

МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ

ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ
АВТОНОМНОЕ ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ
ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ
«САМАРСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ АЭРОКОСМИЧЕСКИЙ
УНИВЕРСИТЕТ имени академика С.П. КОРОЛЕВА
(НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ УНИВЕРСИТЕТ)» (СГАУ)

Ю. Н. ПОЛУХИН

МИКРОВОЛНОВЫЕ УСТРОЙСТВА НА ГИРОМАГНИТНЫХ РЕЗОНАТОРАХ В СОЧЛЕНЕНИЯХ ПОЛОСКОВЫХ ЛИНИЙ С РЕАКТИВНЫМИ ШЛЕЙФАМИ

Рекомендовано редакционно-издательским советом федерального государственного автономного образовательного учреждения высшего образования «Самарский государственный аэрокосмический университет имени академика С.П. Королева (национальный исследовательский университет)» в качестве учебного пособия для студентов, обучающихся по программам высшего профессионального образования по направлениям подготовки бакалавров, магистров 210400 Радиотехника

САМАРА
Издательство СГАУ
2015

УДК 621.372(075)
ББК 32.844я7
П534

Рецензенты: д-р физ.-мат. наук, проф. В.А. Неганов (Поволжский государственный университет телекоммуникаций и информатики);
канд. техн. наук, проф. Ю.Ф. Широков (Самарский государственный аэрокосмический университет)

Полухин Ю.Н.

П534 Микроволновые устройства на гиромагнитных резонаторах в сочленениях полосковых линий с реактивными шлейфами: учеб. пособие / Ю.Н. Полухин. – Самара: Изд-во СГАУ, 2015. – 208 с.

ISBN 978-5-7883-1028-2

Рассматриваются микроволновые устройства на гиромагнитных резонаторах из монокристаллов ферритов, выполненные на основе сочленений полосковых линий с реактивными шлейфами; изложены принципы построения, теория и вопросы проектирования таких устройств.

Работа предназначена в качестве учебного пособия для студентов радиотехнических специальностей вузов по соответствующим разделам дисциплин «Электродинамика и распространение радиоволн», «Техническая электродинамика», «Устройства СВЧ и антенны», по курсовому и дипломному проектированию, а также для целевой подготовки в области электродинамики и гиромагнитной электроники студентов, занимающихся учебно-исследовательской работой, начинающих инженеров и аспирантов.

Разработано на кафедре радиотехники.

УДК 621.372(075)
ББК 32.844я7

ISBN 978-5-7883-1028-2

© СГАУ, 2015

СОДЕРЖАНИЕ

Введение	5
1. Характеристики базовой электродинамической структуры	10
1.1. Назначение и устройство базовой электродинамической структуры	10
1.2. Характеристики плеч электродинамической структуры.....	13
1.3. Матрица рассеяния базовой электродинамической структуры....	17
1.4. Напряжения и токи на внутренних входах структуры	23
1.5. Первичное магнитное поле электродинамической структуры	24
1.6. Поляризационные характеристики поля электродинамической структуры	28
1.7. Контрольные частоты электродинамической структуры.....	34
1.8. Пример коррекции длин шлейфов	38
2. Взаимодействие гиромагнитного резонатора с полем крестообразного сочленения двухсвязных линий передачи	41
2.1. Представление намагниченности гиромагнитного резонатора	41
2.2. Поля излучения гиромагнитного резонатора	43
2.3. Энергетические характеристики	45
2.4. Коэффициент связи гиромагнитного резонатора с интерференционным полем электродинамической структуры	50
2.5. Самосогласование полей. Нагруженная восприимчивость	52
2.6. Резонансные характеристики мощностей взаимодействия ГР с первичным, излучаемым и самосогласованным полями.....	56
2.7. Матрица излучения.....	59
2.8. Матрица рассеяния гиромагнитного узла.....	61
3. Связь гиромагнитного резонатора с полем полосковой линии.....	63
3.1. Поле Т-волны в регулярной симметричной полосковой линии ...	63
3.2. Нормированные векторные собственные функции Т-волны в симметричной полосковой линии	68
3.3. Коэффициент связи гиромагнитного резонатора с полем регулярной симметричной полосковой линии	71
4. Обобщенные резонансные характеристики гиромагнитного узла.....	76
4.1. Обобщенные коэффициенты излучения и рассеяния	76

4.2. Амплитудная и энергетическая резонансные характеристики.....	77
4.3. Фазовая резонансная характеристика	80
4.4. Режимы интерференции и формы резонансных характеристик ..	82
4.5. Резонансные характеристики ослабления	89
4.6. Характеристика группового времени запаздывания	91
5. Частотные зависимости параметров и формы резонансных характеристик гиромагнитных узлов на сочленениях полосковых линий	94
5.1. Параметры резонансных характеристик исследуемого гиромагнитного узла	94
5.2. Баланс комплексных мощностей гиромагнитного узла.....	98
5.3. Особенности характеристик гиромагнитного узла на основе структуры с разомкнутым и короткозамкнутым шлейфами	105
5.4. Особенности характеристик гиромагнитного узла на основе структуры с разомкнутыми шлейфами.....	120
5.5. Особенности характеристик гиромагнитного узла на основе структуры с короткозамкнутыми шлейфами	134
6. Возможные применения гиромагнитных узлов на сочленениях полосковых линий с реактивными шлейфами	144
6.1. Конструктивные решения гиромагнитных узлов на сочленениях полосковых линий	144
6.2. Магнитоуправляемые фазовращатели на сочленении с короткозамкнутым и разомкнутым шлейфами (типа «с»)	150
6.3. Фазовый модулятор с равномерной амплитудной характеристикой	163
6.4. Режекторный фильтр на сочленении с короткозамкнутым и разомкнутым шлейфами (типа «с»)	170
6.5. Режекторный фильтр на сочленении с разомкнутыми шлейфами (типа «а»).....	175
6.6. S-преобразователь	180
Заключение.....	190
Библиографический список	194

ВВЕДЕНИЕ

Пособие посвящено принципам построения, теории и проектированию радиотехнических устройств микроволнового диапазона на основе гиромагнитных резонаторов, включенных в сочленения полосковых линий с реактивными шлейфами.

Гиромагнитными резонаторами (ГР) называют колебательные системы в виде монокристаллических ферритовых образцов, геометрически малых по сравнению с длиной электромагнитной волны, резонансные свойства которых обусловлены колебаниями намагниченности феррита в постоянном магнитном поле, а собственные частоты определяются величиной этого поля.

Гиромагнитные резонаторы обладают уникальной совокупностью замечательных свойств: высокие частотная и магнитная избирательность; избирательность к поляризации высокочастотного возбуждающего поля; магнитная гиротропия и обусловленная ею возможность реализации не-взаимных эффектов и приборов; зависимость резонансных параметров от намагничивающего поля и обусловленная ею возможность создания частотно-перестраиваемых и параметрических магнитоуправляемых приборов; конструктивная простота возбуждения; анизотропия формы и кристаллографическая анизотропия и возможность их использования для расширения функциональных возможностей приборов; стабильные и параметрические нелинейные эффекты и возможность их использования для преобразования сигналов (детектирование, преобразование частоты, кроссмодуляция, ограничение мощности и др.); работоспособность после воздействия электромагнитных перегрузок; высокая радиационная стойкость; стабильность параметров во времени; высокие механическая прочность и надежность; малые габариты. Сочетание перечисленных свойств обусловило разработку на основе ГР большого ряда разнообразных по функциональному назначению приборов и определяет высокие потенциальные возможности использования ГР для создания новых приборов.

Необходимой составной частью любого прибора на ГР является базовая электродинамическая структура (ЭС), служащая для концентрации в области расположения ГР первичного высокочастотного магнитного поля требуемой интенсивности и поляризации, связи прибора с внешними цепями и обеспечения требуемого режима передачи вне полосы магнитного резонанса. Интенсивность взаимодействия ГР с микроволновым полем определяется соотношением между поляризациями магнитной составляющей первичного поля ЭС и высокочастотной составляющей намагниченности ГР в режиме собственных колебаний.

