте 1 МГц до $-0,6$ рад на частоте 600 МГц при $k_E=10^{-6}$ и затем постепенно уменьшаются до $-0,7$ рад на $f_2 = 1$ ГГц.

При $k_E=10^{-1}$, $k_\omega=10^{-6}$ происходит рост $\varphi_{\Delta R}$ до $-0,9$ рад на $f_2 = 450$ МГц и дальше его падение до $-1,25$ рад на $f_2 = 1$ ГГц.

При угле падения волны $\theta=50^\circ$ контраст наиболее выражен в диапазоне 200 МГц – 1 ГГц и составляет (2-4) дБ, фазовые характеристики изменяются не существенно (рис. 3.19).

При $k_\omega=10^{-1}$ общая закономерность характеристик контраста остается прежней, а фаза $\varphi_{\Delta R}=0$ во всем диапазоне частот (рис. 3.20). При $\theta=85^\circ$ наибольший контраст наблюдается в диапазоне частот 1 МГц – 50 МГц (рис. 3.21), причем величины k_ω и k_E не влияют на данный параметр. Фазовая характеристика ведет себя несколько по-иному. Влияние k_ω и k_E не проявляется: при $f_2 = 200$ МГц $\varphi_{\Delta R}=-0,018$ рад, а при $f_2 = 1$ ГГц $\varphi_{\Delta R}\approx 0$ рад.

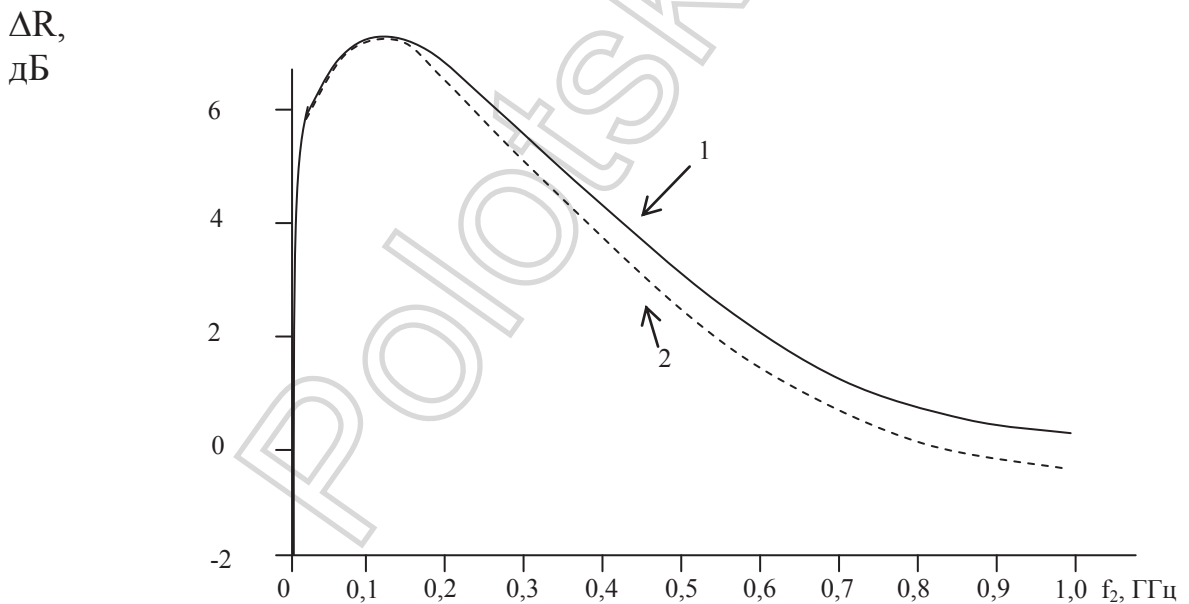


Рис. 3.17. Зависимости $\Delta R = \varphi(f_2)$ при $\theta=0^\circ$:

- 1- для $k_\omega=10^{-6}$, $k_E=10^{-6}$;
- 2- для $k_\omega=10^{-6}$, $k_E=10^{-1}$.

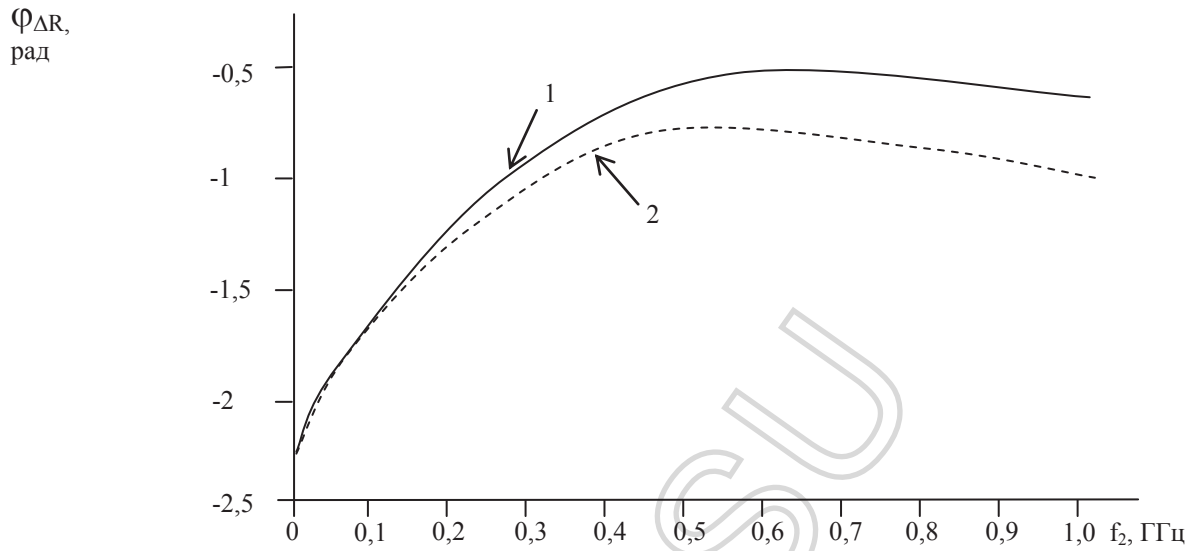


Рис. 3.18. Зависимости $\Phi_{\Delta R} = \varphi(f_2)$ при $\theta = 0^\circ$:

- 1- для $k_\omega = 10^{-6}$, $k_E = 10^{-6}$;
 2- для $k_\omega = 10^{-6}$, $k_E = 10^{-1}$.

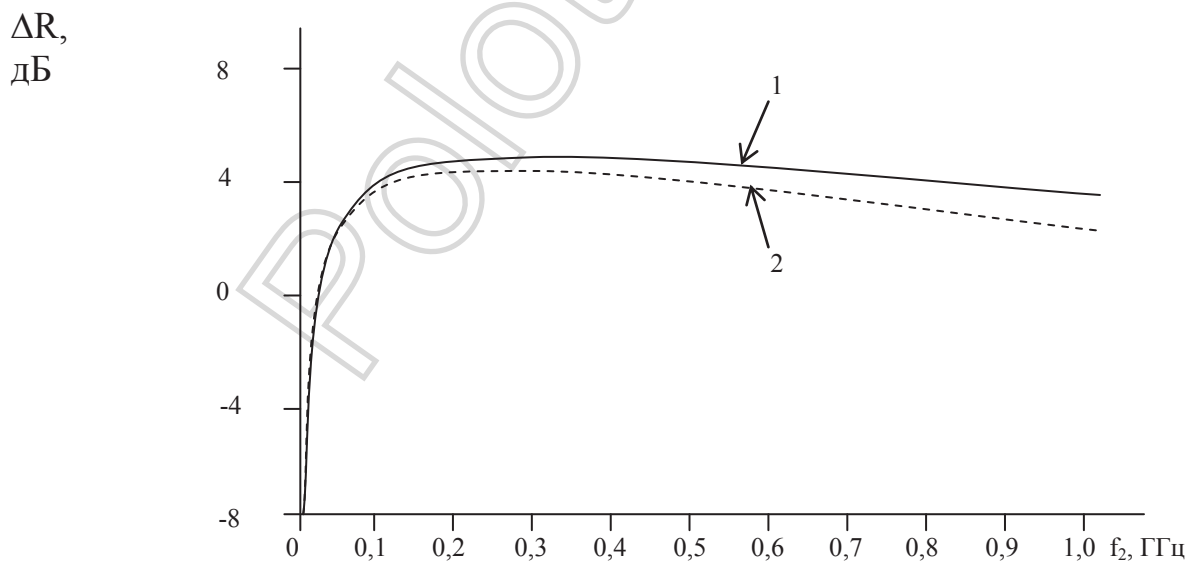


Рис. 3.19. Зависимости $\Delta R = \varphi(f_2)$ при $\theta = 50^\circ$:

- 1- для $k_\omega = 10^{-6}$, $k_E = 10^{-6}$;
 2- для $k_\omega = 10^{-6}$, $k_E = 10^{-1}$.

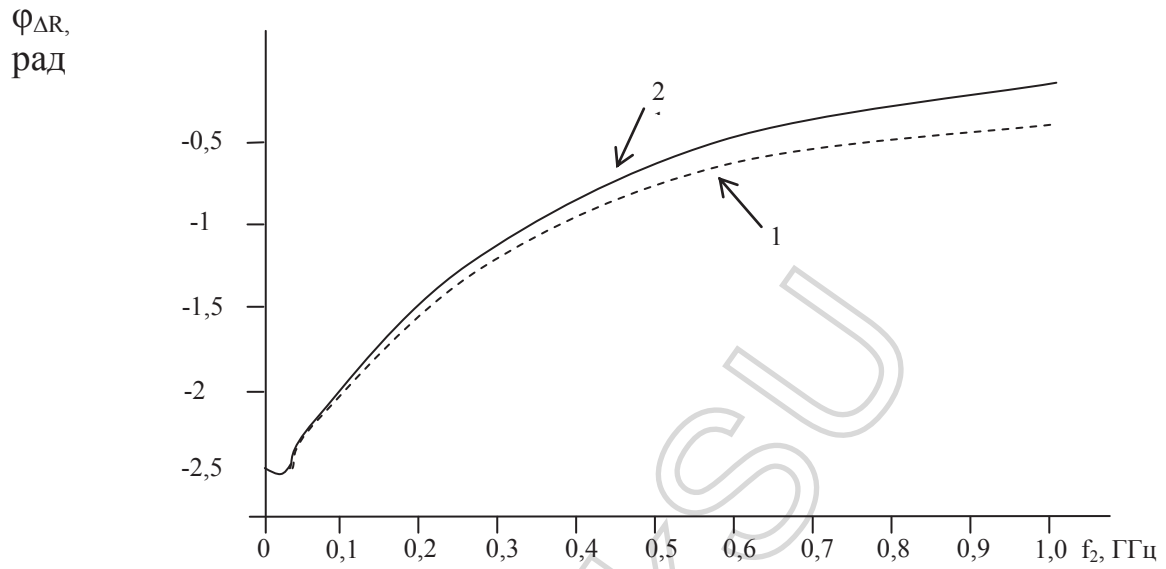


Рис. 3.20. Зависимости $\varphi_{\Delta R} = \varphi(f_2)$ при $\theta = 50^\circ$:

- 1- для $k_\omega = 10^{-6}$, $k_E = 10^{-6}$;
 2- для $k_\omega = 10^{-6}$, $k_E = 10^{-1}$.

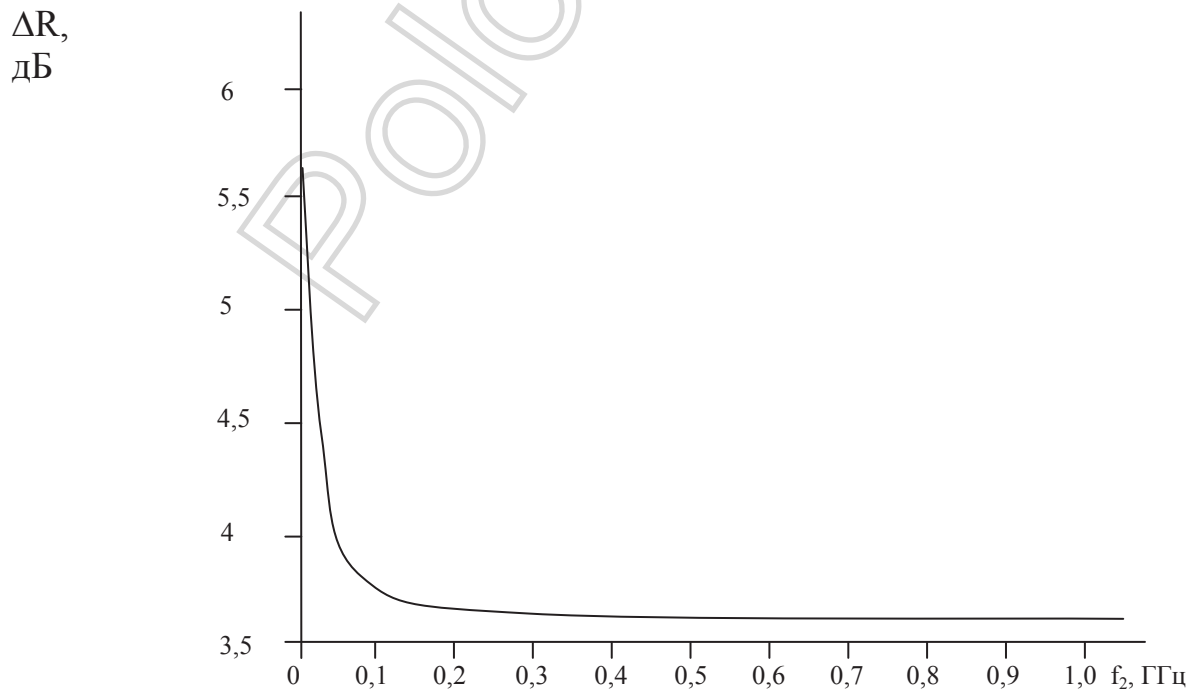


Рис. 3.21. Зависимости $\Delta R = \varphi(f_2)$ при $\theta = 85^\circ$:

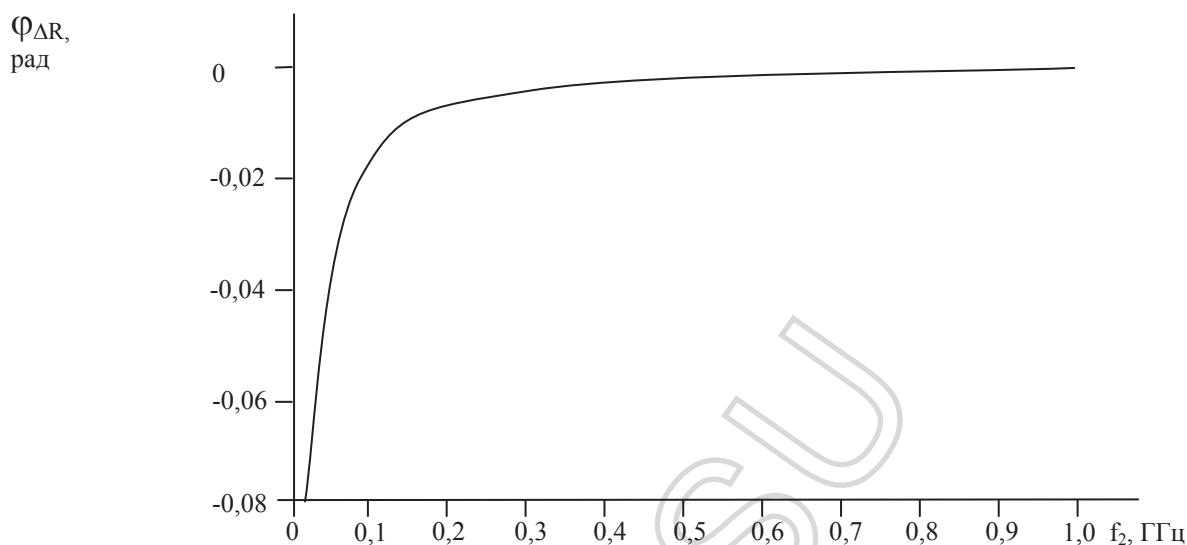


Рис. 3.22. Зависимости $\varphi_{\Delta R} = \varphi(f_2)$ при $\theta=85^\circ$:

При нормальном и скользящем падении двухчастотной ЭМВ наибольший контраст на границе контура АС проявляется в низкочастотной части исследуемого диапазона частот (100-200 МГц). Зондирование на более высоких частотах оказывается эффективным для этих целей при наклонном падении ЭМВ.

3.2.2. Отражательные характеристики АС при двухчастотном взаимодействии в режиме мощного ВЧ-сигнала

Численные исследования частотных зависимостей коэффициентов Френеля проводились для тех же параметров ЭМВ и исследуемой среды, как и для мощного НЧ-сигнала, за исключением параметра k_E .

На рис. 3.23 представлены частотные зависимости модулей $R_{\text{ВВ}}$ для различных значений k_E и k_ω .

Как видно из графиков, максимум величины $R_{\text{ВВ}}$ наблюдается на частотах в окрестности 50 МГц, далее происходит резкое уменьшение коэффициента до нуля на частоте $f_2 \approx 200$ МГц, затем вновь увеличение до значения порядка 0,3, которое и сохраняется с дальнейшим ростом частоты. Величина $|R_{\text{ВВ}}|$ слабо зависит от параметров k_ω и k_E . Частоты, на которых $R_{\text{ВВ}}=0$, для всех изменений k_ω и k_E лежат в пределах (210-250) МГц и соответствуют минимальным отражениям ЭМВ. Данный факт может быть положен в основу ЭММ поиска УВЗ, базирующихся на использовании двух различных частот при одинаковых соотношениях амплитуд и частот

мощного ВЧ-сигнала. При этом первая частота f_2 соответствует конкретному k_ω и k_E из узкого диапазона 210...250 МГц, а другая f_2 выбирается за пределами этого диапазона. Влияние угла падения θ° может проявляться со значений 50° - 60° , а при $\theta=85^\circ$ $|R_{\text{ВВ}}|=1,0$ во всем диапазоне частот.

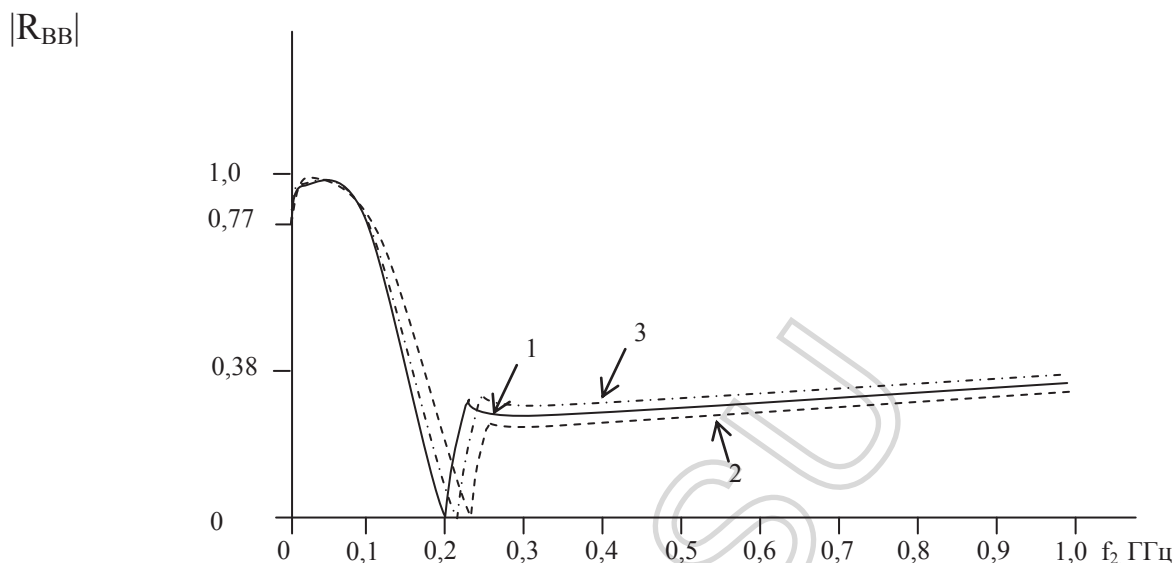


Рис. 3.23. Зависимости $|R_{\text{ВВ}}| = \varphi(f_2)$ при $\theta=0^\circ$:

- 1- для $k_\omega=10^{-3}$, $k_E=10$;
- 2- для $k_\omega=10^{-3}$, $k_E=10^3$;
- 3- для $k_\omega=10^{-1}$, $k_E=10^6$.

Зависимости $|R_{\text{ГГ}}|$ от частоты f_2 представлены на рис. 3.24. Изменение этого параметра характеризуется такой же зависимостью, как и изменение $|R_{\text{ВВ}}|$, но при других численных значениях. Максимум коэффициента отражения $|R_{\text{ГГ}}|=1,0$ наблюдается на частоте порядка 50 МГц, далее происходит уменьшение его до нуля на частотах 210-250 МГц и затем рост до значения 0,37-0,39, которое и сохраняется практически во всем диапазоне частот. Влияние параметров k_ω и k_E в большей степени сказывается на частоте f_2 , при которой наблюдается минимум коэффициента отражения. Влияние угла падения θ начинает проявляться со значений 50° - 60° , а при $\theta=85^\circ$ величина $|R_{\text{ГГ}}|$ практически равна нулю во всем диапазоне частот.

На рис. 3.26 представлены зависимости коэффициента отражения $R_{\text{ВГ}}$ от f_2 . Величина этого коэффициента уменьшается от 1,0 на частоте 1 МГц до нуля на частоте порядка 210-250 МГц. Влияние параметров k_ω и k_E сводится к небольшому изменению $R_{\text{ВГ}}$, сопровождаемому незначительным расширением отрезка частот существенного контраста. При $\theta=85^\circ$ значение $|R_{\text{ВГ}}|$ практически равно нулю.