В случае образцов ГР с цилиндрической симметрией совокупной анизотропии (анизотропии формы и кристаллографической анизотропии) собственная поляризация высокочастотной намагниченности является круговой. При использовании таких ГР оптимальной для достижения наибольшей интенсивности гиромагнитного взаимодействия является круговая поляризация первичного поля. Этому требованию при соответствующем выборе положения ГР отвечают линии передачи с основной волной типа Н, например, прямоугольный волновод. При создании гиромагнитных устройств на основе двухсвязных (в частности, полосковых) линий передачи, в которых основной является Т-волна, имеющая линейно-поляризованное поле, для формирования поля круговой поляризации приходится применять специальные технические решения; некоторые из них обсуждаются в настоящей работе.

Среди разнообразных по функциональному назначению магнитоуправляемых устройств на ГР можно выделить два класса:

- устройства с амплитудным управлением, в которых в качестве полезного эффекта гиромагнитного взаимодействия используется зависимость амплитуды рассеянного сигнала от управляющего поля (полосовые и режекторные фильтры, амплитудные модуляторы, частотные дискриминаторы и т.п.);
- устройства с фазовым управлением, в которых в качестве полезного эффекта гиромагнитного взаимодействия используется зависимость фазы рассеянного сигнала от управляющего поля (управляемые фазовращатели, фазовые модуляторы, преобразователи частоты серродинного типа).

Среди микроволновых устройств на ГР исторически первыми и достигшими наибольшего промышленного освоения и аппаратурного применения являются частотно-перестраиваемые фильтры. Принцип действия полосовых (полосно-пропускающих) гиromaгнитных фильтров основан на резонансной связи через ГР входной и выходной линий, развязанных вне полосы магнитного резонанса. Принцип действия режекторных (полосно-заграждающих) фильтров состоит в ослаблении сигнала в полосе магнитного резонанса за счет поглощения или отражения его энергии гиromaгнитным резонатором, размещенным в проходной электродинамической структуре. Важнейшим достоинством гиromaгнитных фильтров является возможность их перестройки в очень широком диапазоне частот путем изменения намагничивающего поля, что обычно осуществляется изменением тока электромагнита.

Наиболее освоенными являются гиromaгнитные фильтры на объемных (волноводных) ЭС и на навесных (витковых) элементах связи, имеющие сложные конструкции, технологию изготовления и настройки. Более простые по конструкции технологии изготовления и настройки гиromaгнитные устройства могут быть выполнены на основе полосковых ЭС; основным достоинством таких устройств является возможность их производства по современной печатной и микрополосковой технологии и непосредственного включения в микросхемы микроволнового диапазона. Однако разработка полосковых гиromaгнитных устройств требует, как отмечалось выше, принятия специальных мер по формированию поля требуемой поляризации.

В ряде микроволновых гиromaгнитных устройств на основе двухсвязных (в частности, полосковых) линий передачи для создания в области расположения ферритового образца высокочастотного магнитного поля круговой или эллиптической поляризации используется структура в виде крестообразного сочленения основной линии с двумя реактивными шлейфами; из таких устройств известны вентили на поликристаллических ферритах [1, 2, 3], режекторные фильтры [4, 5], фазовращатели и фазовые модуляторы [6, 7] на монокристаллических ферритовых резонаторах.

В настоящей работе рассматриваются микроволновые устройства на гиromaгнитных резонаторах из монокристаллов ферритов, выполненные на основе электродинамических структур именно последнего типа,

т. е. на крестообразных сочленениях полосковых линий с реактивными шлейфами.

В главе 1 дан вывод матрицы рассеяния базовой ЭС – крестообразного сочленения двухсвязной линии с реактивными шлейфами, получены выражения для интерференционного поля в центре сочленения, исследованы поляризационные характеристики этого поля.

Ключевым пунктом работы является изложенная в главе 2 теория взаимодействия ГР с интерференционным полем базовой ЭС, заканчивающаяся выводом матрицы рассеяния гироманитного узла – базовой ЭС с включённым в неё ГР. Отличительной особенностью этой теории является самосогласование полей (исключение намагнитченности ГР из соотношений для излученного им поля и представление последнего через первичное поле ЭС и параметры ГР) на основе теоремы о комплексной мощности и введения комплексного коэффициента связи между ГР и интерференционным полем ЭС.

В главе 3 представлены аналитические выражения поля Т-волны в симметричной полосковой линии (СПЛ) и расчёт коэффициента связи ГР с полем регулярной СПЛ.

В главе 4 обоснована классификация режимов интерференции резонансного поля, переизлученного ГР, и первичного нерезонансного поля ЭС, проводится анализ возможных форм амплитудной и фазовой резонансных характеристик произвольно включённых резонаторов любого типа.

В главе 5 исследуются режимы интерференции, формы резонансных характеристик и частотные зависимости коэффициентов рассеяния для гироманитных узлов с различными вариантами сочленений.

В главе 6 рассмотрены возможные применения исследуемых устройств: магнитоуправляемые фазовращатели и фазовые модуляторы, режекторные фильтры с магнитной перестройкой, преобразователи с S-образной энергетической резонансной характеристикой («S-преобразователи»), используемые в качестве амплитудных модуляторов и частотных дискриминаторов. Обоснован выбор режима связи между ГР и полем ЭС для реализации каждого устройства, дана оценка достижимых параметров.

Работа составлена на основе оригинальных исследований автора и результатов руководимых им научно-исследовательских работ, выполненных в Куйбышевском авиационном институте (ныне Самарский государственный аэрокосмический университет) и Куйбышевском электротехническом институте связи (ныне Поволжский государственный университет телекоммуникаций и информатики). Основные положения используемого расчётного аппарата изложены автором ранее [8-12] в эскизной, лаконичной форме, принятой в периодических научных изданиях. Представленный в настоящей работе материал является более подробным изложением этого расчётного аппарата, его детальным развитием, адаптированным под студенческую аудиторию. Поэтому работа может рассматриваться как учебное пособие и использоваться в качестве такового студентами радиотехнических специальностей вузов по соответствующим разделам дисциплин «Электродинамика и распространение радиоволн», «Техническая электродинамика», «Устройства СВЧ и антенны», по курсовому и дипломному проектированию, а также для целевой подготовки в области электродинамики и микроволновой гиромангнитной электроники магистров, аспирантов и студентов, занимающихся научными исследованиями.

Изучая пособие и повторяя представленные в нём математические выводы, студенты получают практику по матричному описанию волновых систем, расчёту матриц рассеяния, теории и расчёту параметров направляемых Т-волн и полосковых линий передачи, расчёту взаимодействия микроволновых полей с гиромангнитными резонаторами, анализу форм амплитудных и фазовых резонансных характеристик произвольно включённых резонаторов, расчёту энергетических параметров микроволновых узлов.

В работе использована Международная система единиц СИ (SI). Все расчёты проводятся для монохроматических колебаний, представленных в комплексной форме, поэтому для обозначения комплексных величин не используются какие-либо специальные знаки (точки, тильды или др.) Комплексно-сопряжённые величины отмечаются звездочкой (*). Временной множитель в комплексном представлении монохроматических колебаний записывается в виде $e^{i\omega t}$.

Автор выражает благодарность студентам А. М. Телегину, Р.В. Быкову, Д.А. Романову и М.А. Шестопалову за помощь в проведении расчетов и оформлении рукописи. Любые замечания по содержанию работы будут встречены с благодарностью.

1. ХАРАКТЕРИСТИКИ БАЗОВОЙ ЭЛЕКТРОДИНАМИЧЕСКОЙ СТРУКТУРЫ

1.1. Назначение и устройство базовой электродинамической структуры

В устройствах с применением гиромагнитных резонаторов (ГР) базовая электродинамическая структура (ЭС) служит для формирования в области расположения ГР первичного высокочастотного магнитного поля требуемой поляризации и интенсивности, связи устройства с внешними цепями и обеспечения требуемого режима передачи вне полосы магнитного резонанса. Под первичным полем ЭС понимается поле, не возмущённое гиромагнитным резонатором, т.е. существующее в ЭС до внесения в неё ГР.