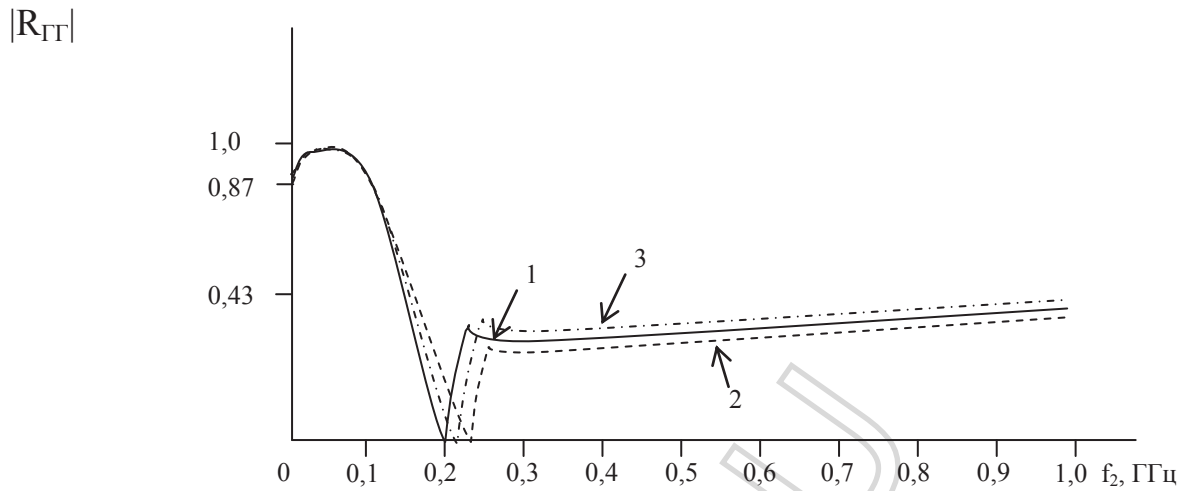


Рис. 3.24. Зависимости $|R_{ГГ}| = \varphi(f_2)$ при $\theta=0^\circ$:

- 1- для $k_\omega=10^{-3}$, $k_E=10$;
- 2- для $k_\omega=10^{-3}$, $k_E=10^3$;
- 3- для $k_\omega=10^{-1}$, $k_E=10^6$.

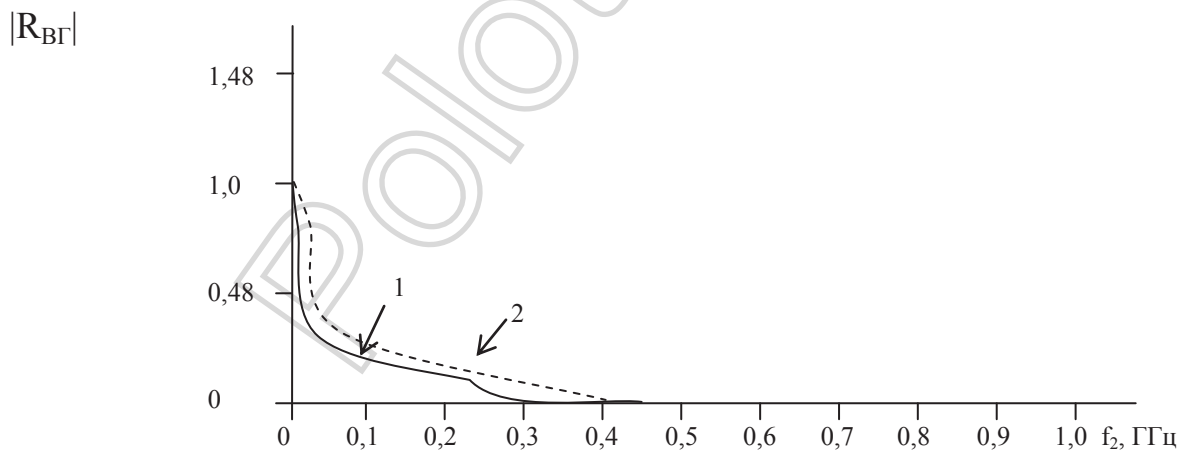


Рис. 3.25. Зависимости $|R_{ВГ}| = \varphi(f_2)$ при $\theta=0^\circ$:

- 1- для $k_\omega=10^{-3}$, $k_E=10$;
- 2- для $k_\omega=10^{-3}$, $k_E=10^3$.

Зависимости контраста отражательных характеристик ΔR показаны на рис. 3.26. Наибольшая величина контраста наблюдается в диапазоне частот от 1 МГц до 200 МГц: (6,0-6,7) дБ, затем происходит его уменьшение до (2,5-3) дБ на частотах $f_2=210-250$ МГц, затем он имеет всплеск и принимает постоянное значение, равное (2,1-2,3) дБ во всем остальном диапазоне

частот. На рис. 3.27 показаны частотные зависимости ΔR при угле падения $\theta=85^\circ$. Наибольший контраст наблюдается на частотах до 10 МГц, а далее эта величина принимает постоянное значение примерно 3,7 дБ во всем диапазоне частот. Влияние параметров k_ω и k_E не проявляется.

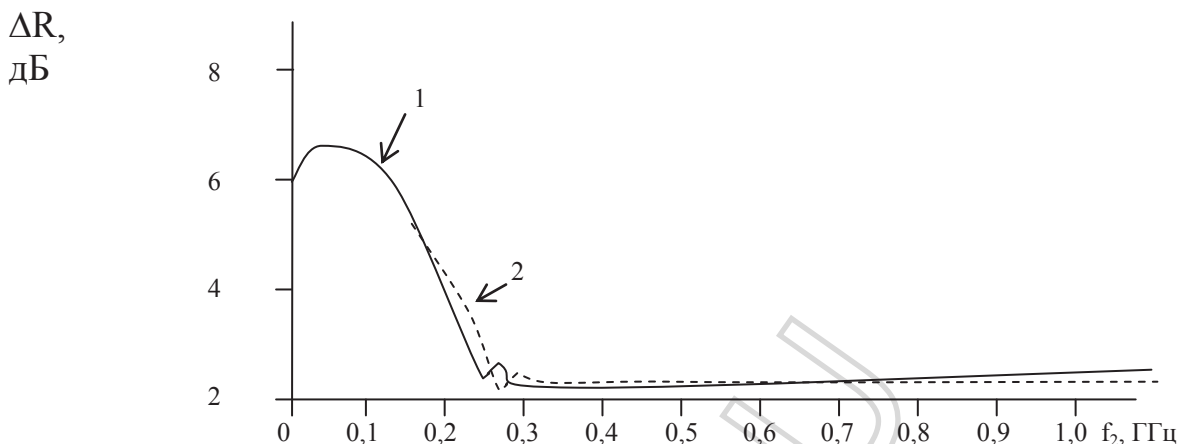


Рис. 3.26. Зависимости $\Delta R = \varphi(f_2)$ при $\theta=0^\circ$:

- 1- для $k_\omega=10^{-3}$, $k_E=10$;
- 2- для $k_\omega=10^{-3}$, $k_E=10^3$.

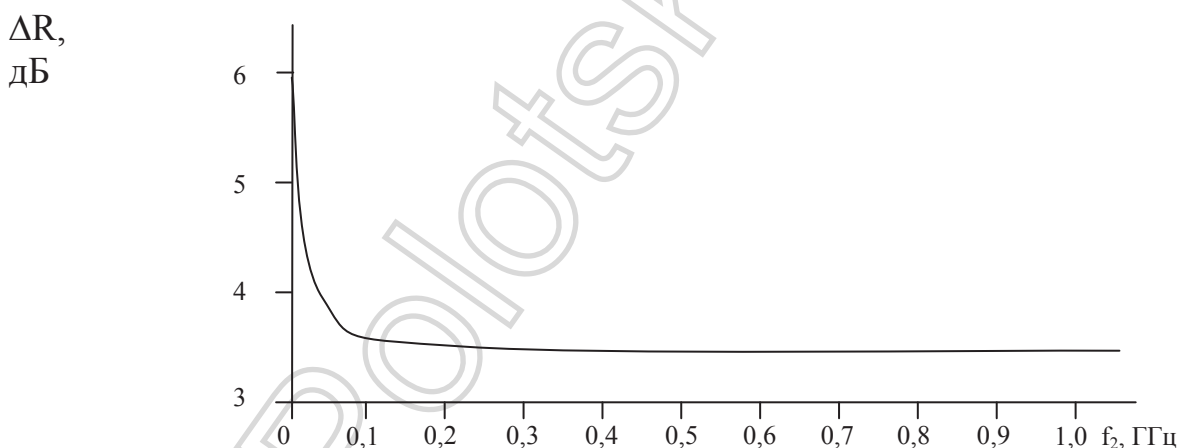


Рис. 3.27. Зависимости $\Delta R = \varphi(f_2)$ при $\theta=85^\circ$:

для $k_\omega=10^{-3}$, $k_E=10^3$.

Сравнивая аналогичные зависимости для коэффициентов Френеля и контраста отражательных характеристик при взаимодействии мощного НЧ-сигнала, следует отметить, что при взаимодействии мощного ВЧ-сигнала в диапазоне частот 210-250 МГц имеется ярко выраженный спад контраста отражательных характеристик. Это явление может быть положено в основу многих методов поиска УВЗ. При воздействии мощного НЧ-сигнала контраст плавно уменьшается от 7 дБ на частоте $f_2 \approx 100$ МГц до нуля на частотах сантиметрового диапазона.

3.3. Анализ поверхностного импеданса среды над УВЗ при воздействии двухчастотного сигнала

Введение приближения поверхностного импеданса широко используется при решении задач РРВ, дифракции и анализа структуры электромагнитного поля вблизи поверхности раздела двух сред [87-90].

По величине поверхностного импеданса можно провести оценку характеристик антенных излучателей, имеющих фиксированное положение в пространстве, относительно границы раздела сред при изменении свойств ПП. Это позволяет проводить качественную оценку свойств среды, не прибегая к точному расчету изменений электродинамических параметров ПП.

3.3.1. Анализ поверхностного импеданса среды над УВЗ в режиме мощного НЧ-сигнала

В предположении равенства диагональных составляющих матрицы поверхностного импеданса [87] проведём анализ частотных компонентов Z_{11} и Z_{12} при изменении соотношения амплитуд и частот.

Частотные зависимости модуля Z_{11} и их фаз представлены на рис.3.28-3.31.

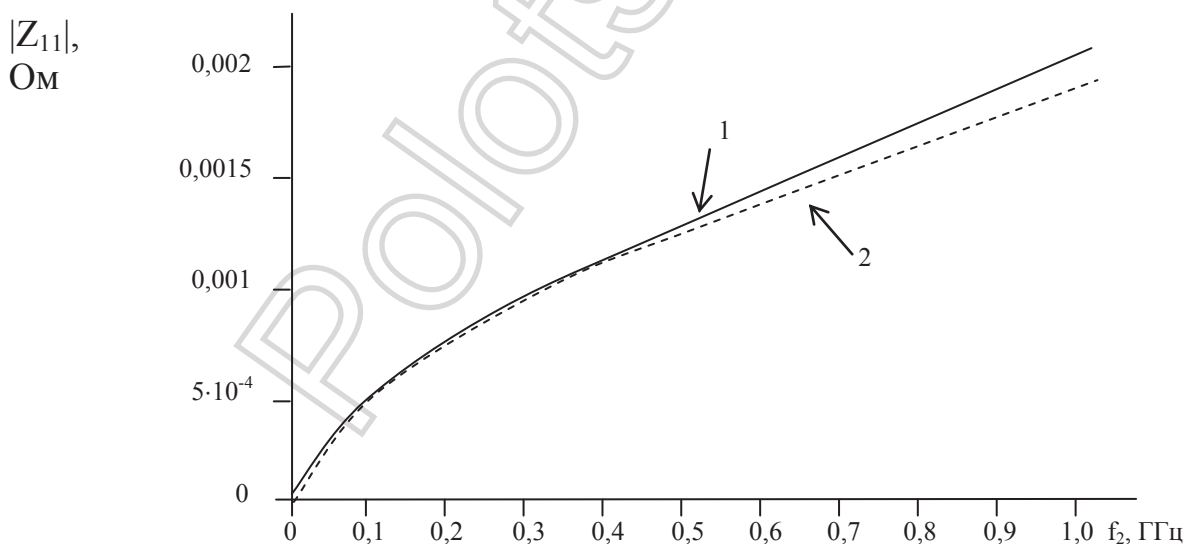


Рис. 3.28. Зависимости $|Z_{11}| = \varphi(f_2)$:

- 1- для $k_\omega = 10^{-6}$, $k_E = 10^{-6}$;
- 2- для $k_\omega = 10^{-6}$, $k_E = 10^{-1}$.

По рис. 3.28-3.31 видно, что модуль составляющей Z_{11} линейно изменяется с ростом частоты ВЧ-сигнала. Причём, если уменьшение соотношения частот незначительно сказывается на этой линейности, то увеличение соотношения амплитуд приводит к изменению крутизны

характеристики в области высоких частот. Существенным является также изменение характера фазочастотной характеристики компонентов Z_{11} при изменении k_ω и особенно k_E . Фаза поверхностного импеданса при $k_\omega=10^{-6}$ и $k_E=10^{-6}$ не меняется и равна примерно 0,8 рад. При увеличении k_ω и k_E появляется слабая зависимость $\arg(Z_{11})$ от частоты, определяемая k_ω и k_E .

При увеличении k_ω и k_E $\arg Z_{11}$ уменьшается, принимая отрицательные значения в сантиметровом диапазоне при $k_\omega=10^{-1}$ и $k_E=10^{-1}$. Это обстоятельство может быть учтено при разработке новых ЭММ, основанных на фазовых измерениях отражённых ЭМВ.

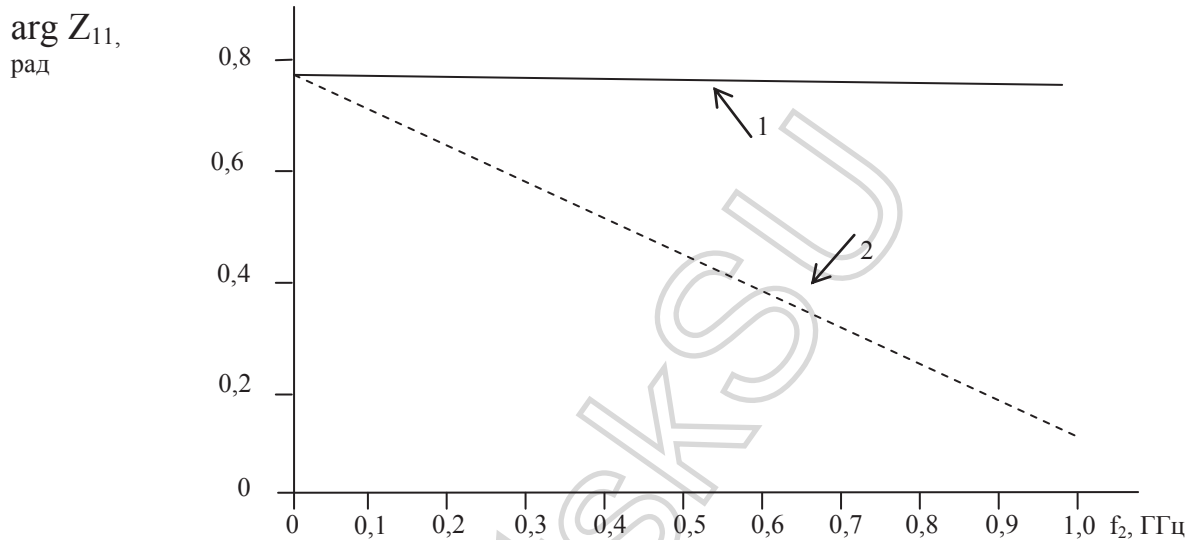


Рис. 3.29. Зависимости $\arg Z_{11}=\varphi(f_2)$:

- 1- для $k_\omega=10^{-6}$, $k_E=10^{-6}$;
- 2- для $k_\omega=10^{-6}$, $k_E=10^{-1}$.

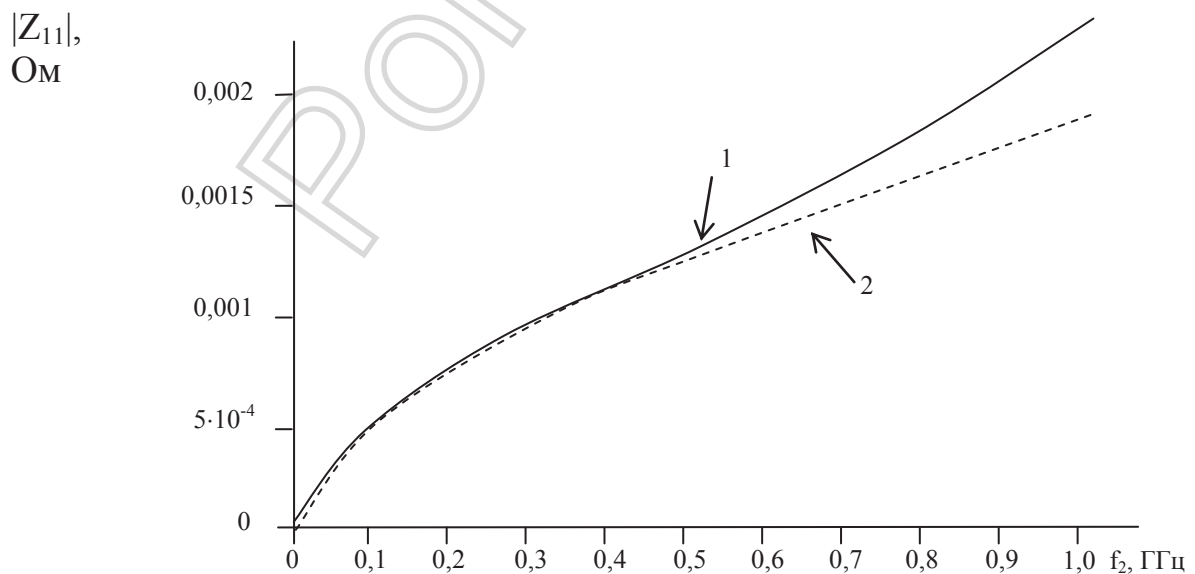


Рис. 3.30. Зависимости $|Z_{11}|=\varphi(f_2)$:

- 1- для $k_\omega=10^{-1}$, $k_E=10^{-6}$;
- 2- для $k_\omega=10^{-1}$, $k_E=10^{-1}$.

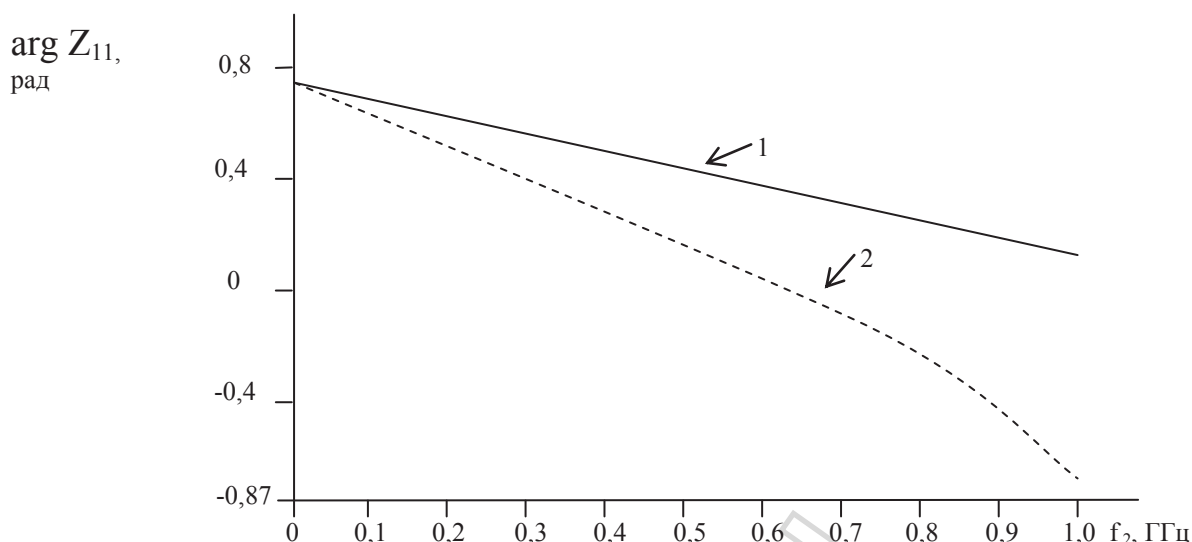


Рис. 3.31. Зависимости $\arg Z_{11} = \varphi(f_2)$:

- 1- для $k_\omega = 10^{-1}$, $k_E = 10^{-6}$;
 2- для $k_\omega = 10^{-1}$, $k_E = 10^{-1}$.

Фаза поверхностного импеданса при $k_\omega = 10^{-6}$ и $k_E = 10^{-6}$ не меняется и равна примерно 0,8 рад. При увеличении k_ω и k_E появляется наименьшая зависимость $\arg(Z_{11})$ от частоты, зависящая от k_ω и k_E .

При увеличении k_ω и k_E $\arg Z_{11}$ уменьшается, принимая даже отрицательные значения в сантиметровом диапазоне при $k_\omega = 10^{-1}$ и $k_E = 10^{-1}$.

Частотные зависимости модулей Z_{12} и их фаз представлены на рис.3.32-3.35. Зависимость $|Z_{12}|$ от частоты не отличается от характера зависимости $|Z_{11}|$. Происходит увеличение этого параметра от 0 на частотах (1-10) МГц до (0,4-0,65) Ом на частоте $f_2 = 1$ ГГц. Влияние параметров k_ω и k_E начинает сказываться с частоты порядка 300 МГц, постепенно увеличивается и на частоте 1 ГГц отличие модуля составляет 0,9 Ом. Чем больше k_ω и k_E , тем больше $|Z_{12}|$. Так при $k_\omega = 10^{-1}$ и $k_E = 10^{-1}$ на частоте $f_2 = 1$ ГГц $|Z_{12}| = 0,65$ Ом.