Взаимодействие микроволнового поля ЭС с намагниченностью гиромагнитного резонатора будем называть гиромагнитным взаимодействием. Интенсивность этого взаимодействия определяется соотношением между поляризациями высокочастотной составляющей вектора намагниченности ГР в режиме собственных колебаний – с одной стороны – и магнитной составляющей первичного поля ЭС – с другой.

Для образцов ГР в форме тел вращения, намагниченных вдоль оси вращения, из монокристаллов кубической сингонии, обладающих слабой кристаллографической анизотропией (поле анизотропии значительно меньше резонансного намагничивающего поля), характерна цилиндрическая симметрия совокупной анизотропии (анизотропии формы и кристаллографической анизотропии) и, как следствие, круговая поляризация высокочастотной намагниченности в режиме собственных колебаний. При использовании таких ГР оптимальной для достижения наибольшей интенсивности гиромагнитного взаимодействия является круговая поляризация первичного поля.

Для ГР, не обладающих цилиндрической симметрией совокупной анизотропии и условно называемых «анизотропными», высокочастотная

намагниченность в режиме собственных колебаний имеет в общем случае эллиптическую поляризацию. Для таких ГР эффективность гиромагнитного взаимодействия зависит не только от коэффициента эллиптичности первичного поля, но и от ориентации его поляризационного эллипса.

В рассматриваемых устройствах используется базовая ЭС в виде прямоугольного крестообразного сочленения четырёх плеч – отрезков двухсвязных (в частности, полосковых) линий передачи (рис. 1.1): соосные друг другу плечи 1 и 2 – входной и выходной отрезки основной линии; перпендикулярные к основной линии плечи 3 и 4 – разомкнутые или короткозамкнутые шлейфы.

При анализе ЭС полагаем выполненными условия, при которых допустимо одномодовое Т-волновое приближение; при этом сочленение четырёх плеч представляется восьмиполусником, шлейфы – реактивными двухполусниками, а ЭС – четырёхполусником. Влияние высших типов полей, обусловленных изменением размеров структуры в области сочленения и являющихся на рабочих частотах нераспространяющимися реактивными полями, может быть учтено посредством дополнительных реактивных проводимостей, добавленных к реактивным проводимостям шлейфов и вносящих некоторую поправку в расчёт их геометрии.

Первичное поле ЭС в центре сочленения, где предполагается размещение ГР, складывается из собственных полей плеч с учётом их фаз и пространственной ориентации. Как будет показано ниже, при определённых соотношениях между реактивными входными проводимостями шлейфов в центре сочленения формируется первичное магнитное поле эллиптической и, в частности, круговой поляризации.

В настоящем разделе выводятся соотношения для матрицы рассеяния базовой ЭС, первичного магнитного поля в её центре, поляризационных параметров этого поля. Для каждого плеча структуры вводится местная система координат, удобная для задания поля этого плеча. Для описания результирующего поля в центре ЭС, а в дальнейшем и для представления намагниченности ГР, используется общая правая система декартовых координат $\{x_q\}$ с ортами $\bar{1}_q$ ($q=1, 2, 3$), в которой ось x_1 направлена по оси основной линии от 2-го плеча к 1-му, ось x_2 – по оси шлейфов от 4-го плеча к 3-му, а ось x_3 перпендикулярна плоскости сочленения (рис.1.1). Колебания

поля и намагниченности ГР полагаются гармоническими и представляются в комплексной форме с временным множителем $e^{i\omega t}$.

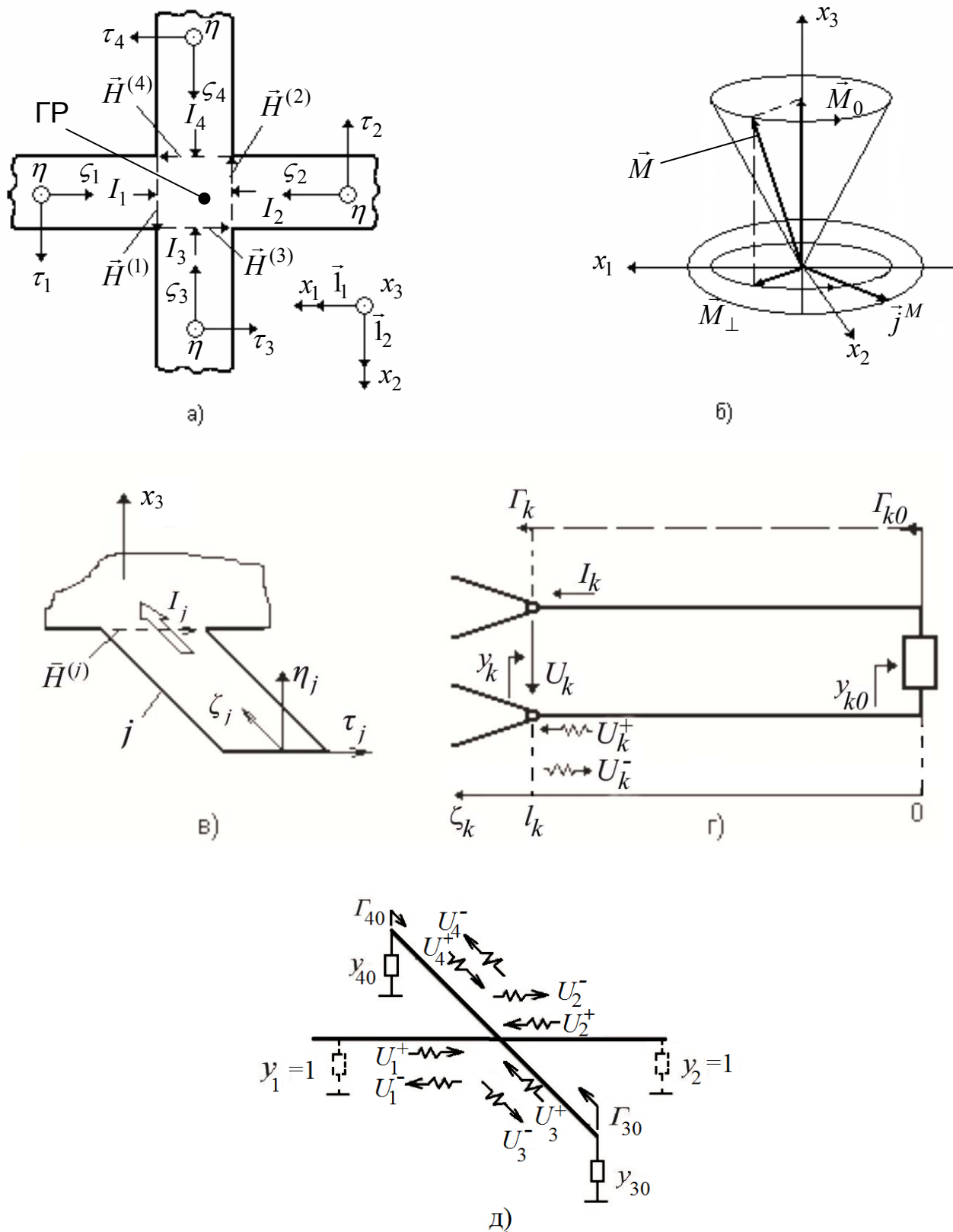


Рис. 1.1 – Конфигурация сочленения (а), системы координат (б, в) и эквивалентные схемы реактивного плеча (г) и базовой электродинамической структуры (д)

1.2. Характеристики плеч электродинамической структуры

Поле в j -м плече ($j=1\div 4$) описывается в местной системе координат η_j, τ_j, ζ_j , в которой: ζ_j – продольная ось, направленная от нагрузки j -го плеча (от j -го внешнего входа) к центру сочленения; τ_j – ось, поперечная относительно оси плеча; η_j – ось, перпендикулярная плоскости сочленения (рис 1.1). Полагается, что в области сочленения все 4 линии однотипны и имеют одинаковые волновые сопротивления.