Фазовые характеристики Z_{12} при $k_\omega = 10^{-6}$ и $k_E = 10^{-6}$ не изменяются. $\arg Z_{12} = -2,36$ рад во всем диапазоне частот. При $k_\omega = 10^{-6}$ и $k_E = 10^{-1}$ $\arg Z_{12}$ возрастает от $-2,36$ рад на частоте 1 МГц до $-2,2$ рад на частоте 1 ГГц. При $k_\omega = 10^{-1}$ и $k_E = 10^{-1}$ наблюдается постепенное увеличение фазы до $-2,2$ рад на частоте $f_2 = 700$ МГц и затем ее уменьшение. На частоте $f_2 = 900$ МГц фазовые характеристики имеют фиксированное значение при малом соотношении амплитуд и существенном различии частот.

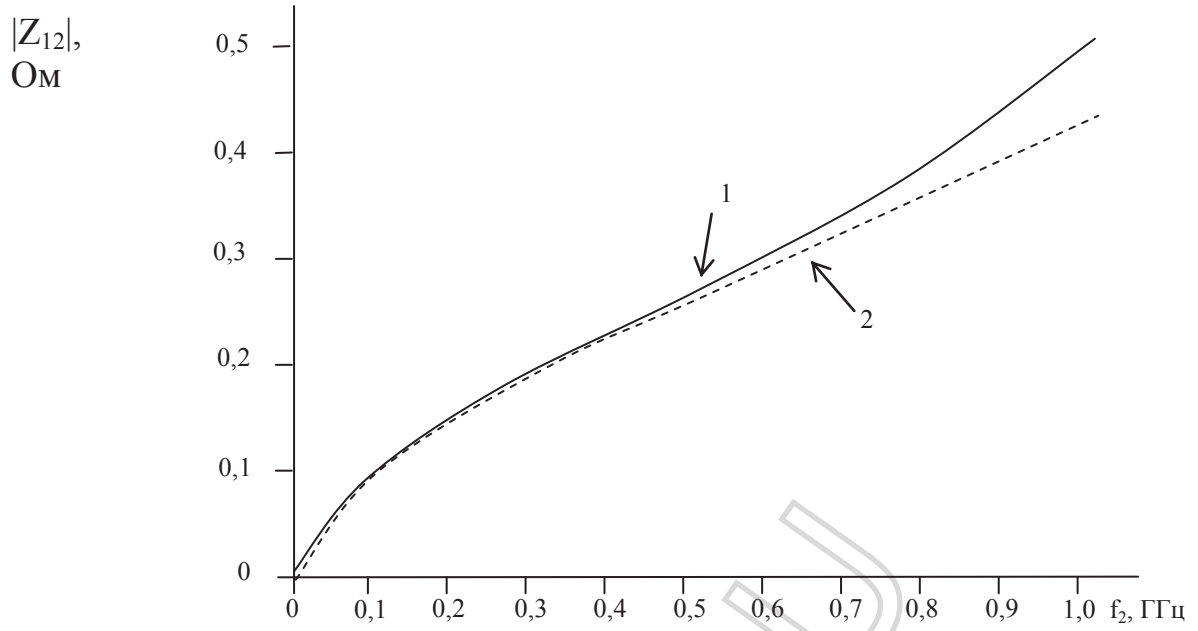


Рис. 3.32. Зависимости $|Z_{12}| = \varphi(f_2)$:

- 1- для $k_\omega = 10^{-6}$, $k_E = 10^{-6}$;
- 2- для $k_\omega = 10^{-6}$, $k_E = 10^{-1}$.

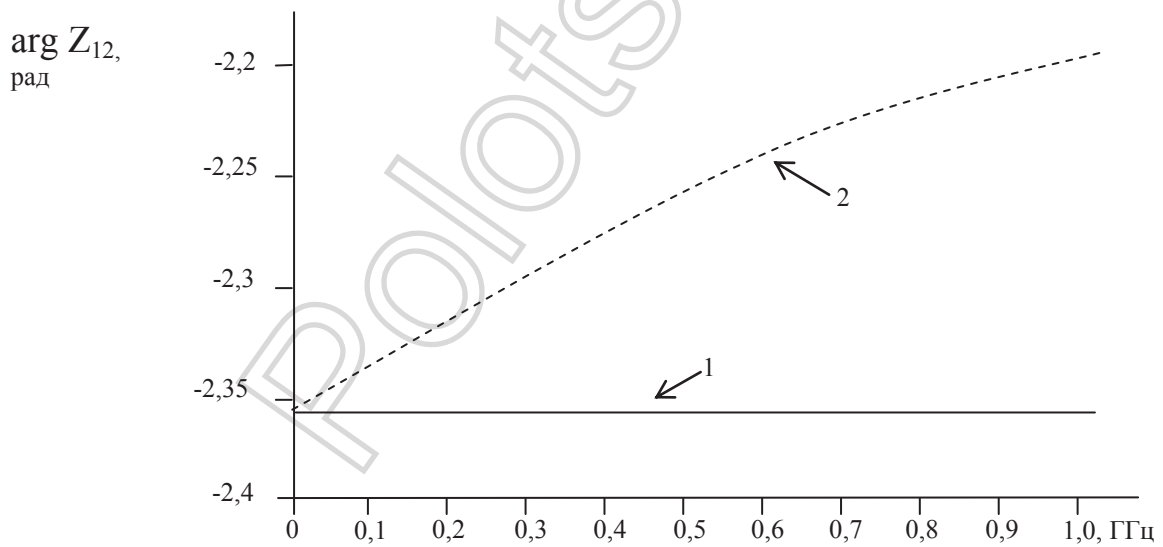


Рис. 3.33. Зависимости $\arg Z_{12} = \varphi(f_2)$:

- 1- для $k_\omega = 10^{-6}$, $k_E = 10^{-6}$;
- 2- для $k_\omega = 10^{-6}$, $k_E = 10^{-1}$.

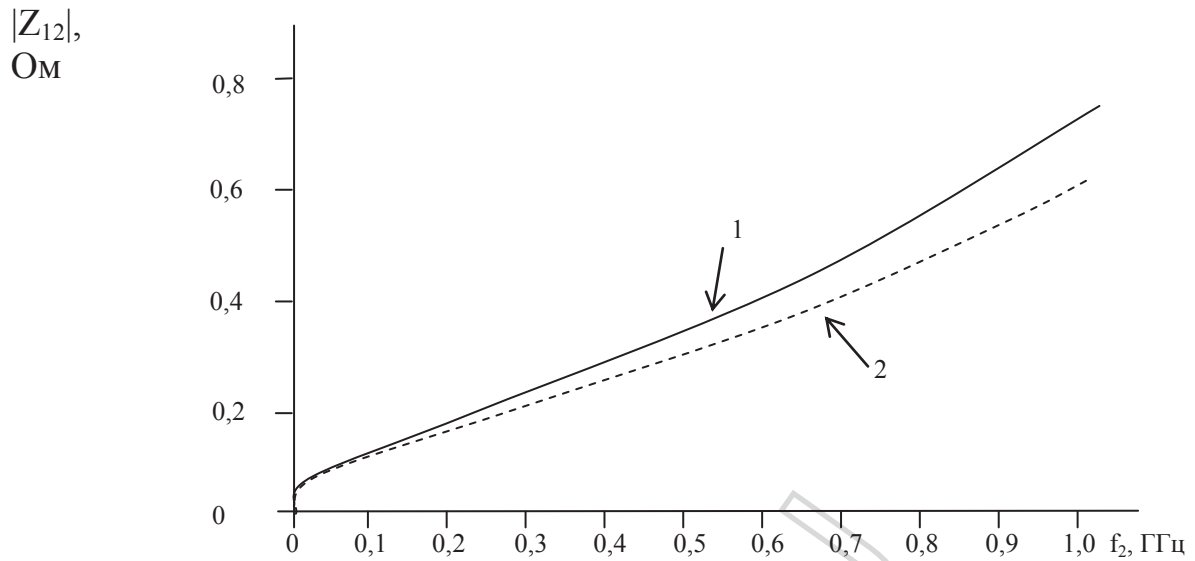


Рис. 3.34. Зависимости $|Z_{12}| = \varphi(f_2)$:

- 1- для $k_\omega = 10^{-1}$, $k_E = 10^{-6}$;
 2- для $k_\omega = 10^{-1}$, $k_E = 10^{-1}$.

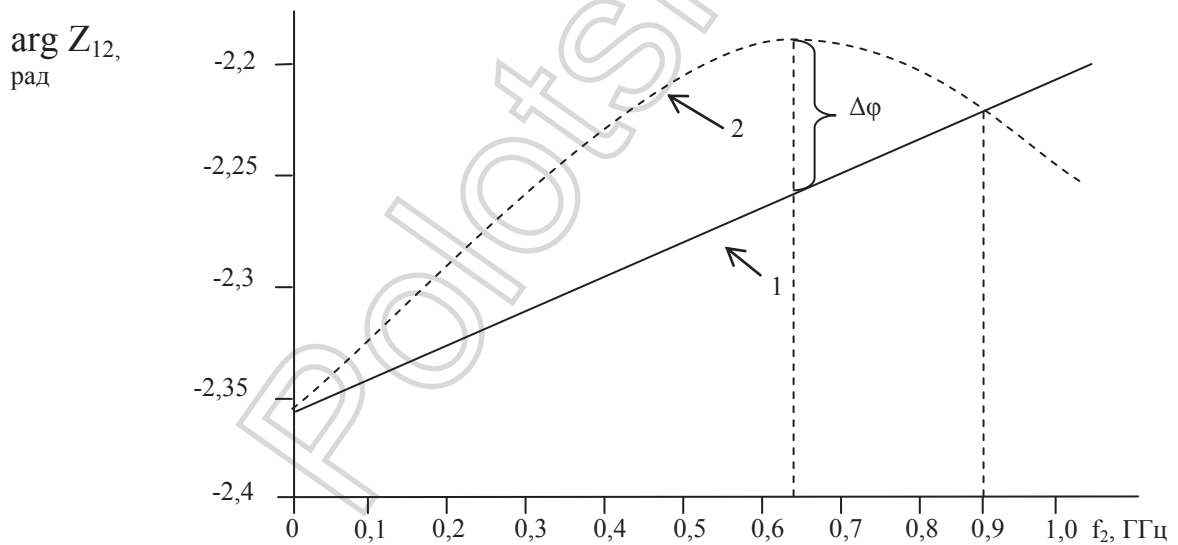


Рис. 3.35. Зависимости $\arg Z_{12} = \varphi(f_2)$:

- 1- для $k_\omega = 10^{-1}$, $k_E = 10^{-6}$;
 2- для $k_\omega = 10^{-1}$, $k_E = 10^{-1}$.

Для построения новых ЭММ может быть использована контрастная зависимость приращения фаз при различных соотношениях амплитуд. Если на частоте $f_2 = 0,9$ ГГц (рис. 3.35) разность фаз при двух соотношениях амплитуд равна 0, то на частоте 0,6 ГГц наблюдается максимум приращения фазы.

3.3.2. Анализ поверхностного импеданса среды над УВЗ в режиме мощного ВЧ-сигнала

Частотные зависимости $|Z_{11}|$ и их фаз $\arg Z_{11}$ представлены на рис.3.31-3.37.

Для данного режима взаимодействия наблюдается ярко выраженный максимум $|Z_{11}|$ на частотах 250-300 МГц. При $k_\omega = 10^{-6}$ и $k_E = 10^{-6}$ $|Z_{11}|_{\max} = 0,00125$ Ом на частоте $f_2 = 280$ МГц, а при $k_\omega = 10^{-6}$ и $k_E = 10$ $|Z_{11}|_{\max} = 0,0012$ Ом на частоте $f_2 = 250$ МГц. На фазовой характеристике наблюдается монотонное уменьшение $\arg Z_{11}$ от 0,75 рад в нижней части исследуемого диапазона до $-1,1$ рад на частоте $f_2 \approx 0,2$ ГГц. Изменение параметров k_ω и k_E приводит к незначительному смещению фазовой характеристики.

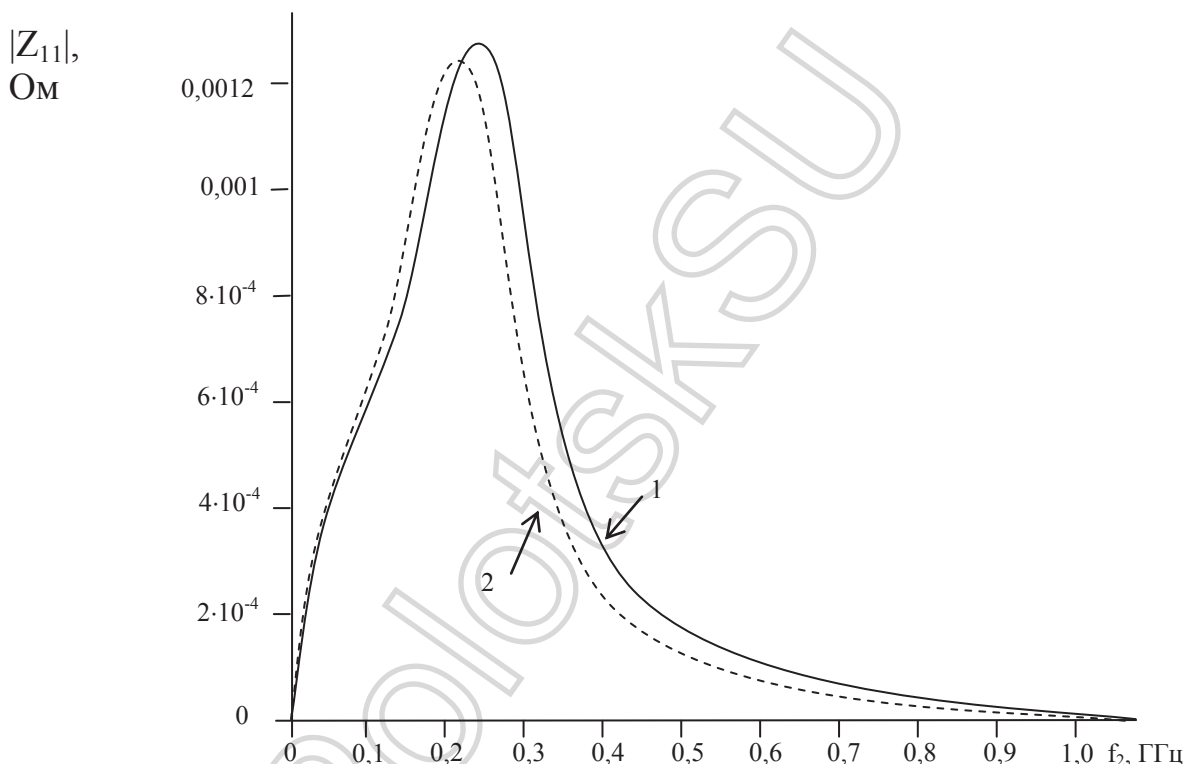


Рис. 3.36. Зависимости $|Z_{11}| = \varphi(f_2)$:

- 1- для $k_\omega = 10^{-6}$, $k_E = 10^{-6}$;
- 2- для $k_\omega = 10^{-6}$, $k_E = 10$.

Сделаем следующие замечания. Во-первых, резонансное поведение частотной зависимости компонентов Z_{11} и Z_{12} коррелируется с характерной аномалией частотных характеристики коэффициента отражения. Во-вторых, фазовое изменение составляющих матрицы импеданса свидетельствует о росте мнимой части сопротивлений на частоте, соответствующей максимальному значению модулей Z_{11} и Z_{12} . Таким образом, на данной частоте происходит увеличение модуля и скачок фазы за счёт реального появления мнимых составляющих в компонентах матрицы поверхностного импеданса. Это говорит о том, что на данной частоте поверхность среды из реактансной переходит в поглощающую [89].

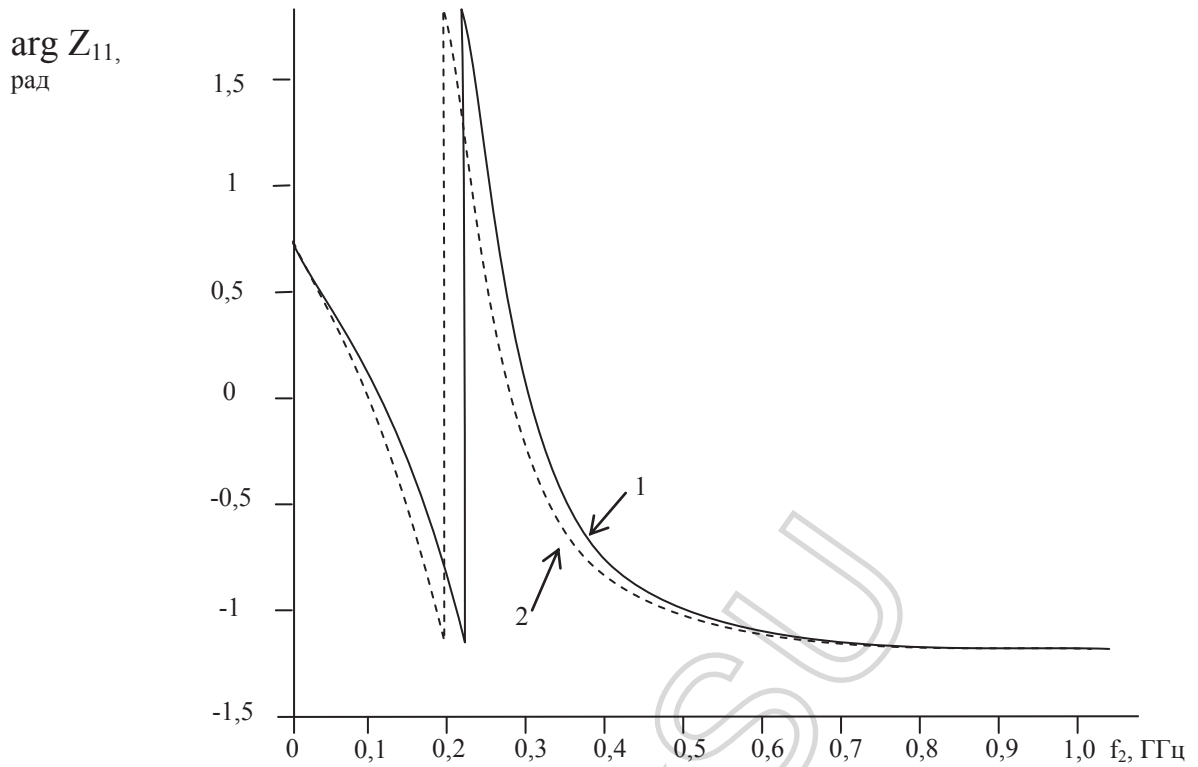


Рис. 3.37. Зависимости $\arg Z_{11} = \varphi(f_2)$:

- 1- для $k_\omega = 10^{-1}$, $k_E = 10^6$;
- 2- для $k_\omega = 10^{-1}$, $k_E = 10$.

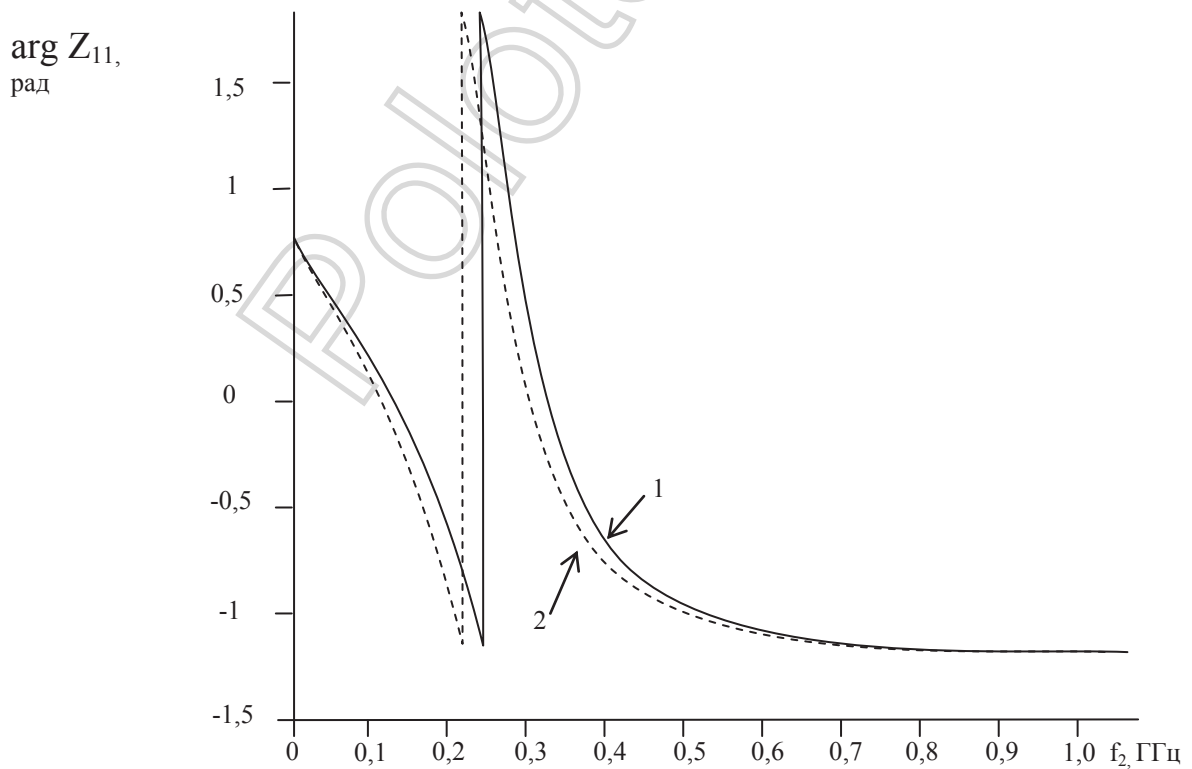


Рис. 3.38. Зависимости $\arg Z_{11} = \varphi(f_2)$:

- 1- для $k_\omega = 10^{-6}$, $k_E = 10^6$;
- 2- для $k_\omega = 10^{-6}$, $k_E = 10$.

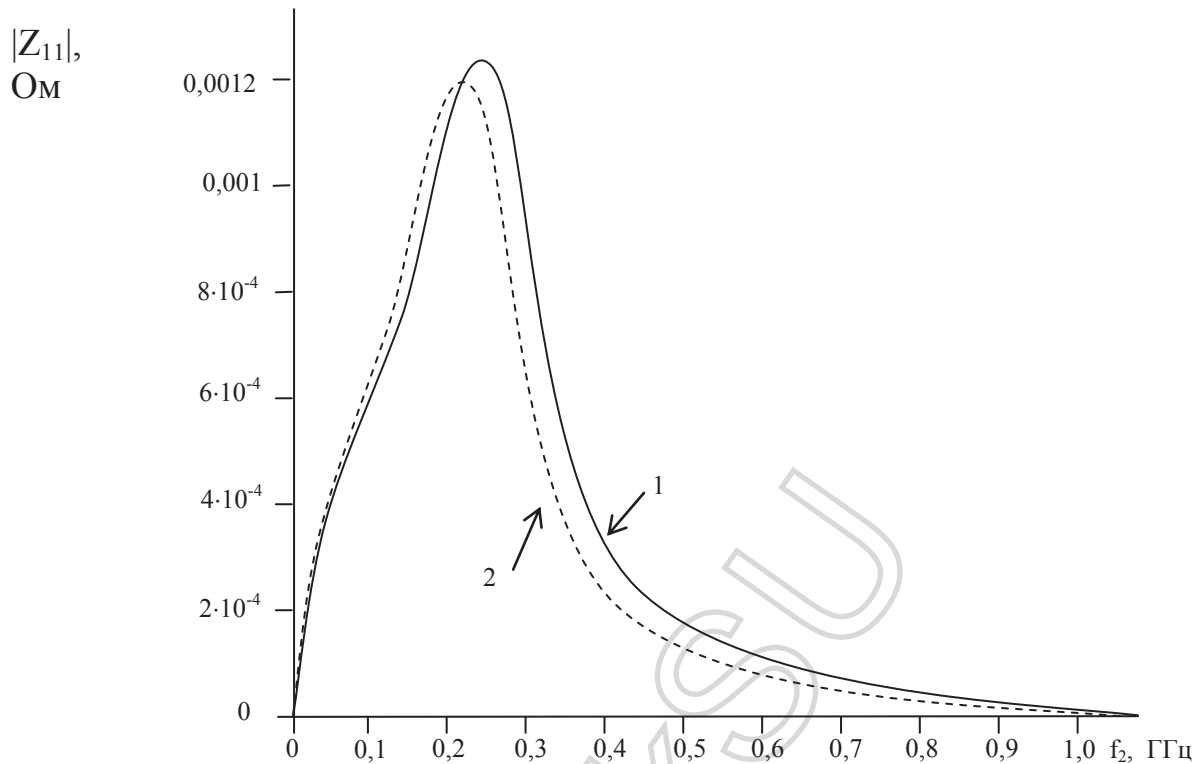


Рис. 3.39. Зависимости $|Z_{11}| = \varphi(f_2)$:

- 1- для $k_\omega = 10^{-1}$, $k_E = 10^6$;
 2- для $k_\omega = 10^{-1}$, $k_E = 10$.

Максимуму $|Z_{11}|$ соответствует скачок фазы от $-1,1$ рад до $+1,8$ рад. При больших значениях коэффициента k_E происходит смещение частоты, соответствующей резкому изменению величины $\arg Z_{11}$ вправо, например, для случая $k_E = 10^6$, по сравнению с $k_E = 10$, это смещение составляет порядка 40 МГц.

Зависимости $|Z_{12}|$ и их фазы $\arg Z_{12}$ от частоты показаны на рис.3.40-3.43. Модуль $|Z_{12}|$ увеличивается от 0 Ом на частоте $f_2 = 1$ МГц до 0,35-0,45 Ом на частотах $f_2 = 250-350$ МГц и затем происходит плавное уменьшение до 0,3 Ом на частоте $f_2 = 1$ ГГц. Влияние параметров k_ω и k_E сказывается на величине $|Z_{12}|_{\max}$ и на частоте, при которой это наблюдается.

Фаза незначительно изменяется в диапазоне частот 1 МГц-200 МГц, а на частотах порядка 200-240 МГц происходит скачкообразное увеличение $\arg Z_{12}$ до 0,75 рад и затем плавное уменьшение до 0 Ом на частоте $f_2 = 440$ МГц – 1 ГГц.

$|Z_{12}|,$
Ом

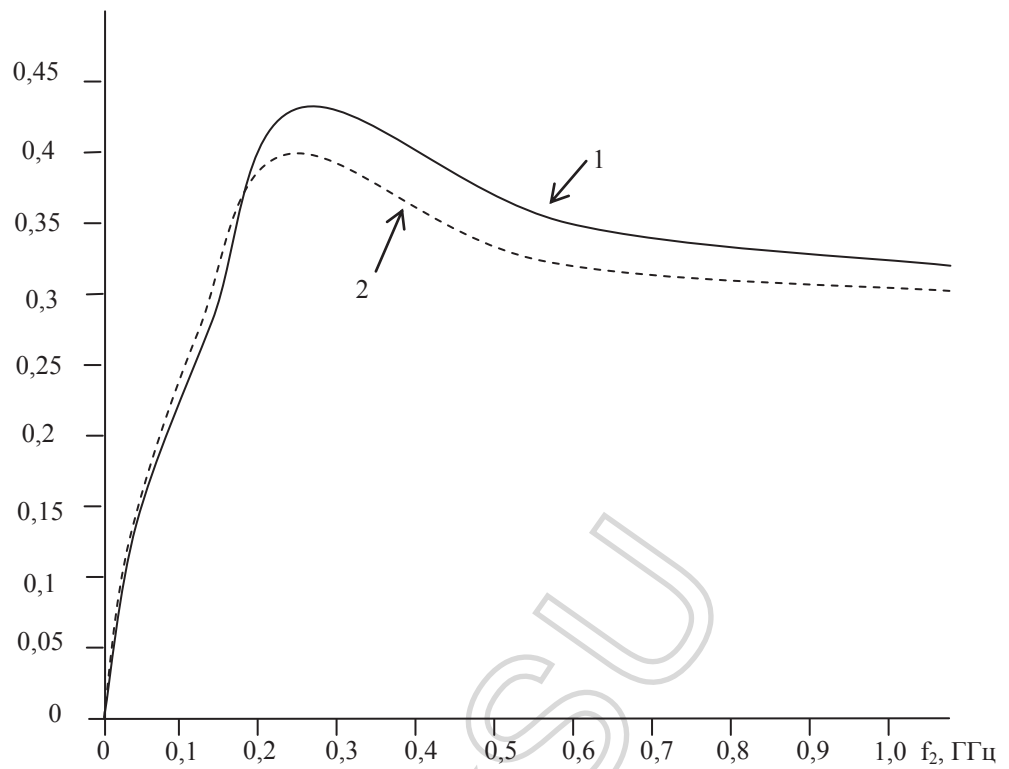


Рис. 3.40. Зависимости $|Z_{12}| = \varphi(f_2)$:

- 1- для $k_\omega = 10^{-6}$, $k_E = 10^6$;
2- для $k_\omega = 10^{-6}$, $k_E = 10$.

$\arg Z_{12},$
рад

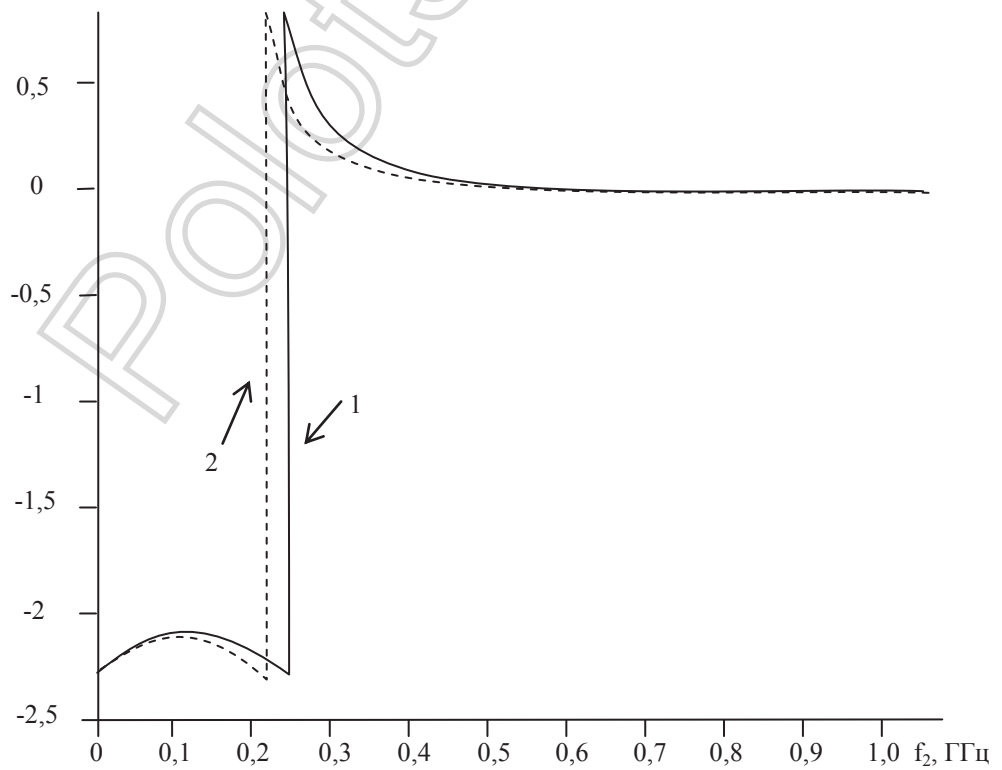


Рис. 3.41. Зависимости $\arg Z_{12} = \varphi(f_2)$:

- 1- для $k_\omega = 10^{-6}$, $k_E = 10^6$;
2- для $k_\omega = 10^{-6}$, $k_E = 10$.

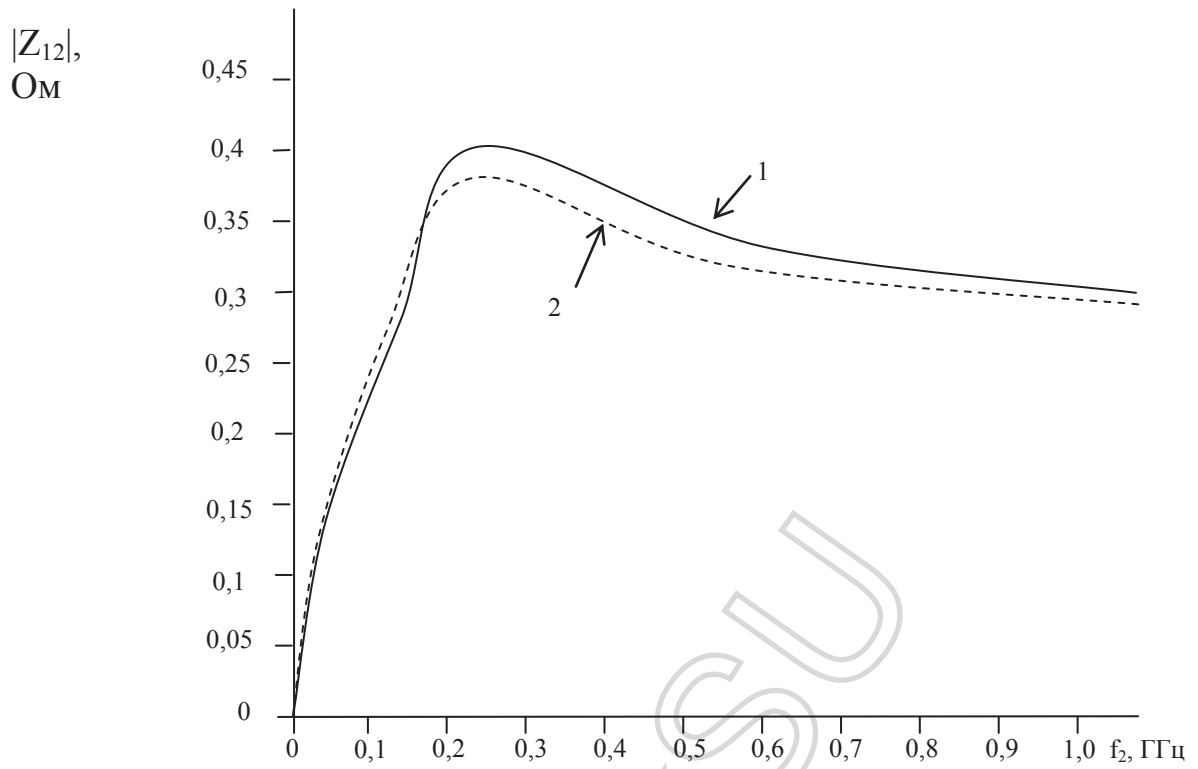


Рис. 3.42. Зависимости $|Z_{12}| = \varphi(f_2)$:

- 1- для $k_\omega = 10^{-1}$, $k_E = 10^6$;
- 2- для $k_\omega = 10^{-1}$, $k_E = 10$.

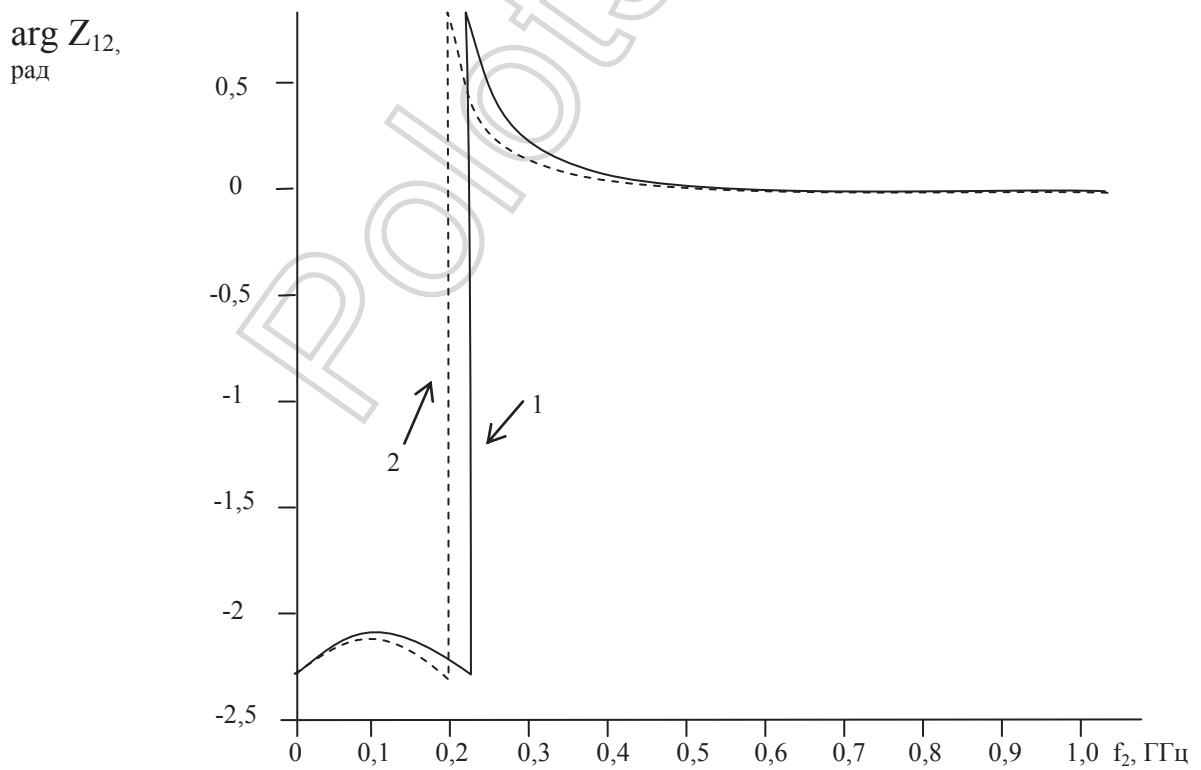


Рис. 3.43. Зависимости $\arg Z_{12} = \varphi(f_2)$:

- 1- для $k_\omega = 10^{-1}$, $k_E = 10^6$;
- 2- для $k_\omega = 10^{-1}$, $k_E = 10$.

Таким образом, при использовании двухчастотных сигналов в режиме мощного ВЧ-сигнала и маломощного НЧ-сигнала наблюдаются ярко выраженные изменения составляющих поверхностного импеданса на конкретной частоте при фиксированном соотношении k_{ω} и k_E . Это может быть использовано при разработке методов поиска и идентификации УВЗ на основе исследования поверхностного импеданса и его фазы в диапазоне частот 200-300 МГц.

3.4. Выводы

1. При нормальном и скользящем падении двухчастотной ЭМВ наибольший контраст на границе контура АС проявляется в низкочастотной части исследуемого диапазона частот (100-200 МГц). Зондирование на более высоких частотах оказывается эффективным для этих целей при наклонном падении ЭМВ.

2. Установлена частотнозависимая закономерность поведения ЭМП на границе вмещающих пород и среды над УВЗ. Использование двух альтернативных частот, имеющих импедансное различие, позволяет улучшить идентификацию УВЗ.

3. Анализ поверхностного импеданса среды над УВЗ свидетельствует о необходимости фазовых измерений характеристик отражённых сигналов на двух или нескольких частотах, способствующих повышению уровня достоверности и точности выделения АС.

4. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ПРОВЕРКА ЭЛЕКТРОДИНАМИЧЕСКОЙ МОДЕЛИ СРЕДЫ НАД УВЗ. МЕТОДЫ И УСТРОЙСТВА ДЛЯ ПОИСКА И ВЫДЕЛЕНИЯ УВЗ

В этой главе анализируются результаты лабораторных исследований и натуральных экспериментов взаимодействия ЭМВ со средой над УВЗ, проведенных на реально действующих объектах углеводородов.

По результатам данных исследований предложены методы геоэлектроразведки, позволяющие повысить уровень точности выделения границ УВЗ. Показано, что для регистрации УВЗ могут быть использованы методы разноса радиоканалов по частоте и амплитуде, а также методы с использованием модулированных сигналов.

Основные результаты главы изложены в [82, 91-97, 102-104].

4.1. Способ регистрации естественного излучения УВЗ [91]

В поисковой геофизике на стадии уточнения объёмов и контура УВЗ широко используются способы георазведки, основанные на применении ЭМП [12]. Недостатками этих способов являются низкая разрешающая способность и низкая точность определения границ залежей, обусловленная высоким уровнем помех в используемом диапазоне частот, ограничением расстояния между приемником и передатчиком, связанного с конечными чувствительностью приёмника и мощностью передатчика, габаритами антенн, неоднозначностью идентификации аномалий напряженности электрического поля по виду полезного ископаемого и пр.

В работе [34] проведён анализ процесса взаимодействия ЭМП с УВЗ в режиме двухчастотного сигнала, позволяющий повысить точность определения границ залежи. Однако решение задачи ограничивается применением фиксированных отношений амплитуд и частот двух сигналов.

Для эффективного выделения проявлений УВЗ на фоне относительно однородной подстилающей среды необходимо теоретическое исследование взаимного влияния АС и двухчастотной ЭМВ с различными соотношениями параметров волн с целью определения наиболее оптимальных частот и амплитуд двух сигналов.

В способе [98] исследуется структура ЭМП в дальней зоне независимой удаленной радиостанции, работающей на фиксированной частоте f_1 . Другой подход связан с использованием результатов [3], в которых залежь углеводородов представлена как система, построенная в виде объема редуцированных пород и окружающего геологического пространства, образующего естественный электромагнитный колебательный контур – излучающую систему, источником возбуждения которой является естественное переменное электрическое поле. Представляя сигнал

излучающей системы как гармоническое колебание $e_2(t)$ с некоторой частотой f_2 , а возбуждающую ЭМВ в виде $e_1(t)$, можно представить ЭМП как суперпозицию двух волн – мощной ПЭВ с частотой f_1 и маломощной с частотой f_2 .

Численные исследования компонентов тензора (1.6) при воздействии сигнала $e_1(t)$ в диапазоне частот 10^2 - 10^{11} Гц для $\epsilon_r=5$ -10, $\sigma_r=0,01$ См/м и $N_e=10^{16}$ - 10^{17} м⁻³ показали, что максимальное проявление нелинейного эффекта взаимодействия ЭМВ со средой оказывается на отрезке частот 10...30 МГц, когда частота зондирующего сигнала f_1 близка или выше частоты столкновений между электронами и ионами. За счет регистрации напряженности поля на комбинационной частоте $F = f_1 \pm f_{1отр}$, где $f_{1отр}$ - отраженная волна, в которой заложена информация об естественном изменении излучения с частотой F за счёт использования нелинейного преобразования зондирующего сигнала и сигнала естественной излучающей системы в условиях анизотропии среды, повышается достоверность определения границы и точность оконтуривания залежи.

Полевые исследования предложенного способа на реальном месторождении нефти на базе устройства, схема которого приведена на рис.4.1, показали следующие результаты.