Характеристики плеч задаются их коэффициентами передачи T_j , коэффициентами отражения на внешних входах Γ_{j0} и коэффициентами отражения Γ_j или нормированными проводимостями $y_j = (1 - \Gamma_j)/(1 + \Gamma_j)$ на внутренних входах, совмещенных с центром сочленения $\bar{r}_0$. Плечи 1, 2 согласованы:

$$T_{1,2} = 1; \Gamma_{1,2} = 0; y_{1,2} = 1.$$

Плечи 3, 4 – реактивные двухполюсники:

$$T_k = 0; \Gamma_k = e^{i\varphi_k}; y_k = -i \cdot \operatorname{tg}(\varphi_k/2) = i \cdot b_k;$$

здесь и далее индексом $k=3, 4$ обозначены реактивные плечи.

Если, в частности, плечи 3, 4 – однородные шлейфы с реактивными нагрузками, имеющими параметры (инд. “0”)

$$\Gamma_{k0} = e^{i\varphi_{k0}}; y_{k0} = (1 - \Gamma_{k0})/(1 + \Gamma_{k0}) = -i \cdot \operatorname{tg}(\varphi_{k0}/2) = i \cdot b_{k0},$$

то

$$\Gamma_k = \Gamma_{k0} e^{-i2\theta_k} = e^{i\varphi_k}; \varphi_k = \varphi_{k0} - 2\theta_k; y_k = i \cdot \left(\frac{b_{k0} + \operatorname{tg}\theta_k}{1 - b_{k0} \cdot \operatorname{tg}\theta_k} \right) = i \cdot b_k. \quad (1.1)$$

Здесь θ_k – фазовая длина k -го шлейфа (называемая обычно электрической длиной):

$$\theta_k = 2\pi l_k / \Lambda(f) = 2\pi l_k f / v_\phi;$$

l_k – геометрическая длина k -го шлейфа (от внешнего входа до внутреннего); $\Lambda(f) = v_\phi / f$ – длина волны в линии на частоте f ; $v_\phi = c / \sqrt{\epsilon_{эф}}$ –

фазовая скорость Т-волны, которую считаем постоянной в исследуемом диапазоне частот; $\epsilon_{\text{эф}}$ – эффективная диэлектрическая проницаемость заполнения линии; $c=3 \cdot 10^8$ м/с .

Отметим, что в случае однородного шлейфа с нагрузкой в виде электрической стенки (короткозамкнутый шлейф – далее «КЗ-шлейф»):

$$\Gamma_{k0} = -1; \quad y_{k0} = \infty; \quad \Gamma_k = -e^{-i2\theta_k}; \quad y_k = i \cdot b_k = -i \cdot \text{ctg}\theta_k; \quad (1.2)$$

а в случае однородного шлейфа с нагрузкой в виде магнитной стенки (шлейф в режиме холостого хода – далее «ХХ-шлейф», что приближенно реализуется выполнением шлейфа разомкнутым):

$$\Gamma_{k0} = 1; \quad y_{k0} = 0; \quad \Gamma_k = e^{-i2\theta_k}; \quad y_k = i \cdot b_k = i \cdot \text{tg}\theta_k. \quad (1.3)$$

При анализе частотных характеристик исследуемых устройств в качестве независимой переменной используется нормированная частота

$$\nu = f / f_c,$$

где f_c – опорная частота, относительно которой задаются длины шлейфов. Если $p_k = l_k / \Lambda(f_c)$ – длина k -го шлейфа в долях длины волны на опорной частоте, то его фазовая длина

$$\theta_k = 2\pi p_k \nu.$$

Далее рассматриваются 3 типа ЭС с однородными шлейфами, обозначаемые на протяжении всей работы символами «а», «b», «с» (рис. 1.2):

а) плечи 3, 4 – ХХ-шлейфы:

$$p_4 = 3p_3 = 3/8; \quad l_4 = 3l_3 = \Lambda(f_c)3/8; \quad \theta_4 = 3\theta_3 = \nu\pi 3/4; \\ y_3 = ib_3 = i \cdot \text{tg}(\nu\pi/4); \quad y_4 = ib_4 = i \cdot \text{tg}(\nu\pi 3/4); \quad (1.4)$$

б) плечи 3, 4 – КЗ-шлейфы:

$$p_3 = 3p_4 = 3/8; \quad l_3 = 3l_4 = \Lambda(f_c)3/8; \quad \theta_3 = 3\theta_4 = \nu\pi 3/4; \\ y_3 = ib_3 = -i \cdot \text{ctg}(\nu\pi 3/4); \quad y_4 = ib_4 = -i \cdot \text{ctg}(\nu\pi/4); \quad (1.5)$$

с) плечо 3 – ХХ-шлейф, плечо 4 – КЗ-шлейф:

$$p_3 = p_4 = 1/8; \quad l_3 = l_4 = \Lambda(f_c)/8; \quad \theta_3 = \theta_4 = \nu\pi/4; \\ y_3 = ib_3 = i \cdot \text{tg}(\nu\pi/4); \quad y_4 = ib_4 = -i \cdot \text{ctg}(\nu\pi/4). \quad (1.6)$$

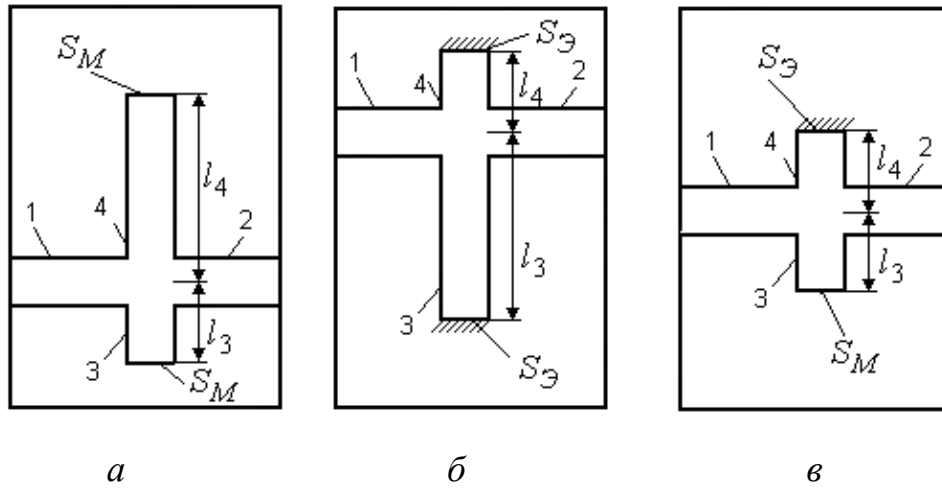


Рис. 1.2 – Варианты выполнения базовой структуры в виде сочленения полосковой линии 1-2 с однородными реактивными шлейфами 3, 4:

$S_Э$ – электрическая стенка («короткое замыкание»);

S_M – магнитная стенка («холостой ход»);

a – плечи 3, 4 – ХХ-шлейфы, $l_4 = 3 \cdot l_3 = \Lambda(f_c) \cdot 3/8$;

b – плечи 3, 4 – КЗ-шлейфы, $l_3 = 3 \cdot l_4 = \Lambda(f_c) \cdot 3/8$;

c – плечо 3 – ХХ-шлейф, плечо 4 – КЗ-шлейф, $l_3 = l_4 = \Lambda(f_c)/8$

Частотные зависимости входных проводимостей шлейфов, а значит и параметров электродинамической структуры, являются периодическими функциями. В случае неравных по длине шлейфов больший частотный период имеет короткий шлейф ($p_{кор} = 1/8$). Функции $\text{tg}\theta$ и $\text{ctg}\theta$ имеют угловой период $\Delta\theta = \pi$, поэтому период входной проводимости короткого шлейфа в нормированных частотах $\Delta\nu_{кор} = \Delta\theta / (2\pi p_{кор}) = 4$. Поскольку шлейфы имеют кратные длины, частотный период параметров ЭС в целом определяется частотным периодом проводимости короткого шлейфа.