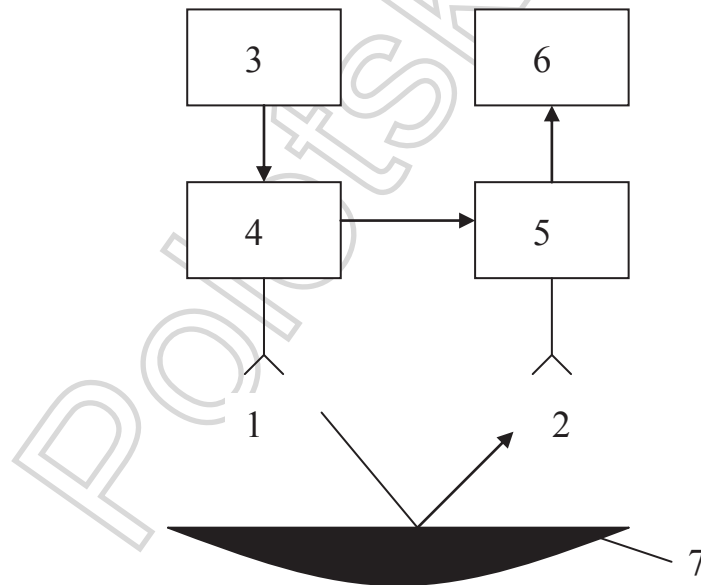


Рис. 4.1. Структурная схема устройства, реализующего способ регистрации естественного излучения УВЗ:

- 1,2 – антенны;
- 3 – генератор;
- 4 - делитель;
- 5 – смеситель;
- 6 – приемник;
- 7 – исследуемая среда.

При использовании частот $F^{(1)} = 5\text{МГц}$ и $F^{(2)} = 10\text{МГц}$, выбранных из условия максимального проявления нелинейного эффекта взаимодействия, получено аномальное проявление ЭМП на границах УВЗ.

На рис. 4.2 приведены результаты экспериментальных исследований, выраженных зависимостью отношения

$$V = f(r) = \frac{A(r)}{E(r)} \quad (4.1)$$

где A – амплитуда сигнала на входе приёмника;
 E – амплитуда собственного излучения вмещающих пород;
 r – расстояние вдоль исследуемого профиля.

На графиках пунктирная и сплошная линии соответствуют значениям отношения V на двух частотах – $F^{(1)}$ и $F^{(2)}$.

Как видно из графика, граница залежи располагается на пикете № 29, т.к. величина V в этой точке имеет минимальное значение. Эффект нелинейного взаимодействия сигналов проявляется в снижении амплитуды A , что приводит к уменьшению отношения V до значений 0,53 и 0,5. Вне контура эффект отсутствует, где величина V близка к 1, и отклонение составляет $\Delta V = \pm 0,2$ в контрольных точках $r \geq 32$.

Устройство, реализующее способ, содержит генератор 3, в качестве которого использовался стандартный генератор СВЧ с частотой сигнала $f_1 = 8,5\text{ГГц}$. Сигнал с выхода генератора поступает на вход делителя 4, в качестве которого используются стандартные мостовые СВЧ-соединения, с выхода которого поступает на два канала. При этом происходит деление мощности на два сигнала с равными амплитудами. Один сигнал поступает на антенну 1, которая облучает исследуемый участок поверхности на частоте f_1 , а второй сигнал подается на смеситель 5. Отраженный от исследуемой поверхности сигнал принимается антенной 2. В качестве антенн 1 и 2 используются рупорные антенны с раскрывом (100x150) мм, которые устанавливаются на фиксированной высоте от поверхности Земли, либо непосредственно на ней. В смесителе 5 происходит смешивание двух сигналов с частотами f_1 и $f_{\text{отр}}$, в результате чего на вход приемника поступает сигнал с амплитудой A и частотой F . Приемник выполняется по супергетеродинной схеме и настраивается на дискретную частоту.

Использование предлагаемого способа геоэлектроразведки УВЗ обеспечивает по сравнению с существующими аналогами следующие преимущества:

1. повышение точности определения границ УВЗ;
2. однозначность определения скоплений углеводородов при использовании эффекта нелинейного взаимодействия сигналов в условиях анизотропии;

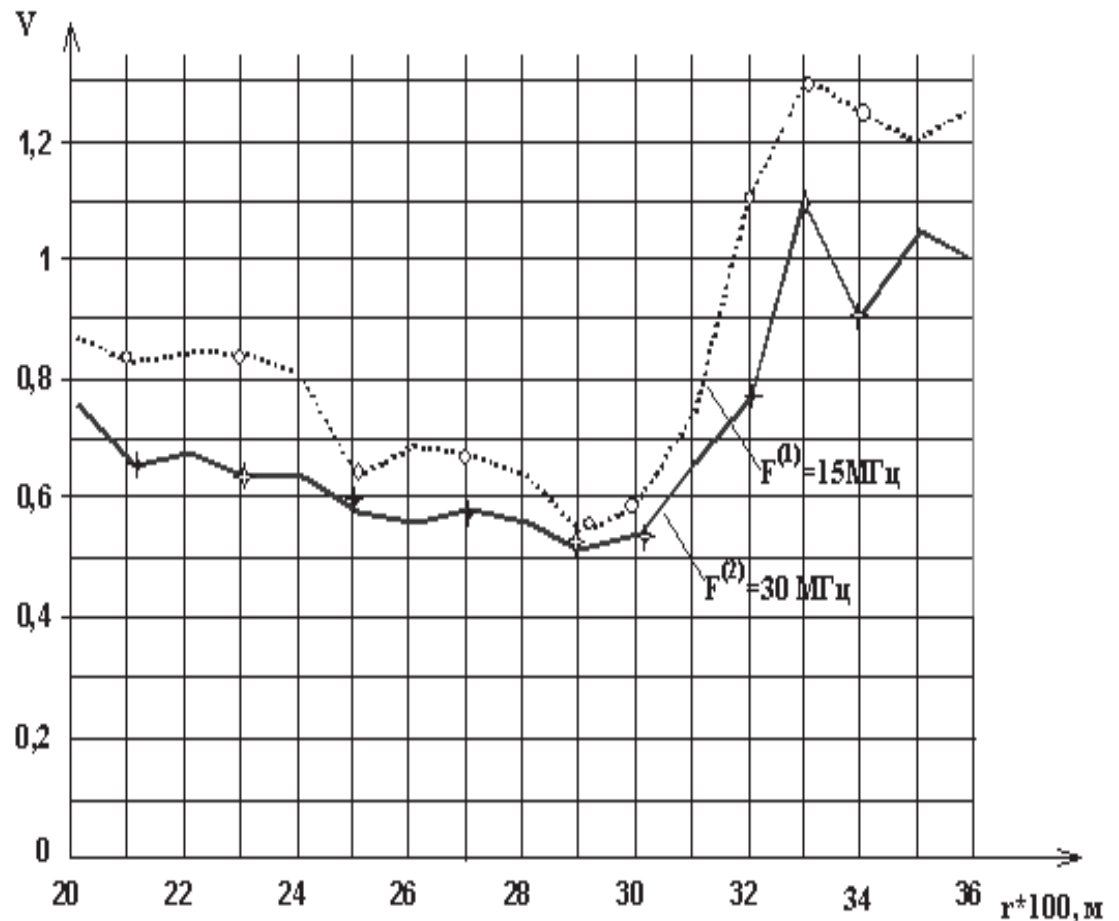


Рис. 4.2. Зависимости $V = f(r)$ для реального месторождения нефти

3. выбор конкретных частот при ведении разведки;
4. существенное снижение массы и габаритов устройства геоэлектроразведки;
5. повышение мобильности устройств разведки;
6. повышение производительности работ при поисках углеводородов.

4.2. Метод регистрации границ УВЗ по аномальным изменениям напряжённости электрического поля на двух частотах

На основе теоретического анализа тензоров диэлектрической проницаемости проведена экспериментальная проверка двухчастотного взаимодействия ЭМВ со средой над УВЗ.

Исследование проводилось на основе метода альтернативных частот [99], сущность которого состоит в следующем. Поскольку частотные зависимости $\text{Re} \varepsilon = \rho \{ \tilde{\rho} \}$ имеют участки, где подстилающая АС будет

поглощающей или отражающей, то измеряя отношение амплитуд напряжённостей электрического поля E_1 и E_2 на двух частотах f_1 и f_2 вдоль конкретного геопрофиля

$$K_E = \frac{E_2}{E_1}, \quad (4.2)$$

по аномальным значениям отклонений (4.2) можно зафиксировать границу залежи углеводородов. Значение напряженности поля E_1 для ЭМВ с $K_E \ll 1$ и $K_\omega \ll 1$ в диапазоне частот от 1000 Гц до 1-2 МГц на границе “вмещающие породы - УВЗ” должно резко уменьшиться (рис.4.3а).

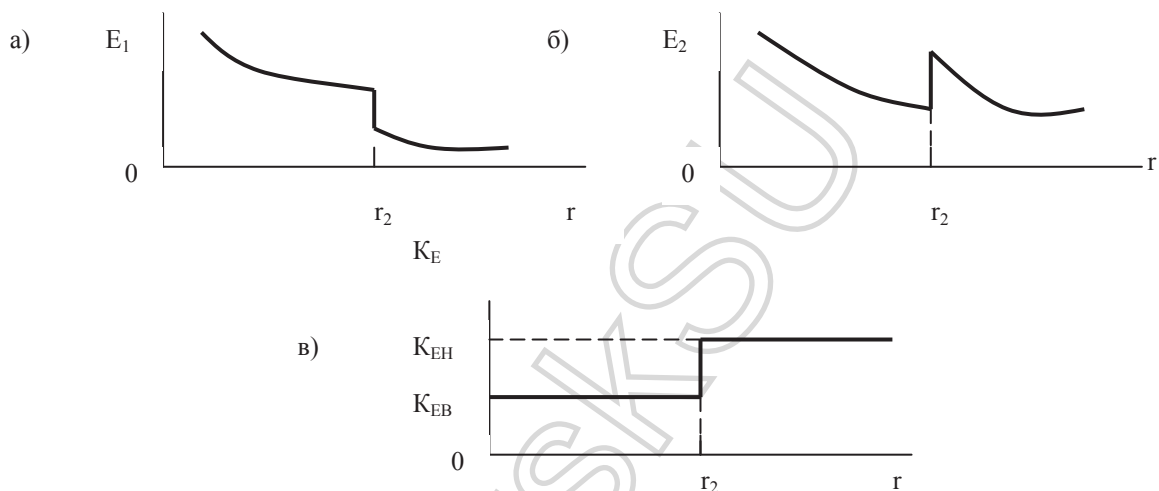


Рис.4.3. Поле ПЭВ на частотах f_1 (а), f_2 (б) и отношение амплитуд поля на этих частотах (в)

Аномальный скачок напряженности при этом эквивалентен изменению поля ПЭВ на границе типа «море-суша» [90]. Использование альтернативной частоты f_2 к частоте f_1 из поддиапазона 10...100 МГц позволяет зарегистрировать на границе контура УВЗ противоположный по отношению к первой, аномалию напряженности электрического поля ПЭВ E_2 (рис. 4.3б). При этом, аномалия поля ПЭВ на границе залежи будет эквивалентна изменению поля ПЭВ на границе типа «суша»-«море». Таким образом, аномалии полей ПЭВ на границе контура УВЗ для двух частот f_1 и f_2 оказываются противоположными, что может быть использовано для идентификации УВЗ. Определяя отношение напряженностей поля двух частот в фиксированной точке исследуемого профиля, можно получить скачок отношения напряженностей на границе контура УВЗ в несколько раз превышающей аномалию напряженности поля на частоте f_2 (рис. 4.3в). Вне контура залежи, так как и над ней, отношение напряженностей остается практически постоянным и принимает значение K_{EB} и K_{EH} соответственно. Скачок отношения в точке r_2 указывает на изменение свойств подстилающей среды и соответствует границе контура.

Экспериментальная проверка эффекта нелинейного взаимодействия двух ЭМВ со средой над УВЗ проводилась с помощью РЭА, структурная схема которой приведена на рис. 4.4.

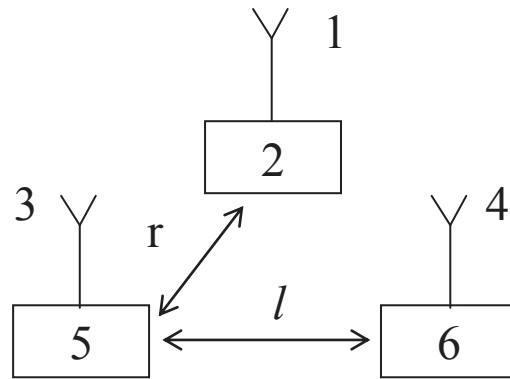


Рис. 4.4. Структурная схема установки для реализации метода альтернативных частот:

- 1,3,4 – антенны;
- 2 – РПДУ на частоте f_2 ;
- 5 – РПУ;
- 6 – РПДУ подсвета на частоте f_1 .

Результаты экспериментальных исследований, проведённых на частотах $f_1=2\text{МГц}$ и $f_2=16\text{МГц}$ (рис.4.5) показали следующее.

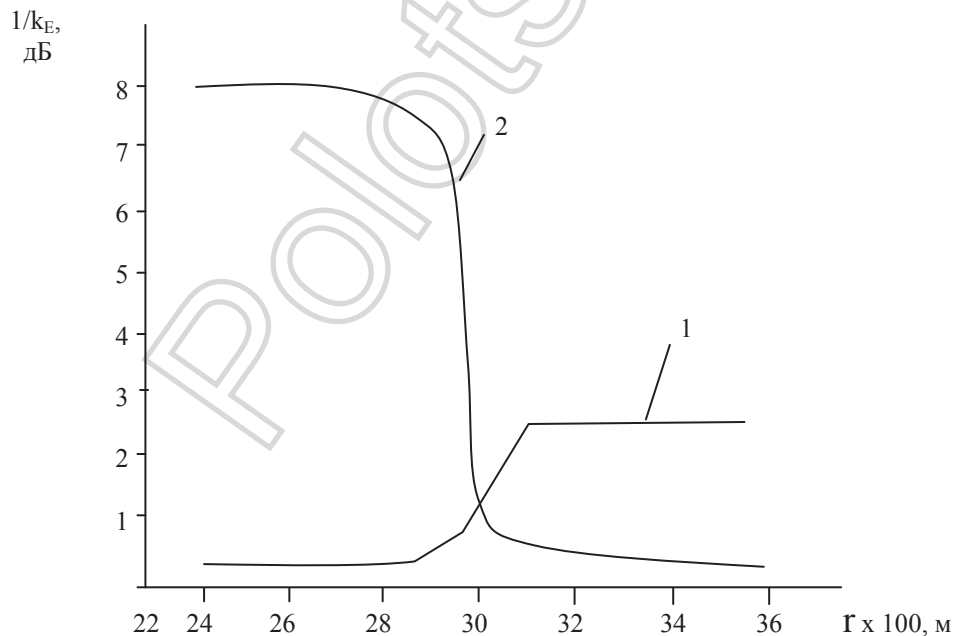


Рис.4.5. Экспериментальные характеристики двухчастотного взаимодействия ЭМВ с УВЗ:

- 1 – при размещении излучателей на анизотропном включении;
- 2 – при размещении излучателя вне контура анизотропии.

При фиксированном расстоянии между приёмником и передатчиком подсвета на частоте f_1 $l=10$ м и изменении местоположения передатчика, излучающего сигнал на частоте f_2 , величина $1/k_E$ до пикета 29 исследуемого профиля имеет относительно равномерное поведение, а после данной точки происходит её возрастание до 2,5 дБ (для сравнения $1/k_E \approx 0,5$ дБ на пикете 27, $1/k_E \approx 2,5$ дБ на пикете 32). На пикетах 30-34 отношение напряжённостей поля остаётся практически постоянным. При размещении передатчиков вне контура (кривая 2 рис. 4.5) отношение напряжённостей поля на пикетах 24-28 практически одинаково. На пикете 29 $1/k_E = 7,5$ дБ и далее отношение напряжённостей поля резко падает до значения $1/k_E = 2,0$ дБ на пикете 30. На пикетах 31-34 величина $1/k_E$ остаётся практически постоянной.

Данный метод обеспечивает повышение уровня достоверности при идентификации и точности определения границ УВЗ.

4.3. Метод регистрации границ УВЗ измерением расстояния между приёмником и передатчиком подсвета

Экспериментальные исследования на реальном геопрофиле с включением УВЗ проведены с помощью РТС, построенной по схеме приведённой на рис. 4.4.

На контрольных точках геофизического профиля проводились измерения расстояния l между антеннами передатчика подсвета и приёмника по фиксированному уровню НЧ-сигнала. Исходя из изменения интенсивности сигналов исследуемых частот (рис. 4.5), для оценки влияния отношения амплитуд и частот на степень нелинейного преобразования использовался режим излучения, соответствующий зависимости 2 рис. 4.5 (увеличение параметра $1/k_E$ над анизотропным образованием на 7,5 дБ при $k_\omega \approx 0,1$)

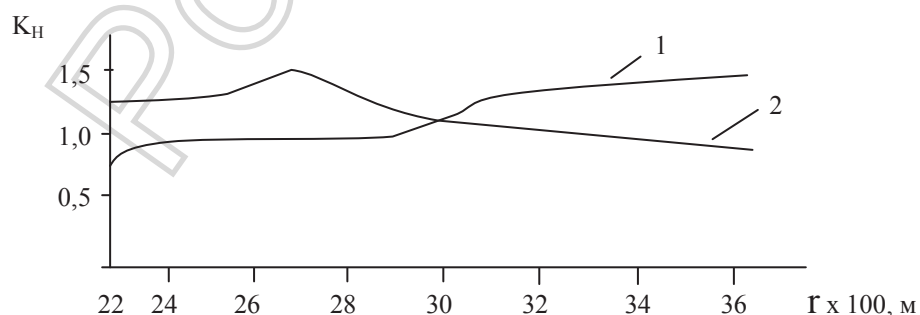


Рис. 4.6. Зависимость коэффициента нелинейного взаимодействия от расстояния вдоль геопрофиля для маломощного (1) и более интенсивного (2) сигналов.

Из представленных на рис. 4.6 зависимостей величины коэффициента нелинейного взаимодействия

$$K_H(r) = \frac{l}{l_0}, \quad (4.3)$$

где l_0 – начальная величина разноса РПУ и передатчика подсвета, видно возрастание K_H над АС при увеличении амплитуды зондирующего сигнала (кривая 2) и уменьшение для ЭМВ с убывающей интенсивностью поля (кривая 1).

Для маломощного сигнала величина $K_H \approx 1,0$ до пикета 29 над УВЗ, а далее монотонно возрастает до значения $K_H \approx 1,5$. Для более мощного сигнала $K_H \approx (1,25-1,4)$ на пикетах 22-29 и вне УВЗ уменьшается до 0,9 (при $r > 30$).

Таким образом, измерение расстояния между приёмником и источником подсвета позволяет выделять границы УВЗ на изменениях величины $K_H(r)$.

4.4. Метод регистрации границ АС с использованием акустического сигнала

В настоящее время задача обнаружения УВЗ на фоне морской среды является весьма актуальной. Большинство методов разведки, приуроченных к решению данной задачи, основано на использовании сейсмических волн.

Метод регистрации границ АС с использованием акустического сигнала апробирован для поиска подводных целей, являющихся источником акустических волн [86].

Учитывая возможность обнаружения источников акустических колебаний в плотной морской среде ($\epsilon \approx 80$) появляется интерес регистрации эффекта взаимодействия акустического сигнала и ПЭВ над неоднородностью с частотнозависимыми свойствами, которыми обладает среда над УВЗ.

Классическая задача дистанционного зондирования подводных целей по рассеянию ЭМВ на поверхности, рассмотренная в работе [100], базируется на использовании боковых волн в диапазоне сверхнизких частот. Нетрадиционный способ пеленгации точечных источников акустических колебаний за счёт регистрации на водной поверхности электромагнитных сигналов, возбуждённых в морской среде при смещении заряженных частиц жидкости в геомагнитном поле, предложен в работе [101].

Основными недостатками указанных способов электромагнитного обнаружения подводных источников акустических волн являются большие габариты приёмных антенн, громоздкость и конструктивная сложность аппаратуры вследствие малых уровней регистрируемых сигналов.

При наличии границы раздела на водной поверхности возникают быстро затухающие релеевские волны от подводного источника акустических колебаний, создающие локальную неоднородность гидродинамических параметров. Так как морская вода может быть представлена многокомпонентной плазмopodobной средой, обладающей в геомагнитном поле анизотропными свойствами, возникшие упругие колебания преобразуются в ЭМВ [78].

Электродинамический отклик магнитоактивной среды на воздействие акустического сигнала и зондирующей ЭМВ характеризуется тензором (1.30). В спектре частот распространяющегося зондирующего сигнала возникает НЧ-составляющая за счёт перекрёстной модуляции при изменении эффективной частоты столкновений заряженных частиц относительно среднего значения и зависящее от соотношения параметров взаимодействующих волн асимметричное (одночастотное) смещение несущей частоты ω , отличающиеся от традиционного нелинейного преобразования частот физической природой (кросспараметрическое преобразование).

Исследование особенностей распространения сигнала УКВ-диапазона над магнитоактивной средой проводилось совместно с сейсмологическими испытаниями на этой же площади.

В процессе смещения источника импульсного акустического возмущения относительно контрольных отметок профиля угол Θ между направлениями распространения ЭМВ и перемещения акустического фронта изменялся в широких пределах (рис. 4.7).

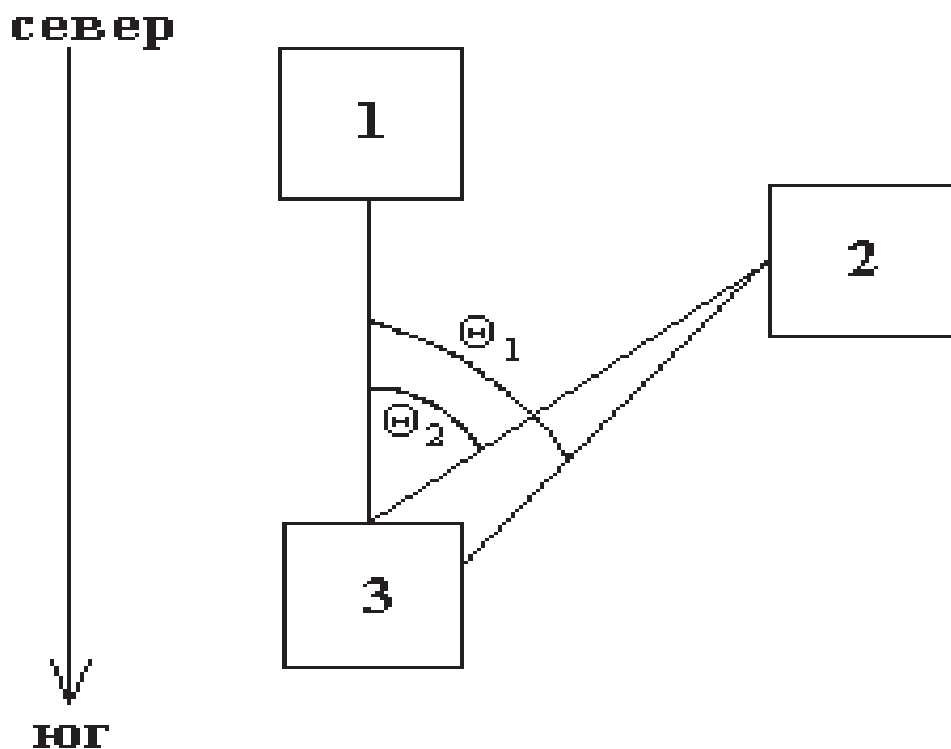


Рис. 4.7. Расположение источника акустического возмущения относительно направления север-юг.

- 1 – РПДУ;
- 2 – источник акустического возмущения;
- 3 – РПУ.

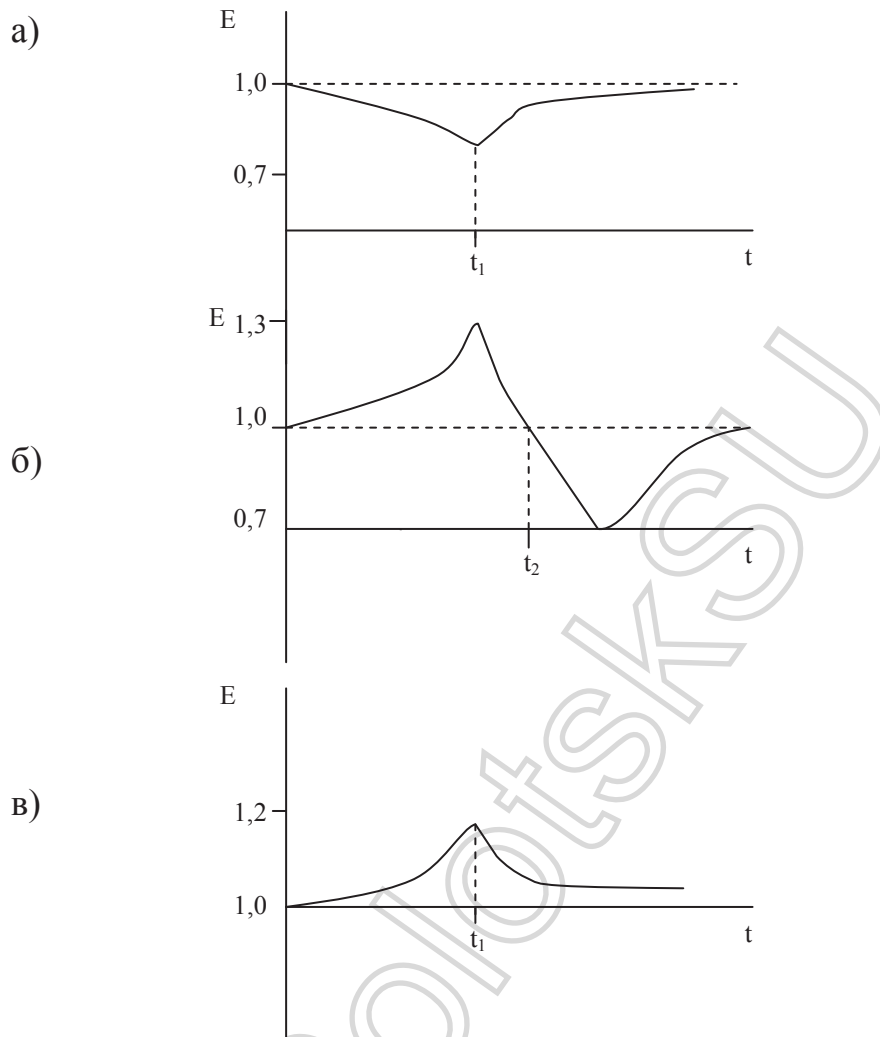


Рис. 4.8. Временные зависимости амплитуды поверхностной волны над АС при изменении угла воздействия акустического импульса:

- а - -90^0
- б - -45^0
- в - -10^0

О взаимодействии ЭМВ и акустической волны в магнитоактивной среде свидетельствует изменение во времени амплитуды поверхностной ЭМВ с частотой 50 МГц над анизотропным включением для нескольких значений угла Θ (рис. 4.8). Наиболее близко соответствует результатам аналитических исследований (1.30) экспериментальная зависимость (рис. 4.8 в) для квазигармонического взаимодействия волн.

Данные эксперимента показывают, что в режиме взаимодействия ЭМВ и акустического импульса появляется возможность использования полученных результатов для разработки новых ЭММ и аппаратуры для поиска УВЗ.

4.5. Лабораторные исследования с использованием модулированных сигналов

Лабораторное исследование трансформации поля модулирующих ЭМВ проведено на модели среды с включением нефти, погребённой под слоем почвы, соответствующей песчано-алевритовым фракциям (приложения 1-4).

Для локализации нефти помещена в специальный контейнер с размерами $l_k=1\text{м}$, $d=h=0,4\text{м}$. На отрезке $l_{kl}=1\text{м}$ моделируется участок относительно однородных вмещающих пород. Модель не учитывает анизотропии среды и предназначена для исследования поведения поля ПЭВ на границе раздела «вмещающие породы» – «протяжённая нефтяная залежь».

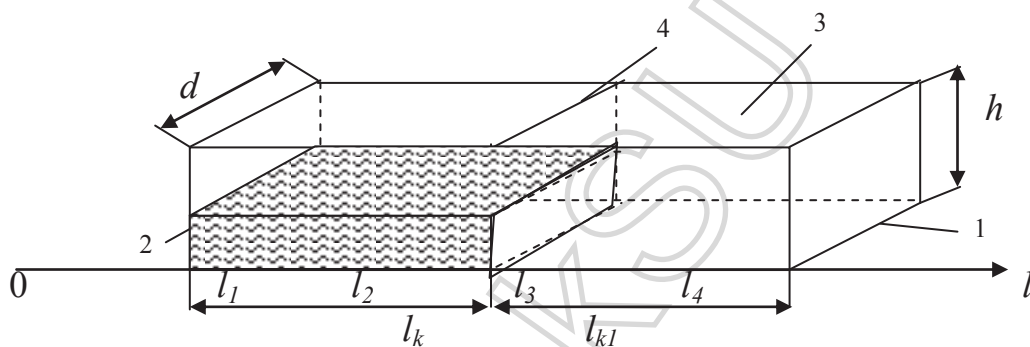


Рис. 4.9. Экспериментальная модель залежи углеводородов:

- 1 – контейнер;
- 2 – специальный контейнер;
- 3 – слой почвы;
- 4 – граница раздела сред.

Структурная схема лабораторной установки для исследования границы раздела нефть-вмещающая порода представлена на рис. 4.10:

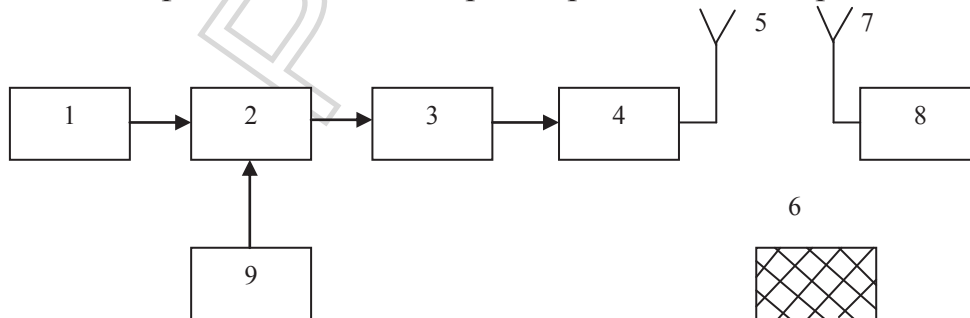


Рис. 4.10. Структурная схема установки для исследования нефти в режиме АМ-сигналов:

- 1 – генератор несущей частоты;
- 2 – модулятор;
- 3 – развязывающее устройство;
- 4 – согласующее устройство;
- 5,7 – антенны;
- 6 – исследуемая среда;
- 8 – измеритель плотности потока мощности ПЗ-18;
- 9 – генератор модулирующего сигнала.

Для обеспечения дальней зоны исследуемых антенн, частоты исследуемых сигналов выбирались из условий геометрии моделируемого объекта.

Так, например, при частоте $f=3\text{ГГц}$ ($\lambda=10\text{см}$) расстояние $l_k+l_{k1}=2m=20\lambda$, а ширина $d=h=4\lambda$.

В табл. 4.1-4.4 приведены результаты экспериментальных исследований при использовании АМ-сигналов при различных коэффициентах амплитудной модуляции. Напряжённости электрического поля E_{11} , E_{12} , E_{13} и E_{14} (в дБ) измеряются в точках исследуемого профиля l_1 , l_2 , l_3 и l_4 соответственно, причём расстояние l_1-l_2 , l_2-l_3 , l_3-l_4 равны между собой.

Таблица 4.1

Взаимодействие ЭМВ со средой над УВЗ при коэффициенте модуляции $K_m=0,3$

f, ГГц	F, МГц	E_{11}	E_{12}	E_{13}	E_{14}
3	10	14	13	14	4
5		16	15	15	3
7		17	16	16	3
8		17	17	18	3
3	50	17	18	17	6
5		19	20	20	5
7		19	19	19	4
8		16	17	16	3
3	150	13	13	12	4
5		13	13	13	5
7		11	12	14	5
8		10	11	10	3
3	250	15	15	15	4
5		16	16	16	7
7		15	15	15	5
8		14	14	14	3
3	350	12	12	12	6
5		12	12	12	4
7		13	12	11	5
8		15	15	15	3

Таблица 4.2

Взаимодействие ЭМВ со средой над УВЗ при коэффициенте модуляции $K_m=0,5$

f, ГГц	F, МГц	$E_{/1}$	$E_{/2}$	$E_{/3}$	$E_{/4}$
3	10	14	14	14	8
5		16	16	16	3
7		15	15	15	6
8		16	15	15	5
3	50	17	18	18	5
5		17	17	17	5
7		16	16	16	4
8		17	18	18	5
3	150	13	12	12	6
5		13	13	13	6
7		14	14	14	5
8		15	15	15	3
3	250	16	15	15	2
5		15	15	15	2
7		14	14	14	3
8		14	14	14	3
3	350	12	12	12	3
5		12	12	12	4
7		13	14	14	3
8		16	16	16	2

Данные, приведённые в табл. 4.1-4.4, свидетельствуют о полной корреляции аномального изменения ЭМВ на границах эквивалента УВЗ без учёта анизотропии.

При коэффициенте амплитудной модуляции $k_m=0,9$ (табл. 4.4) поведение ЭМП менее аномально по сравнению с меньшими k_m . Определяется это качеством детектирования АМ-сигнала при высоких k_m , которые не могут быть рекомендованы при решении задач поиска и выделения УВЗ.

Для сравнения на рис. 4.11 показаны экспериментальные зависимости напряжённости электрического поля вдоль исследуемого участка на частоте $f=5$ ГГц и частоте модуляции $F=50$ МГц.

Результаты проведенных лабораторных исследований свидетельствуют о том, что амплитудная модуляция приведет к незначительным изменениям реакции среды над УВЗ.

Таблица 4.3

Взаимодействие ЭМВ со средой над УВЗ при коэффициенте модуляции $K_m=0,7$

f, ГГц	F, МГц	E_{l1}	E_{l2}	E_{l3}	E_{l4}
3	10	16	16	16	4
5		16	16	15	3
7		14	14	14	3
8		16	15	15	2
3	50	14	14	14	3
5		14	14	14	3
7		18	18	18	4
8		12	12	12	3
3	150	13	13	13	6
5		13	13	13	5
7		12	12	12	7
8		14	13	13	6
3	250	16	17	17	5
5		17	18	18	5
7		14	14	14	3
8		14	14	14	2
3	350	12	12	12	4
5		12	12	12	3
7		13	13	12	3
8		16	14	15	5

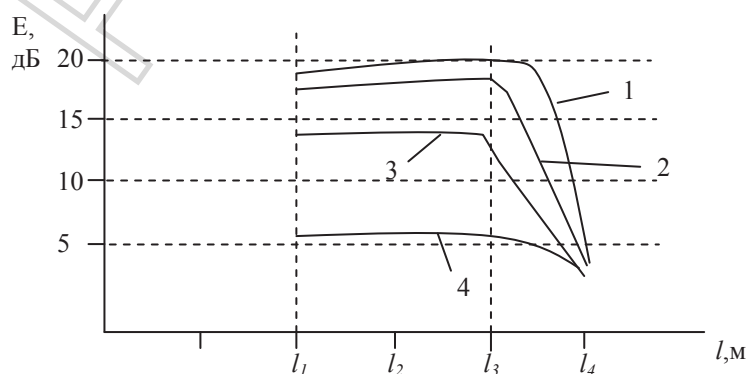


Рис. 4.11. Экспериментальные зависимости $E = \rho(l)$ для:

- 1 – $k_m=0,3$;
- 2 – $k_m=0,5$;
- 3 – $k_m=0,7$;
- 4 – $k_m=0,9$.

Таблица 4.4

Взаимодействие ЭМВ со средой над УВЗ при коэффициенте модуляции
 $k_m=0,9$

f, ГГц	F, МГц	E_{f1}	E_{f2}	E_{f3}	E_{f4}
3	10	5	5	5	4
5		6	5	4	3
7		4	4	4	3
8		5	5	4	3
3	50	6	5	5	4
5		6	6	6	5
7		7	7	6	4
8		5	5	5	4
3	150	6	6	6	4
5		5	4	4	3
7		5	4	4	3
8		4	4	4	3
3	250	6	5	5	4
5		5	5	4	3
7		4	4	4	3
8		5	5	4	3
3	350	6	6	4	3
5		5	5	4	3
7		4	4	4	3
8		4	3	2	3

Результаты теоретических и экспериментальных предварительных исследований (1.39) и (1.44) показывают, что происходит трансформация спектров ЭМВ, взаимодействующих с АС, поэтому для разработки методов поиска и выделения УВЗ с использованием ЧМ-сигналов необходимы РТС, содержащие спектроанализаторы.

4.6. Использование измерений импеданса антенн для выделения анизотропных неоднородностей

Результаты теоретических исследований отражательных характеристик свидетельствуют о существовании контрастов коэффициентов отражения между средой над УВЗ и ПП при нормальном и квазискользящем РРВ. Экспериментальное исследование на реальной АС отношения:

$$\sigma_s = \frac{\Gamma_{f1}}{\Gamma_{f2}}, \quad (4.4)$$

где Γ_{f1} , Γ_{f2} – коэффициенты отражения на двух частотах при нормальном РРВ.

На рис. 4.12 приведена структурная схема измерительной установки, использованной для экспериментальных исследований отношения коэффициентов отражения на частотах $f_1=10\text{ГГц}$ и $f_2=34\text{ГГц}$.

На границе АС и вмещающих пород наблюдается резкое уменьшение соотношения коэффициентов отражения (табл. 4.5) и подтверждает анизотропный характер среды над УВЗ.

Схема для осуществления измерений состоит из генераторов Γ_1 и Γ_2 , ферритовых вентилях $\Phi В_1$ и $\Phi В_2$, направленных ответвителей $НО_1$ и $НО_2$, антенн A_1 и A_2 , детекторов $Д_1$ и $Д_2$, усилителей $У_1$ и $У_2$, схемы отношения $СО$, индикаторного прибора ИП.

В таблице 4.5 приведены результаты экспериментальных измерений отношения коэффициентов отражения на двух частотах.

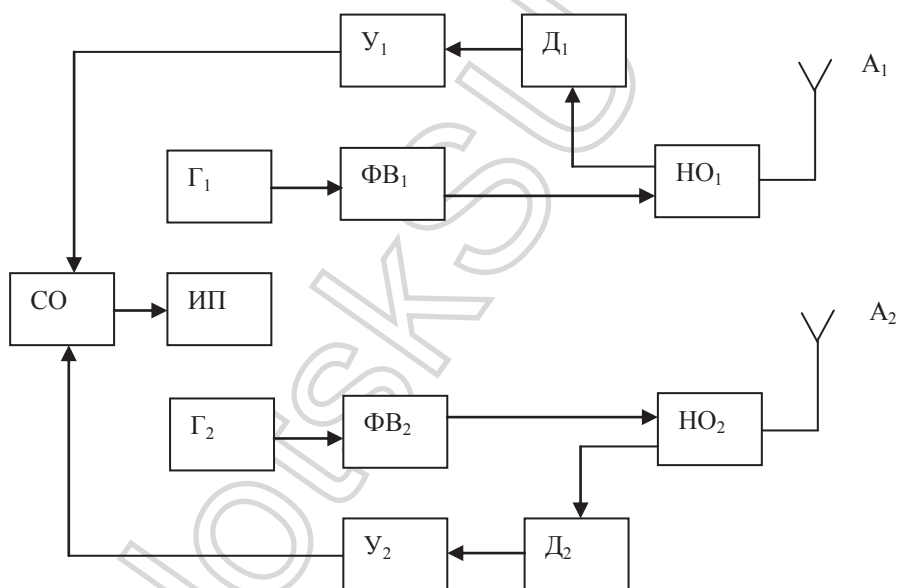


Рис. 4.12. Структурная схема устройства для измерения отношения коэффициентов отражения на двух частотах

Таблица 4.5

Результаты измерений отношения коэффициентов отражения на частотах $f_1=10\text{ГГц}$ и $f_2=34\text{ГГц}$

№ пикета	σ
25	1,22
26	1,23
27	1,22
28	1,17
29	0,78
30	1,54
31	1,46
32	1,44
33	1,44

Измерения отношения коэффициентов отражения при нормальном зондировании на частотах $f_1=10\text{ГГц}$ и $f_2=34\text{ГГц}$ показали, что на границе контура (пикет 29) происходит уменьшение величины σ до значения 0,78, что связано с противоположным характером аномалий коэффициентов отражений на частотах f_1 и f_2 .

4.7. Анализ структурного построения РТС для поиска УВЗ

На основе приведенного теоретического анализа и данных натурных экспериментов, а также результатов физического моделирования в лабораторных условиях можно провести анализ структурного построения радиотехнических систем для георазведки залежей нефти и газа на основе двухчастотных и модулированных сигналов.