Назовём частотной зоной интервал частот, в пределах которого модуль входной проводимости короткого шлейфа изменяется в пределах $0 \div \infty$, т.е. интервал частот, равный половине частотного периода проводимости короткого шлейфа $\Delta\nu = \Delta\nu_{кор} / 2 = 2$. Обозначим через m номер зоны и через $n = 2m - 1$ – номер средней частоты m -й зоны. Для 1-й зоны ($m = 1, n = 1$) ν изменяется в пределах $0 \div 2$, а её средняя точка $\nu_{cp}^{(1)} = \nu_1 = 1$. Следовательно, введённая выше опорная частота f_c , относительно которой

задаются длины шлейфов и определена нормированная частота ν , является средней частотой 1-й зоны

$$f_c = f_1 = \nu_\phi / (8 \cdot l_{\text{кор}}).$$

Для m -й зоны

$$f_{cp}^{(m)} = f_n = n f_1 = (2m-1) f_1; \quad \nu_{cp}^{(m)} = \nu_n = n = 2m-1;$$

m -я зона занимает интервал абсолютных частот от нижней $f_H^{(m)}$ до верхней $f_B^{(m)}$ и интервал нормированных частот от $\nu_H^{(m)}$ до $\nu_B^{(m)}$:

$$f_H^{(m)} = (n-1) f_1 = 2(m-1) f_1; \quad \nu_H^{(m)} = n-1 = 2(m-1);$$

$$f_B^{(m)} = (n+1) f_1 = 2m \cdot f_1; \quad \nu_B^{(m)} = n+1 = 2m.$$

Таблица 1.1 – Частотные параметры первых трёх зон

Наименование параметра	Обозначение и расчётное соотношение	Значения параметров		
Номер частотной зоны	m	1	2	3
Нормированная средняя частота m -й зоны	$\nu_{cp}^{(m)} = \frac{f_{cp}^{(m)}}{f_1} = \nu_n = n = 2m-1$	$\nu_{cp}^{(1)} = \nu_1 = 1$	$\nu_{cp}^{(2)} = \nu_3 = 3$	$\nu_{cp}^{(3)} = \nu_5 = 5$
Интервал нормированных частот m -й зоны: от нижней $\nu_H^{(m)}$ до верхней $\nu_B^{(m)}$	$\nu_H^{(m)} \div \nu_B^{(m)} = \frac{f_H^{(m)} \div f_B^{(m)}}{f_1} =$ $= (n-1) \div (n+1)$	$0 \div 2$	$2 \div 4$	$4 \div 6$
Коэффициент частотного перекрытия m -й зоны	$\frac{f_B^{(m)}}{f_H^{(m)}} = \frac{\nu_B^{(m)}}{\nu_H^{(m)}} = \frac{n+1}{n-1}$	∞	2	1,5
Относительная полоса частот m -й зоны	$\frac{f_B^{(m)} - f_H^{(m)}}{f_{cp}^{(m)}} = \frac{2}{n} = \frac{2}{2m-1}$	2	0,67	0,4

Абсолютная полоса частот любой зоны одна и та же:

$$\Delta f^{(m)} = f_B^{(m)} - f_H^{(m)} = 2 \cdot f_1 ,$$

а относительная полоса частот уменьшается с увеличением номера зоны:

$$\Delta f^{(m)} / f_{cp}^{(m)} = 2 / n = 2 / (2m - 1).$$

В табл. 1.1 приведены частотные параметры первых трёх зон.

Как будет видно из дальнейшего, рабочий диапазон частот исследуемых устройств меньше ширины зоны, однако относительная полоса рабочих частот устройств также уменьшается с увеличением номера зоны. Поэтому далее будут исследоваться в основном характеристики устройств в области первой зоны. Анализ частотных характеристик для зон более высокого порядка целесообразен как контрольная процедура для корректировки геометрии электродинамических структур и уточнения некоторых закономерностей.

1.3. Матрица рассеяния базовой электродинамической структуры

Нормированная матрица рассеяния сочленения (восьмиполюсника с согласованными плечами) $\hat{S}^c$ в одномодовом Т-волновом приближении, допустимом при условии, что наибольший размер сочленения мал по сравнению с длиной волны, имеет элементы [13]:

$$S_{jj}^c = -0,5 ; \quad S_{ij}^c = 0,5 ; \quad (i, j = 1 \div 4; i \neq j). \quad (1.7)$$

Представим нормированные комплексные амплитуды (условные напряжения) сходящихся U_j^+ и расходящихся U_j^- волн на внутренних входах структуры (в центре сочленения) матрицами-столбцами U^+ и U^- , а нормированные комплексные амплитуды сходящихся (падающих) U_j^I и расходящихся (отраженных) U_j^{OT} волн на внешних входах структуры матрицами-столбцами U^I и U^{OT} соответственно. Коэффициенты отражения на внешних входах Γ_{j0} , на внутренних входах Γ_j и коэффи-

енты передачи плеч T_j объединим в диагональные матрицы $\{\Gamma_0\}$, $\{\Gamma\}$ и $\{T\}$ соответственно. Амплитуды сходящихся и расходящихся волн связаны уравнениями:

$$U^-\rangle = \hat{S}^c U^+\rangle; \quad U^+\rangle = \{\Gamma\}U^-\rangle + \{T\}U^{\Pi}\rangle; \quad U^{OT}\rangle = \{\Gamma_0\}U^{\Pi}\rangle + \{T\}U^-\rangle;$$

отсюда следуют соотношения:

$$U^-\rangle = \hat{R}\hat{S}^c\{T\}U^{\Pi}\rangle; \quad U^+\rangle = (\hat{1} + \{\Gamma\}\hat{R}\hat{S}^c)\{T\}U^{\Pi}\rangle, \quad (1.8)$$

$$U^{OT}\rangle = (\{\Gamma_0\} + \{T\}\hat{R}\hat{S}^c\{T\})U^{\Pi}\rangle; \quad (1.9)$$

где $\hat{1}$ – единичная матрица;

$$\hat{R} = (\hat{1} - \hat{S}^c\{\Gamma\})^{-1}. \quad (1.10)$$

Для рассматриваемой структуры получим:

$$\hat{R} = \frac{1}{(2 + y_{\Sigma})} \begin{bmatrix} (2 + y_{\Sigma}) & 0 & (1 - y_3) & (1 - y_4) \\ 0 & (2 + y_{\Sigma}) & (1 - y_3) & (1 - y_4) \\ 0 & 0 & 0,5 \cdot (1 + y_3)(3 + y_4) & 0,5 \cdot (1 + y_3)(1 - y_4) \\ 0 & 0 & 0,5 \cdot (1 - y_3)(1 + y_4) & 0,5 \cdot (1 + y_4)(3 + y_3) \end{bmatrix}, \quad (1.11)$$

где

$$y_{\Sigma} = y_3 + y_4 = i \cdot b_{\Sigma}; \quad b_{\Sigma} = b_3 + b_4.$$

Используя (1.9), запишем матрицу рассеяния $\hat{S}^{\vartheta}$ базовой электродинамической структуры, то есть четырёхполюсника в виде сочленения линии 1 – 2 с реактивными шлейфами 3, 4, связывающую амплитуды падающих U_j^{Π} и отраженных U_j^{OT} волн или столбцы $U^{\Pi}\rangle$ и $U^{OT}\rangle$; поскольку четырёхполюсник может возбуждаться только с плеч 1,2, что учтено структурой матриц $\{T\}$ ($T_1 = T_2 = 1; T_3 = T_4 = 0$) и $\{\Gamma\}$ ($\Gamma_1 = \Gamma_2 = 0$), получим:

$$\hat{S}^{\vartheta} = \begin{bmatrix} S_{11}^{\vartheta} & S_{12}^{\vartheta} \\ S_{21}^{\vartheta} & S_{22}^{\vartheta} \end{bmatrix} = \{T\}\hat{R}\hat{S}^c\{T\} = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \hat{R}\hat{S}^c \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix}. \quad (1.12)$$

После подстановки (1.7), (1.11) найдем:

$$\hat{S}^{\vartheta} = \frac{1}{(2 + y_{\Sigma})} \begin{bmatrix} -y_{\Sigma} & 2 \\ 2 & -y_{\Sigma} \end{bmatrix}. \quad (1.13)$$

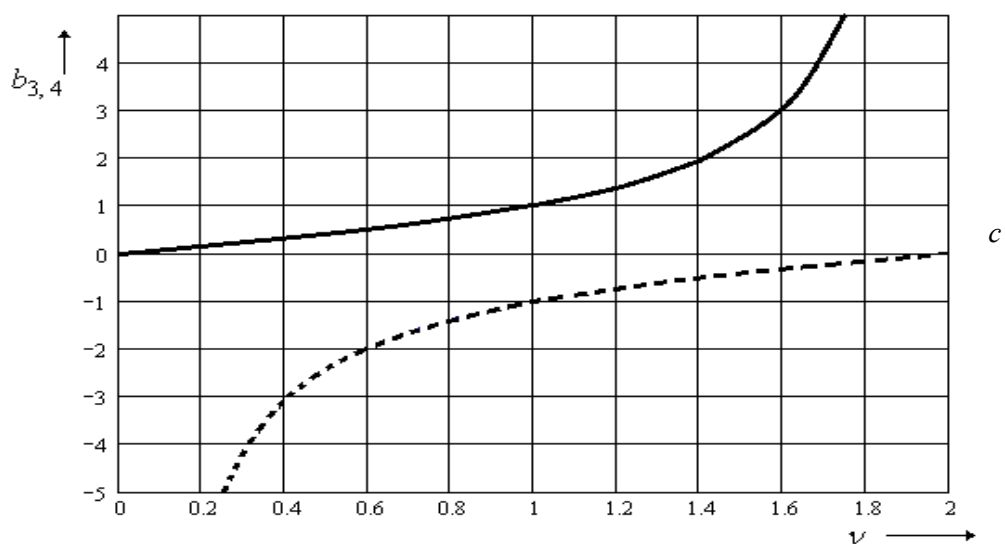
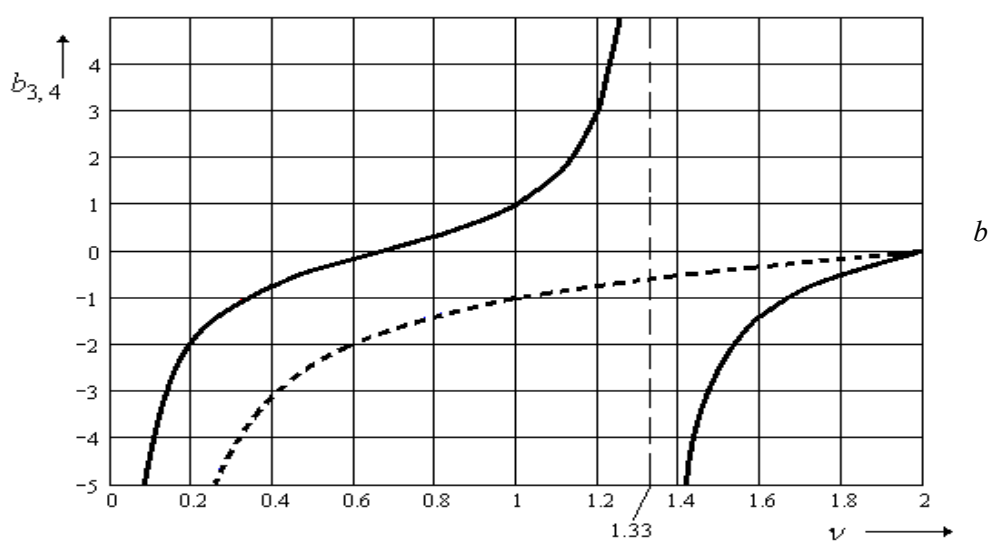
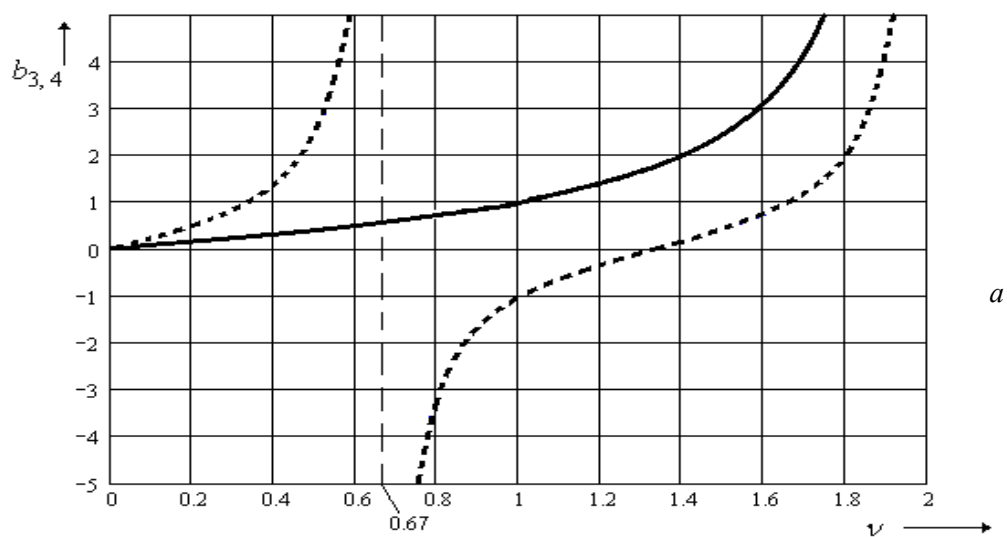


Рис. 1.3 – Зависимости от нормированной частоты $\nu = f / f_c$ реактивных входных проводимостей однородных шлейфов $b_3(\nu)$ (—), $b_4(\nu)$ (---) в первой частотной зоне для трех типов ЭС: «a», «b», «c»