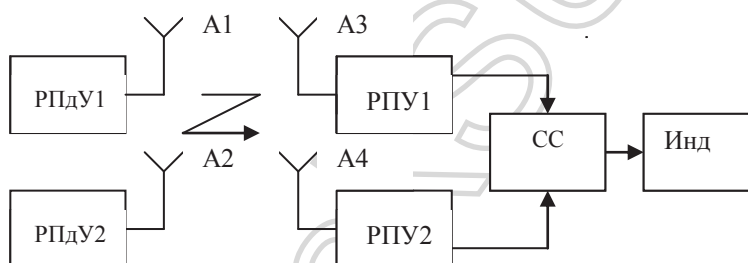


Рис. 4.13. Двухканальная РТС с разносом по частоте

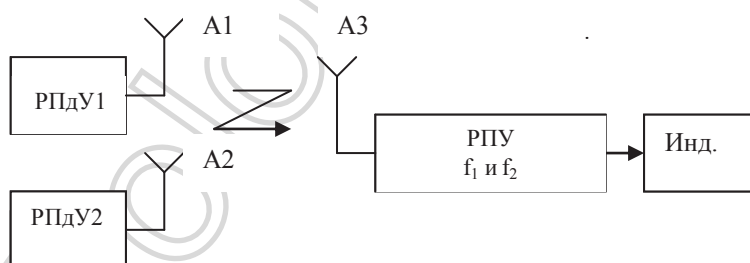


Рис.4.14. РТС с использованием источника подсвета

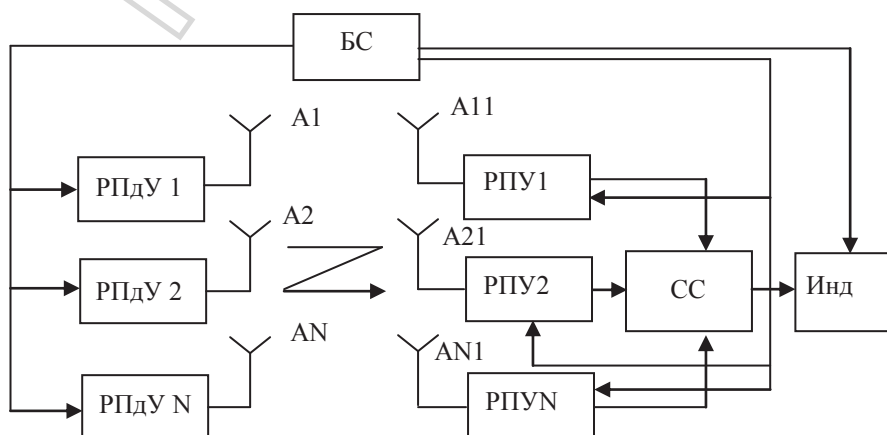


Рис.4.15. Многоканальная РТС

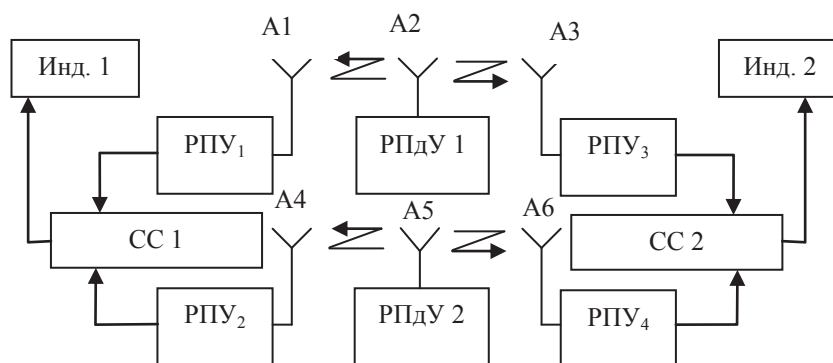


Рис.4.16. Двухчастотная РТС для реализации метода равноудалённых приёмников

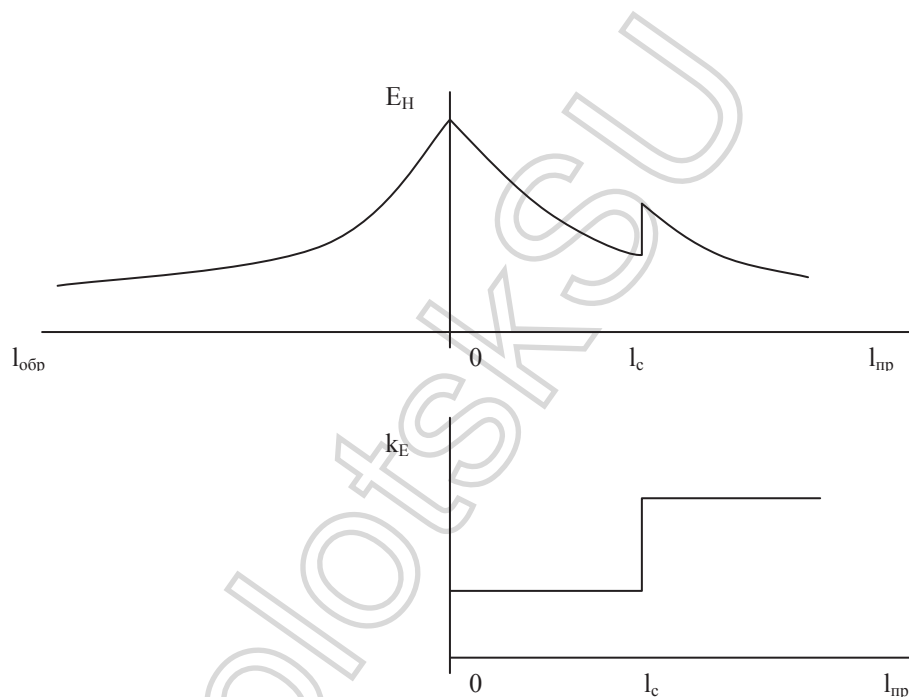


Рис. 4.17. Метод равноудаленных приемников

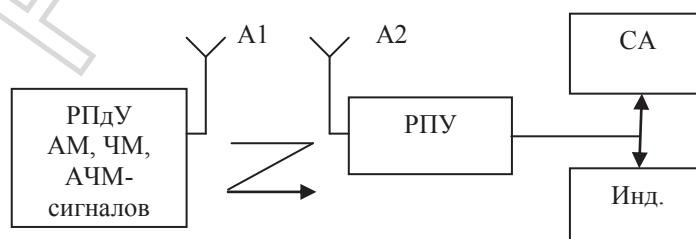


Рис.4.18. РТС на основе модулированных сигналов

Схема, представленная на рис.4.13 состоит из двух передатчиков РПДУ1 и РПДУ2, работающих на частотах f_1 и f_2 , двух приемников РПУ1 и РПУ2, настроенных на частоты передатчиков и четырех антенн А1-А4, предназначенных для передачи и приема ЭМВ на частотах f_1 и f_2 . Сигналы с выходов приемников поступают на схему сравнения (СС) и далее на

индикатор (Инд.). Данная схема РТС обеспечивает реализацию методов естественного излучения УВЗ и акустического воздействия.

РТС, реализуемая по схеме, приведённой на рис.4.14, позволяет осуществлять регистрацию границ УВЗ и глубинных разломов.

Схема, приведённая на рис. 4.15, представляет собой многоканальное устройство, состоящее из N передатчиков и N приемников. На приемной стороне возможен спектральный анализ принимаемых сигналов, обеспечивающий достоверное определение границ УВЗ. При этом для исключения суперпозиции полей излучаемых ЭМВ в структуре РТС предусматривается блок синхронизации БС.

Схема, приведённая на рис. 4.16, построена на основе метода равноудаленных приемников. Отличается от схемы, приведённой на рис. 4.13, наличием еще двух приемников, настроенных соответственно на частоты f_1 и f_2 . Методика заключается в регистрации напряженностей электрического поля по двум направлениям на одинаковом расстоянии от стационарных передатчиков, работающих на частотах f_1 и f_2 (Рис. 4.17)

Передатчик устанавливается в точке $l=0$. Производят измерения отношения напряженностей электрического поля прямого l_{np} и обратного $l_{обр}$ направлений, причем $l_{пр} = -l_{обр}$.

$$k_E = \frac{E_{np}(l_{np})}{E_{обр}(l_{обр})} \quad (4.5)$$

Строится диаграмма $k_E=f(l)$ для дискретных точек исследуемого профиля и по аномальному скачку k_E определяют границу залежи l_c .

Схема, приведённая на рис. 4.18, состоит из передатчика модулированных сигналов (АМ, ЧМ или АЧМ). На приёмной стороне требуется применение РТС, включающих в свой состав спектроанализаторы.

4.4 Выводы

1. Анализ результатов экспериментального исследования показывает возможность использования методов двухчастотного зондирования для поиска и оконтуривания УВЗ. Регистрация сигнала на комбинационной частоте $F=f_1 \pm f_{1обр}$ свидетельствует о наличии естественного излучения.
2. Установлено, что существующие методы георазведки УВЗ могут быть модернизированы за счёт использования вспомогательной частоты подсвета.
3. Экспериментальная проверка метода альтернативных частот подтверждает повышение уровня достоверности и точности определения границ залежи углеводородов. Аномалии амплитуд поля на границе контура УВЗ на частотах 2МГц и 16МГц имеют противоположный по отношению к нормальному полю характер, что подтверждает частотную избирательность свойств среды над УВЗ.

4. Экспериментальные измерения расстояния между приёмником и передатчиком подсвета показали, что коэффициент нелинейного взаимодействия возрастает над анизотропным включением при увеличении амплитуды зондирующего сигнала и уменьшается для ЭМВ с меньшей амплитудой сигнала.

5. Экспериментальные исследования взаимодействия ЭМВ с гармоническим колебанием 50МГц и акустическим импульсным воздействием на анизотропное включение свидетельствует об изменении во времени амплитуды ПЭВ при изменении угла между направлениями РРВ и перемещения источника акустических колебаний.

6. Проведенный анализ структурных схем РТС для поиска, выделения и идентификации УВЗ, показывает возможность повышения эффективности ЭММ при увеличении числа измерительных каналов.

PolotskSU

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

1. В диссертации получены выражения для компонентов тензора диэлектрической проницаемости АС при воздействии двухчастотных и модулированных сигналов. Определены оптимальные диапазоны изменения частот и амплитуд воздействующих на залежь сигналов для получения полной картины взаимодействия ЭМВ с исследуемой средой. Проведенный анализ показал, что использование сигналов со смешанной модуляцией приводит к расширению функциональных зависимостей компонентов тензора от параметров сигнала, что позволяет повысить информативность разрабатываемых методов поиска УВЗ [73, 74, 82, 93, 96, 97, 103].
2. В режиме двухчастотного взаимодействия определены соотношения частот и амплитуд волн, при которых наблюдается наиболее контрастное изменение отражательных характеристик между АС и ПП [94, 102].
3. Установлена частотно-зависимая закономерность поведения ЭМП на границе вмещающих пород и среды над УВЗ. Использование альтернативных частот, имеющих импедансное различие, позволяет повысить уровень идентификации УВЗ [72, 75, 97].
4. Установлено, что существующие методы георазведки УВЗ могут быть дополнены применением зондирования залежей на основе использования вспомогательной частоты подсвета, позволяющей более эффективно исследовать проявления анизотропии УВЗ. Разработан и апробирован метод поиска УВЗ, основанный на регистрации напряженности поля на комбинационной частоте $F=f_1+f_{1обр}$, за счёт чего повышается достоверность определения границы и точность оконтуривания УВЗ [72, 91].
5. Разработан и апробирован метод поиска УВЗ, основанный на взаимодействии ЭМВ и акустического импульса с АС [86].
6. На основании проведённых исследований предложены и проанализированы структурные схемы РТС для поиска, выделения и идентификации УВЗ. Показано, что повышение эффективности РТС связано с увеличением числа измерительных каналов [86, 92, 95, 104].

СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ

1. Москвичев В.Н. Исследование взаимодействия электромагнитных волн с углеводородной залежью//Радиотехника и электроника. – Минск: Высшая школа, 1989.–Вып.18. – С.91-96.
2. Дмитриев А.Н. Геометрическая модель среды с поляризованной залежью углеводородов//Разведочная геофизика. – М.: Недра, 1981. – Вып. 93. – С.100-106.
3. А.с. 1264122 СССР, МПК G 01 V 3/08. Способ поиска месторождений нефти и газа / А.Ф. Семенцов, В.Ф. Семенцов (СССР). – №3216276/24-25; Заявлено 08.09.1980; Опубл. 15.10.1986. Бюл. №38 // Открытия. Изобретения. – 1986. – №38. – С.192.
4. McAlur. N. Rodar that sus bereath the ground//Pop. Sci. – 1989. – Vol. 234. – P. 113.
5. Даев Д.С. Высокочастотные электромагнитные методы исследования скважин. – М.: Недра, 1974. – 232 с.
6. Петровский А.Д. Радиоволновые методы в подземной геофизике. – М.: Недра, 1971. – 182 с.
7. Финкельштейн М.И., Кутев В.А., Золоторев В.П. Применение радиолокационного подповерхностного зондирования в инженерной геологии. – М.: Недра, 1986. – 182 с.
8. Annan A.P., Davis I.L. Impulse rodar sounding in permafrost//Radio Science. – 1976. –Vol.11, № 4. –P.383-394.
9. Lerche I. Direct detection of hudrocarbons: some preliminare thoughts and enestions//Energy Explorat and Explot. –1987. – Vol.5, № 4. – P.265-285.
10. Шарданов А.Н., Романов Ю.А. Роль аэрокосмических и неотектонических исследований при нефтегазгеологическом районировании и поисках углеводородов//Нефтяная промышленность. – М.: ВНИИЭН, 1988.– Вып.5.– С. 1-4.
11. Бакиров Э.А. Направления дальнейшего развития исследований фундаментальных проблем нефтегазгеологической науки// Фундаментальные проблемы нефтегазгеологической науки. Труды МИНиГ. – 1991. – Т.3, №226. – С.212-214.
12. Электроразведка. Справочник геофизика//Под ред. В.К. Хмелевского и В.М. Бондаренко. – М.: Недра, 1989 – Т. 2. –377 с.
13. Черняк Г.Я. Электромагнитные методы в гидрогеологии и инженерной геологии. – М.: Недра, 1987. – С. 61-102.
14. Шауб Ю.Б. Методы электроразведки, основанные на использовании искусственных гармонических полей. – М.: Недра, 1971. – 250 с.
15. Москвичев В.Н., Стадник Ю.Н. Дистанционное оконтуривание углеводородных залежей с помощью радиоволновых полей// Тез. докл. Всесоюзной НТК «ОИДН-84». –Новосибирск, –1984. – Т.3. – С.93-95.
16. Цыдыпов Ч.Ц., Цыденов В.Д., Бушкуев Ю.Б. Исследование электрических свойств подстилающей среды. –Новосибирск: Наука, 1978. – 176 с.

17. Barret W.M. Radoils approach to parositytrend mapping// The Oil and Gas J.– 1959. – Vol.57, № 35. – P.31-40.
18. Фролов А.Д., Озеров В.Д. Поиски нефтегазовых месторождений радиоволновыми методами// Региональная, разведческая и промысловая геофизика. – М.: ВИЭМС. –№ 19. 1969. – 32с.
19. Slattery D.W. Radio-ofn it de a valuable tool for oil exploration// The Oil and Gas. J. 1963. – Vol.61, № 2. – P.2-10.
20. Фундаментальные проблемы нефтегазовой геофизики/ Ю.В. Зайченко, О.К. Кузнецов, А.К. Урупов и др.// Фундаментальные проблемы нефтегазгеологической науки. Труды МИНиГ. – 1991. –Т.3, №226. – С.92-103.
21. Гололобов Д.В., Москвичев В.Н. Повышение эффективности ближней радиолокации на трассе с анизотропной неоднородностью// Тез. докл. ВНТК “Информационные методы повышения эффективности и помехоустойчивости радиосистем и систем связи”. – Ташкент, 1990. –С.58.
22. Гололобов Д.В., Москвичев В.Н. Ослабление поверхностной волны анизотропной средой// Радиотехника и электроника. – Минск: Вышэйшая школа, 1990. – Вып.19. – С.191-195.
23. Rumsey I.A., Itlnett R.H. Motorola aerial remote Sensing// World Oil.–1977, № 1. – P.15.
24. Гололобов Д.В., Москвичев В.Н. Исследование искажений плоских электромагнитных волн на неоднородном включении в канале связи// Тез. докл. 46 Всесоюзной сессии, посвященной Дню радио. – М.: Радио и связь, 1991. – С.122.
25. Дахнов В.Н. Электрическая разведка нефтяных и газовых месторождений. – М.: Гостехиздат, 1951. – С. 428.
26. Матвеев Б.К. Электроразведка при поисках месторождений полезных ископаемых. – М.: Недра, 1982. – С.375.
27. Исаев Г.А., Корольков Ю.С., Ерхов В.А. Электроразведка при решении задач рудной и нефтяной геофизики. Обзор. –М.: Изд. ВИЭМС, 1984. – С.59.
28. Микропроцессорные управляемые комплекты аппаратуры и помехоустойчивые методы измерений при электроразведочных работах на нефть и газ/ И.А.Безрук, В.Н.Ключкин, Е.С.Кисень, А.С. Сафонов, С.А. Федотов//Новые разработки в области детальных геофизических исследований на нефть и газ. – М.: Изд. ВНИИ Геофизика, 1985. – С.73-80.
29. Гершман Б.Н., Ерухимов Л.Н., Яшин Ю.Я. Волновые явления в ионосфере и космической плазме. – М.:Наука, 1984. – С.392.
30. Мирлин Д.Н. Поверхностные фонон-поляритоны в диэлектриках и полупроводниках// Поверхностные поляритоны. –М.: Наука, 1985. – С.11-53.
31. Khalil Sh.M., El-Siragy N.M., El-Naggar I.A., El-Sherit R.N. Effect of magnetic field on nonlimar infractionis of electromagnetic and Surface waves in a plasma layer// Int.I. Theor. Phys. – 1985. – Vol. 24, № 10, – P.1001-1008.
32. Буч О.В., Горохов Н.А., Калитенков Н.В. Ионосфера как плазменный смеситель частоты радиосигналов// Исслед. Ионосферы и распространение радиоволн в высоких широтах. – Апатиты: АН СССР, 1990. – С. 79-84.

33. Moskvichew V.N. Interaction of electromagnetic waves (EMW) with anisotropic inclusion in communication line// 9-th Microw. Conf. NICON – 91, Rydzyna, May 20-22, 1991. – Vol. 1. – P. 240-244.
34. Москвичев В.Н. Электродинамический отклик магнитоактивной среды на воздействие двухчастотного сигнала// Радиотехника и электроника. – Минск: Вышэйшая школа, 1994. – Вып. 22. – С. 119-126.
35. Москвичев В.Н., Стадник Д.Н. Возмущение электромагнитного поля над локальной неоднородностью// Радиотехника и электроника. – Минск: Вышэйшая школа, 1983. – Вып.12. – С.91-95.
36. Шаповал Л.И., Медведева Н.Г., Панова А.А., Некрасова Л.А. Закономерности уплотнения осадков и оценка геостатического питания межсолевого и рифейско-вендского комплексов Белоруссии// Гидрогеология и инженерная геология Белоруссии: Сб. научн. трудов. – Минск: БелНИГРИ, 1975. – С.141-155.
37. Агафонов В.И., Синицина Л.А. Гидрогеологическое районирование и перспективы нефтеносности межсолевого и подсолевого девоиских комплексов Припятского прогиба по данным современных гидрогеологических условий// Перспективы развития минерально-сырьевой базы БССР: Сб. научн. трудов. – Минск: БелНИГРИ, 1990. – С.103-116.
38. Грибин Я.Г. Оценка перспектив нефтеносности локальных структур Припятского прогиба по радиоактивности подземных вод// Перспективы развития минерально-сырьевой базы БССР: Сб. научн. трудов. – Минск: – БелНИГРИ. 1990. – С.67-73.
39. Huang R.H., Dyl I.Z. Zow temperature (-80 C) termionic electron emission from alkalides and electrides//Chem Phys Zett. – 1990. –Vol.166, № 2. –P.133-136.
40. Струк Я.А., Снитковский И.М., Цаль Н.Д., Дубов Ю.Б. Природа электрических явлений в деформируемых кристаллах NaCl, упроченных иновалентной примесью и γ -облучением// Физ.электроника. – Львов, 1982, № 24. – С.54-59.
41. Кульварская Б.С., Кан Х.С. Квопросу о механизме электронной эмиссии катодов на основе алюмосиликатов щелочных металлов// Радиотехника и электроника.–М.: 1982. – Т.27, № 3. – С.612-615.
42. Кучерук Е.В. Применение метода вызванной поляризации при поисках залежей нефти и газа//Нефтегазовая геология и геофизика. – М.: ЭИ ВНИИОЭНГ, 1980. – Вып.24. – С.7-11.
43. Pirson S.J. Computerized magnetolectric exploration-case history// I. Oil and Gas – 1978. – Vol.76, № 25 . –PP. 168,173, 175-176, 178.
44. Черенкова Е.Л. Чернышев О.В. Распространение радиоволн.–М: Радио и связь, 1984. –272 с.
45. Кухаркин Е.С. Инженерная электрофизика. Техническая электродинамика. – М.: Высшая школа, 1982. –502 с.
46. Березкин В.М., Киричек М.А., Кунарев А.А. Применение геофизических методов разведки для прямых поисков месторождений нефти и газа. – М.: Недра., 1978. –224 с.

47. Леонтьев Е.И. Моделирование в петрофизике. – М.: Недра, 1978. –125с.
48. Дахнов В.Н. Интерпретация результатов геофизических исследований разрядов скважин. – М.: Недра, 1972. –365 с.
49. Shkarofsky I.P. New representations of dielectric tensor elements in magnetized plasma//I. Plasma Phys. – 1986. – Vol.35, № 2. – P.319-331.
50. Новиков В.В. О кинетическом подходе к описанию электрических свойств нижней ионосферы в диапазоне СДВ// Проблемы дифракции и распространения радиоволн. – Л.: 1981. – Вып. 18. – С. 29-43.
51. Лауринавичус А., Маланаускас П. Особенности распространения электромагнитных волн в волноводе с замагниченной полупроводниковой стенкой// Литовский физический сборник. –Вильнюс. ЛГУ, 1982. –Т.22, № 3. – С.48-51.
52. Bjfrdman A.D. Surface waves on metals and senuconductor plasmas//Proc. Conf. Surface Waves Plasmas. Blagoewgrad, Sept. 28 – Ont.3. –1983. – P.179-230.
53. Альтшулер Е.Ю., Кац Л.И., Попов В.В. Поверхностные электромагнитные волны в полупроводниковых структурах и их применение в технике СВЧ// Обзор. Серия 1. – М.: ЦНИИ «Электроника», 1983. – С. 179-230.
54. Yu M.Y. Shukla P.K., El-Nadi A. Linear and nonlinear instabilities of the electron convection mode//Phys. Rev. A: I. Phys, 1985. – Vol.32, № 1. – P.613-616.
55. Акиндинов В.В., Еремин С.М., Лишин И.В. Антенны низкой частоты в магнитостатической плазме//Радиотехника и электроника. – М.: МГУ, 1985. –Т. 30, N5. – С. 833-850.
56. Акиндинов В.В., Еремин С.М., Лишин И.В., Корокина Р.К. Индуктивность рамочной антенны в однородной магнитоактивной плазме//Радиотехника и электроника. – М.: МГУ, 1985. –Т.30, № 8. – С.1582–1585.
57. Платман Ф., Вольф П. Волны и взаимодействие в плазме твердого тела. – М.: Мир, 1975. –438 с.
58. Оберман К., Вильямс Е. Теория флуктуаций в плазме// Основы физики плазмы. – М.: Атомиздат, 1983. –Т.1. – С.279-333.
59. Дэвидсон Р. Кинетическая теория волн и неустойчивостей в однородной плазме//Основы физики плазмы. – М.: Атомиздат, – 1983. – Т.1. – С.433-501.
60. Стил М., Вюраль Б. Взаимодействие волн в плазме твердого тела. – М.: Атомиздат, 1973. –249 с.
61. Кондратенко А.Н. Плазменные волноводы. – М.: Атомиздат, 1976. – 220с.
62. Аксорьян Г.А. Роль ионов в диэлектрической проницаемости плазмы газа высокой плотности//Письма в ЖТФ, 1983. – Т.9. – Вып.24. – С.1484-1485.
63. Robinson P.A. Conditions for the validity of unmagnetised plasma theory in describing weakly magnetized//Phys. Fluids. – 1988. – Vol.31, № 3. – P.525-534.
64. Clark P. Decoys meet the challange of missile attack//Microw. Syst. News. – 1989. – Vol.19, № 19. – PP.50-51, 57, 60.
65. Александров А.Ф., Богданкевич Л.С., Рухадзе А.А. Основы электродинамики плазмы. –М.: Высшая школа, 1988. –424 с.
66. Вечер А.А., Вечер Д.В. Твердые электролиты. – Минск: Университетское, 1988. –109 с.