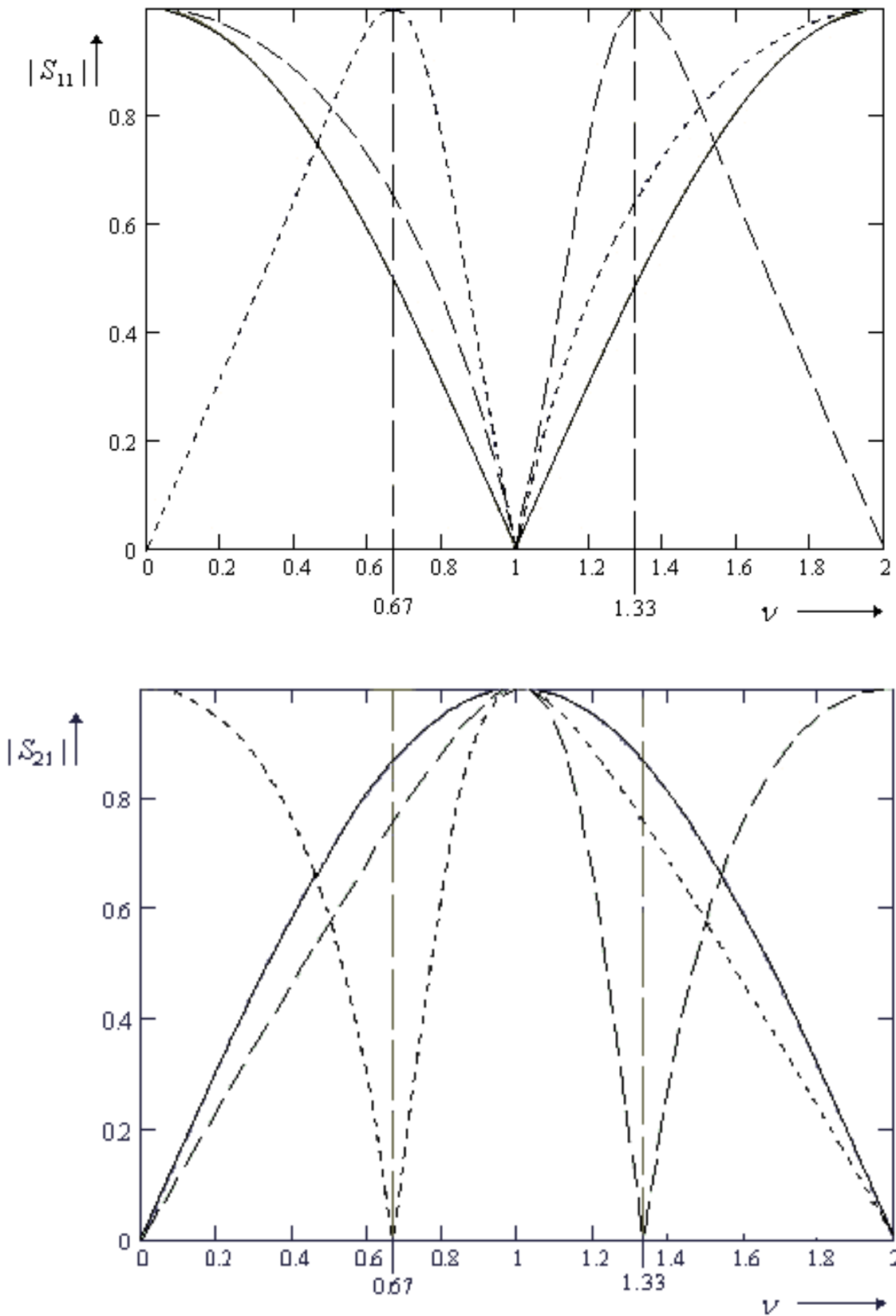


Рис. 1.4 – Зависимости от нормированной частоты $\nu = f / f_c$ модулей коэффициентов отражения $|S_{11}^o(\nu)|$ и передачи $|S_{21}^o(\nu)|$ в первой частотной зоне для трёх типов ЭС: «a» (···); «b» (- -); «c» (—)

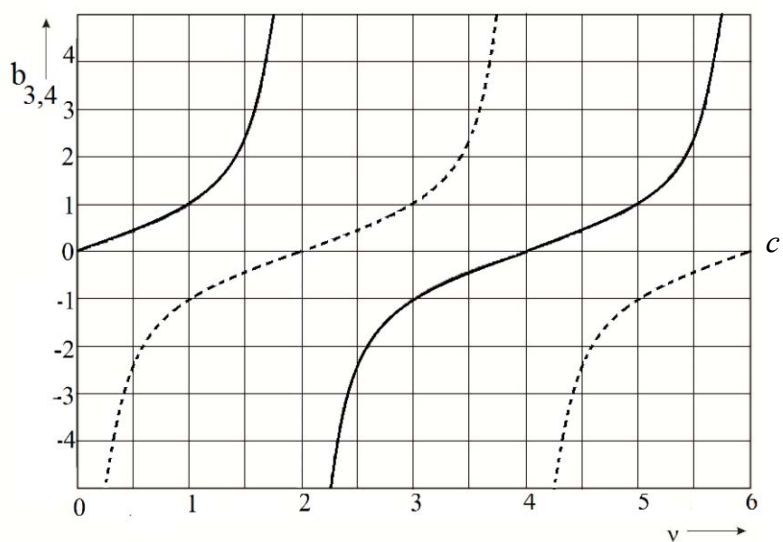
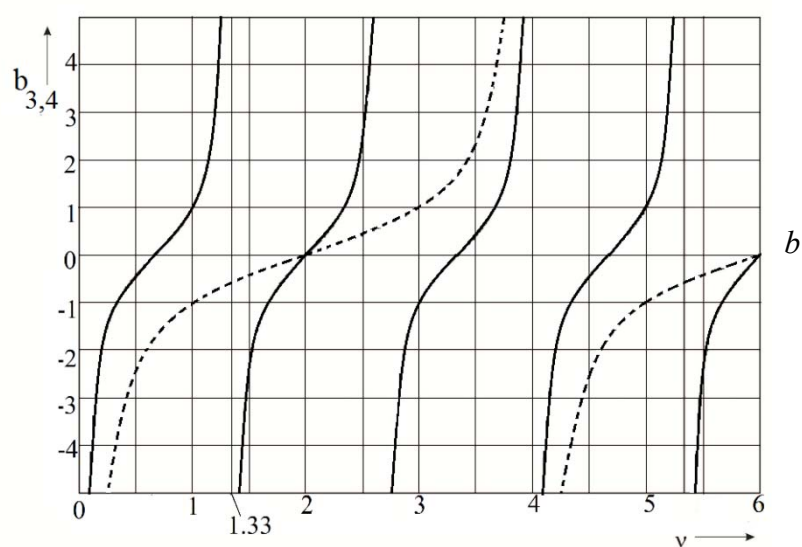
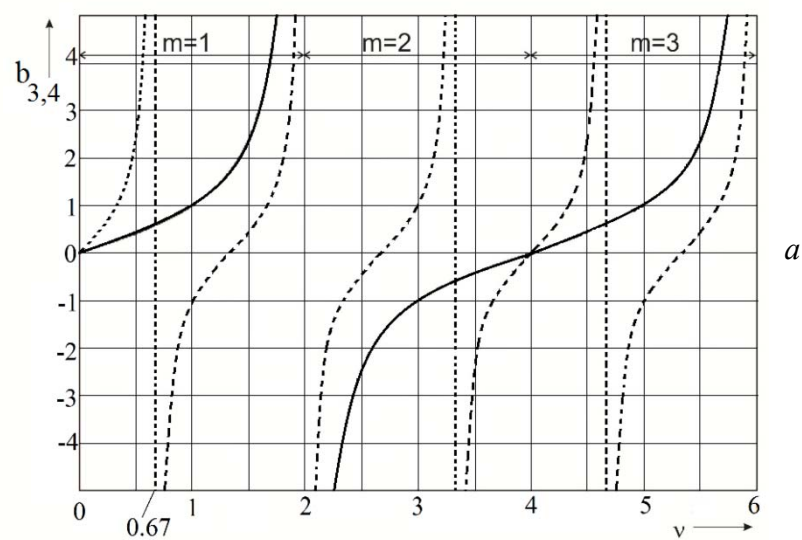


Рис. 1.5 – Зависимости от нормированной частоты $\nu = f / f_c$ реактивных входных проводимостей однородных шлейфов $b_3(\nu)$ (—), $b_4(\nu)$ (---) в пределах трёх частотных зон для трёх типов ЭС: «a», «b», «c»