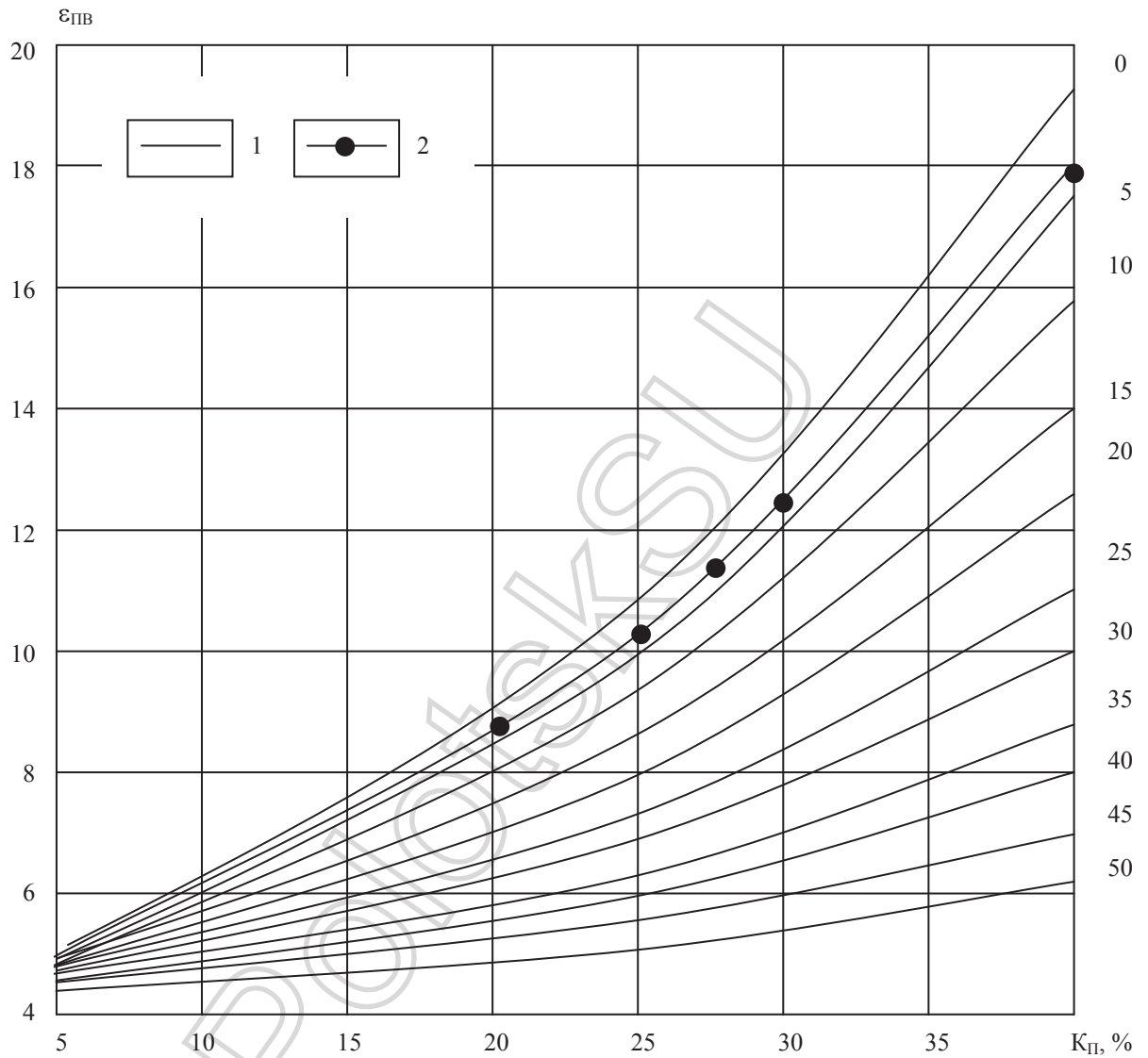
67. Кондратенко А.Н. Проникновение поля в плазму. – М.: Атомиздат, 1979. – 270с.
68. Бенефи Дж. Радиационные процессы в плазме. –М.: Мир. 1973. –437 с.
69. Гоноровский Н.С. Радиотехнические цепи и сигналы. –М.: Сов. Радио, 1971. – С.145-146.
70. Никольский В.В., Никольская Т.И. Электродинамика и распространение радиоволн. – М.: Наука, 1989. –514с.
71. Виноградова М.Б., Руденко О.В., Сухоруков Л.П. Теория волн. – 2-ое изд., перераб. И доп. – М.: Наука, 1990. –224с.
72. Гололобов Д.В., Янушкевич В.Ф. Использование двухчастотных сигналов для обнаружения анизотропных сред// Тез. докл. XXI НТК в рамках проблемы “Наука и мир”. – Брест, 1994 –Т.1. –С. 86-87.
73. Гололобов Д.В., Янушкевич В.Ф. Взаимодействие АМ-сигнала с углеводородной залежью// Тез. докл. НТК «Современные проблемы радиотехники, электроники и связи», посвященной 100-летию радио/ Бел. гос. ун-т информатики и радиоэлектроники. – Минск, 1995. –С. 6-7.
74. Янушкевич В.Ф. Зондирование анизотропных сред двухчастотными и модулированными сигналами/ Полоцкий гос. ун-т. – Минск, 1997. – 8 с. – Деп. в БелИСА 12.06.97 г. – № Д199713// Рефер. сб. непубликуемых работ. – 1997. – Вып. 5.–С.11.
75. Янушкевич В.Ф. Двухчастотный метод обнаружения углеводородных залежей//Материалы международной 52-ой НТК профессоров, преподавателей, научных работников, аспирантов и студентов БГПА «Технические вузы – Республике»/БГПА. –Минск, 1997. –Ч.1. – С.111.
76. Chen F.F., Dimonte T., Christensen T., Neil I.R. Use of the two-ion hybrid as an impurity diagnostic//Phys.Fluids. – 1986. –Vol.26, № 5. – P.1651-1658.
77. Hermichen W.D., Schutze H. Zur bedebtung der molekularen diffusion fur die soffund isotopentrennung bei der bildung und zer sstorung von erdgaslagersaffen//Isotopenpraxic. – 1987. Vol.23. – P. 285-289.
78. Савченко В.Н., Смагин В.П., Шадрин Ю.Я. Электромагнитные вариации морского волнения. – Владивосток: ДВГУ., – 1985. – С.168.
79. Борисов Н.Д., Моисеев Б.С. Распространение вдоль земной поверхности медленных МГД-вариаций, генерируемых акустическим импульсным источником//Изв. Вузов. Радиофизика. – 1990. – Т.33, № 38. – С.902-911.
80. Погуляев М.Н. Высокочастотные электромеханические преобразователи для автономных электрогидравлических вибраторов: Автореф. дис. канд. техн. наук: 05.09.03/ Гомельский пол. ин-т им. Сухого. – Гомель, 1998. –22 с.
81. Smith P.L., Fetler R.W. A historial review of the development of the electromagnetic – acoustic (EMAS) Probe// 24-th Conf. Rodar. Meteorol, Tallahassu, Fla, March 27-31. –1989. – P.732-736.
82. Antonovich D., Kovalev A., Ianushkevich V. Geological prospecting of hydracarbonate deposits on the basis of a two frequency method//20 Mie dzynarodowe symposium naukowe studentow i mlodych pracownikow nauki. Budawnistwo i Inzynieria Srodowiska. W 2 tomech/ Konstrukcje budawlane i

- inzynierskie. Politechnika Zielono gorska. – Zielonagora. 11-12 Maja 1998. – Tom 1.– S.20-25.
83. Абрамов В.С. Исследование отражения СВЧ-излучения от анизотропных и изотропных сред//Материалы для новой техники (синтез, технолог. получ., свойства). – М.: Наука, 1988. –С.71-78.
84. Источники и приемники СВЧ-колебаний – первичное и вторичное излучение радиоволн: Отчет о НИР/ Минский радиотехнический институт; Рук. темы В.Я. Аверьянов. – №ГР 01860008079. – Минск, 1990. – 201с.
85. Хаскинд М.Д. Распространение электромагнитных волн над гиротропной средой// Радиотехника и электроника. – М.: Наука, 1961. – Т.6, № 6. – С.886-894.
86. Гололобов Д.В., Москвичев В.Н., Турук Г.П., Янушкевич В.Ф. Электродинамические параметры подводных источников в поле поверхностной электромагнитной волны//Тез.докл. 35 Всероссийской межвузовской НТК. – Владивосток, 1992. –Т.1, ч.1. – С.59-62.
87. Гололобов Д.В., Москвичев В.Н. Исследование поляризационных свойств зондирующего сигнала при диагностике плазмоподобных сред//Радиотехника и электроника. – Минск: Высшая школа, 1994. – Вып.22. – С.69-74.
88. Гололобов Д.В. Анализ поверхностного импеданса плазмоподобной среды//Тез. докл. НТК «Современные проблемы радиотехники, электроники и связи», посвященной 100-летию радио. – Минск: БГУИР, 1995. – С.11-12.
89. Миллер М.А. Поверхностные граничные условия для анизотропных сред // Известия вузов. Радиофизика. – М., 1964. – Т.4, №5. – С.795-830.
90. Фейнберг Е.Л. Распространение радиоволн вдоль земной поверхности. – М.: Сов.радио, 1961. –546 с.
91. Пат. 3426 РБ, МПК G01 V3/12. Способ геоэлектроразведки углеводородных залежей/ Д.В. Гололобов, В.Ф Янушкевич. – № 970349; Заявл. 30.06.1997; Опубл. 30.06.2000// Афіцыйны бюлетэнь/ Дзярж. пат. ведамства Рэсп. Беларусь. – 2000. – №2. – С.142.
92. Гололобов Д.В., Седин А.В., Цывис Н.В., Янушкевич В.Ф. Двухчастотные методы георазведки углеводородных залежей/ Полоцкий гос. ун-т. – Минск, 1998. –6 с. – Деп. в БелИСА 20.08.1998. – № Д199862// Рефер. сб. непубликуемых работ. – 1998. – Вып. 11.–С.15.
93. Антонович Д.А., Ковалев А.С., Янушкевич В.Ф. Моделирование взаимодействия электромагнитных волн с углеводородной залежью/ Полоцкий гос. ун-т. – Минск, –1998. – 12с. –Деп. в БелИСА 21.10.1998.– №Д199876// Рефер. сб. непубликуемых работ. – 1998. – Вып. 11.–С.15.
94. Гололобов Д.В., Седин А.В., Цывис Н.В., Янушкевич В.Ф. Георазведка углеводородных залежей на основе двухчастотного взаимодействия// Состояние и проблемы технических измерений: Тез. докл. 5 Всероссийской НТК., Москва, 24-26 ноября 1998г./ МГТУ им. Баумана. –Москва, 1998. – С.143.

95. Заявка а 19990091, МПК G01 V3/12. Способ геоэлектроразведки/ Д.В. Гололобов, В.Ф. Янушкевич, Ю.Н. Стадник. – Заявлено 01.02.99; Опубл. 30.09.00; Приоритет 01.02.99. – Оф. бюл. – №3. 2000. –С.53.
96. Янушкевич В.Ф. Моделирование двухчастотного взаимодействия электромагнитных волн с углеводородной залежью// Приборы. Справочный журнал. – 1999.– №10. – С. 27-29.
97. Гололобов Д.В., Янушкевич В.Ф. Поиск месторождений углеводородов радиоволновым методом// Приборы. Справочный журнал. – 1999.– №10. – С.25-27.
98. Тархов А.Г. Поиски и разведка полезных ископаемых и геологическое картирование радиоволновым методом (радиокип). – М.: ВИЭМС, 1965. – С.21-35.
99. Гололобов Д.В., Москвичев В.Н., Стадник Ю.Н. Аналитическое и экспериментальное исследование взаимодействия электромагнитных волн с углеводородными залежами // Геология нефти и газа. – М.: Геоинформмарк, 1995, № 3, –С.26-30.
100. King R.W. Zaferal Electromagnetic Waves from a horizontal antenna for remote sensing in the ocean // IEEE Trans Ant. And Prop, 1989. – V.37. – No10. – P. 1250-1255.
101. Савченко В.Н., Смагин В.П. Электромагнитное поле пульсирующего подводного источника // Тез. докл. XXXII Всес. НТК. – Владивосток. 1990. – Т.1. – Ч.II. – С. 80-82.
102. Д.В. Гололобов, В.Ф. Янушкевич. Исследование контраста характеристик зондирующего сигнала между углеводородной залежью и подстилающей поверхностью// Современные проблемы проектирования и производства радиоэлектронных средств: Сборник материалов международного научно-технического семинара, Новополоцк, 29-31мая 2000г./ Полоцкий гос. ун-т. –Новополоцк, 2000. –С. 202-205.
103. В.Ф. Янушкевич. Моделирование двухчастотного зондирования углеводородных залежей// Современные проблемы проектирования и производства радиоэлектронных средств: Сборник материалов международного научно-технического семинара, Новополоцк, 29-31мая 2000г./ Полоцкий гос. ун-т. –Новополоцк, 2000. –С. 205-208.
104. Гололобов Д.В., Янушкевич В.Ф. Радиотехнические системы поиска и идентификации углеводородных залежей в режиме двухчастотного взаимодействия // Весці Нацыянальнай Акад. Навук Беларусі. Сер. фіз.-тэхн. навук.–2002.–№ 1.– С.49-54.

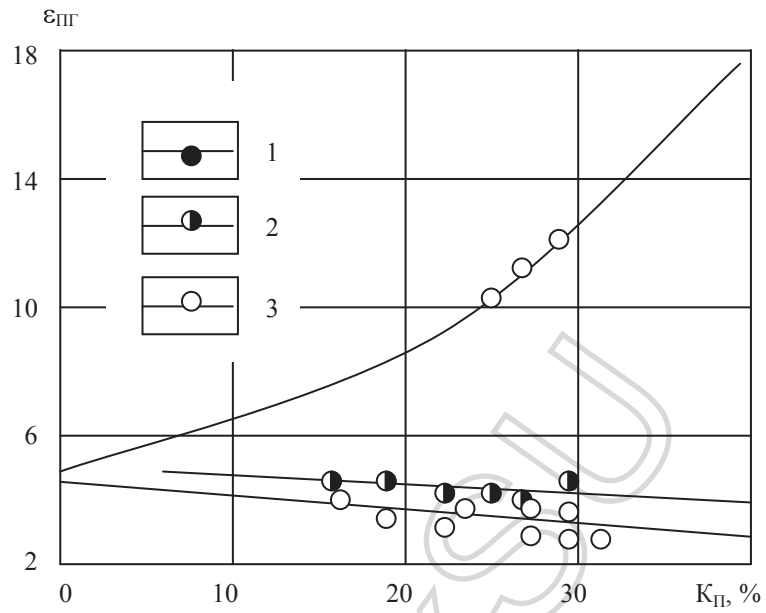
ПРИЛОЖЕНИЕ 1

Зависимость диэлектрической проницаемости водоносных пород $\epsilon_{ПВ}$ от коэффициента пористости $k_{П}$



Кривые: 1- теоретические, 2-экспериментальная; шифр кривых – $k_{В СВ}$ в %

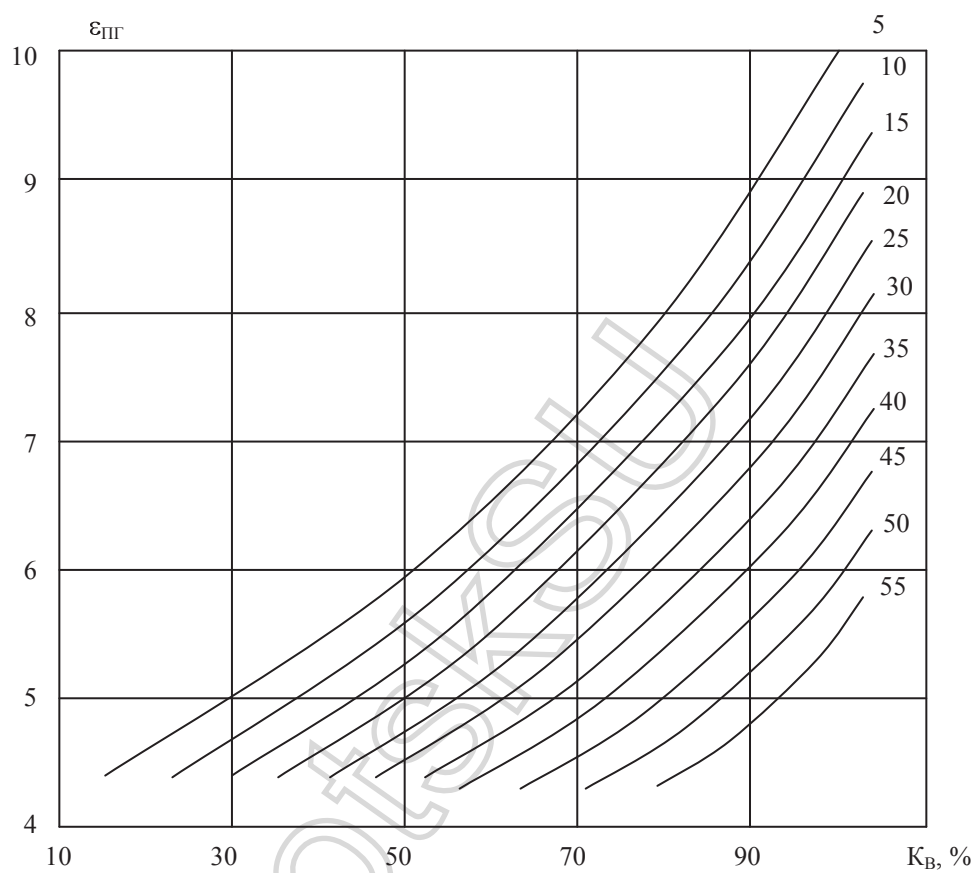
Зависимость диэлектрической проницаемости $\epsilon_{ПГ}$ от пористости $k_{П}$ терригенных пород



Песчанник: 1- сухой (газонасыщенный), 2- нефтенасыщенный (100%-ное насыщение), 3- водонасыщенный полимиктовый.

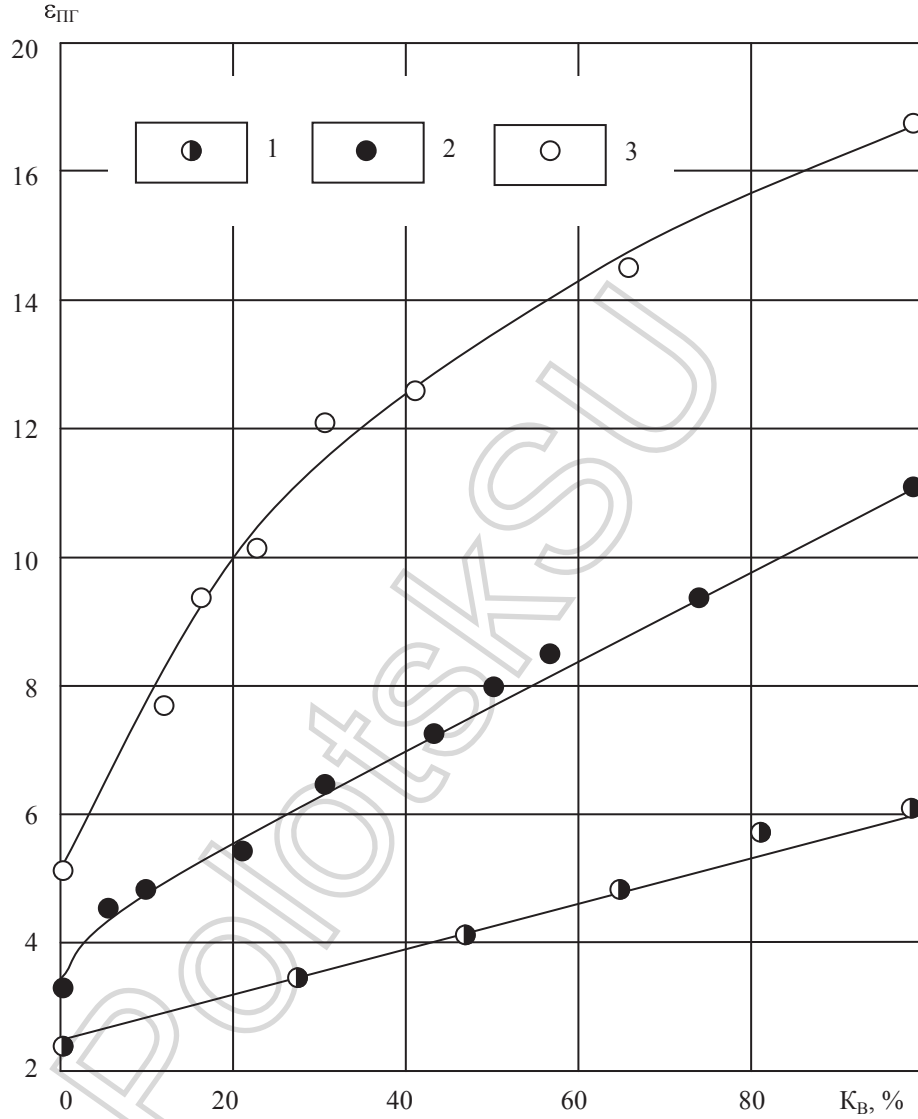
ПРИЛОЖЕНИЕ 3

Зависимость диэлектрической проницаемости газонасыщенных пород $\epsilon_{ПГ}$ от коэффициента водонасыщения k_B



Шифр кривых – $k_{B\text{ СВ}}$ в %; $k_{ПГ}=25\%$

Зависимость диэлектрической проницаемости газонасыщенных песчано-алевритовых пород $\epsilon_{ПГ}$ от коэффициента текущего водонасыщения k_B



Песчаник: 1- чистый, 2-слабоглинистый, 3-глинистый алеврит.