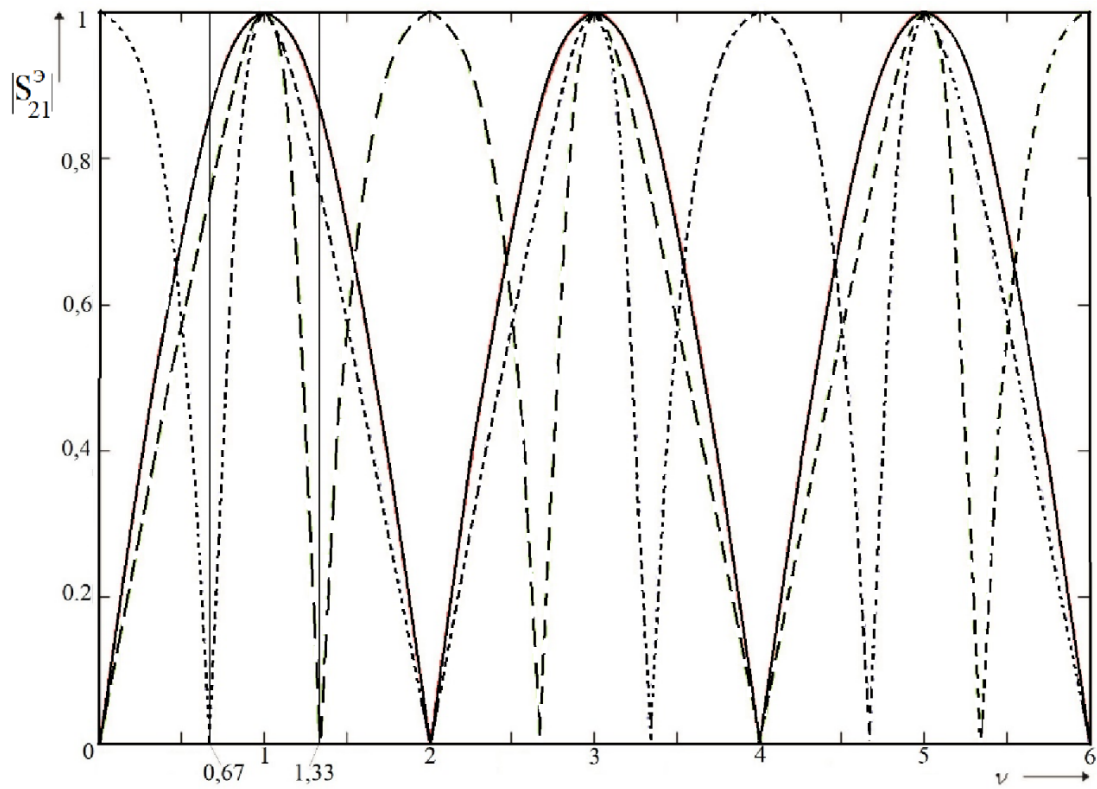
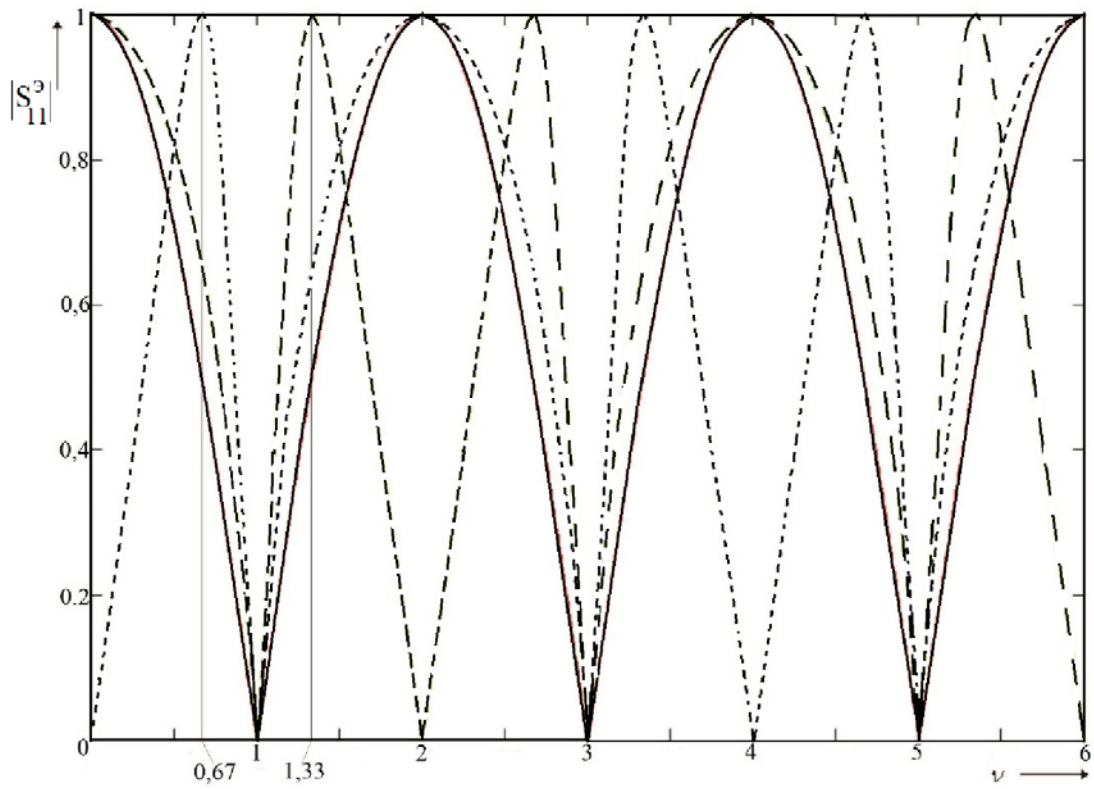


Рис. 1.6 – Зависимости от нормированной частоты $\nu = f / f_c$ модулей коэффициентов отражения $|S_{11}^o(\nu)|$ и передачи $|S_{21}^o(\nu)|$ в пределах трёх частотных зон для трёх типов ЭС: «a» (···); «b» (- -); «c», (—)

Отсюда следует выражение для коэффициента стоячей волны ЭС:

$$K_{CB} = (1 + |S_{11}^{\partial}|) / (1 - |S_{11}^{\partial}|) = \left[\sqrt{1 + (2/b_{\Sigma})^2} + 1 \right] / \left[\sqrt{1 + (2/b_{\Sigma})^2} - 1 \right];$$

и условие согласования ЭС:

$$S_{11}^{\partial} = 0; \Rightarrow y_{\Sigma} \equiv i \cdot (b_3 + b_4) = 0; \Rightarrow b_3 \Rightarrow -b_4. \quad (1.14)$$

На рис.1.3 представлены зависимости от нормированной частоты $\nu = f/f_c$ реактивных входных проводимостей шлейфов $b_3(\nu)$, $b_4(\nu)$ в пределах первой частотной зоны для трех типов ЭС, обозначенных выше символами «а», «b», «с» и заданных соотношениями (1.4), (1.5), (1.6) соответственно. На рис.1.4 приведены рассчитанные по (1.13) частотные зависимости модулей коэффициентов отражения $|S_{11}^{\partial}(\nu)|$ и передачи $|S_{21}^{\partial}(\nu)|$ в пределах первой частотной зоны для ЭС этих же трех типов.

На рис. 1.5 построены частотные зависимости реактивных входных проводимостей шлейфов $b_3(\nu)$, $b_4(\nu)$, а на рис. 1.6 – частотные зависимости модулей коэффициентов отражения $|S_{11}^{\partial}(\nu)|$ и передачи $|S_{21}^{\partial}(\nu)|$ для ЭС типов «а», «b», «с» в пределах трёх частотных зон.

1.4. Напряжения и токи на внутренних входах структуры

Условные (нормированные) напряжения U_j на внутренних входах структуры, то есть в центре сочленения, представим матрицей-столбцом $U\rangle$ и с учетом (1.8) запишем в виде

$$U\rangle = \begin{bmatrix} U_1 \\ U_2 \\ U_3 \\ U_4 \end{bmatrix} = U^+\rangle + U^-\rangle = [\hat{1} + (\{F\} + \hat{1})\hat{R}\hat{S}^c] \{T\} U^{\Pi}\rangle.$$

Эти напряжения удовлетворяют очевидному для параллельного соединения соотношению:

$$U = U_1 = U_2 = U_3 = U_4 = \frac{2}{2+y_\Sigma}(U_1^\Pi + U_2^\Pi). \quad (1.15)$$

Условные (нормированные) токи на внутренних входах структуры I_j представляются в виде столбца $I\rangle$, определяемого с учетом (1.7), (1.8), (1.11) соотношением:

$$\begin{aligned} I\rangle &= \begin{bmatrix} I_1 \\ I_2 \\ I_3 \\ I_4 \end{bmatrix} = U^+ \rangle - U^- \rangle = [\hat{1} + (\{T\} - \hat{1})\hat{R}\hat{S}^c] \{T\} U^\Pi \rangle = \\ &= \frac{2}{2+y_\Sigma} \begin{bmatrix} (1+y_\Sigma)U_1^\Pi - U_2^\Pi \\ -U_1^\Pi + (1+y_\Sigma)U_2^\Pi \\ -y_3(U_1^\Pi + U_2^\Pi) \\ -y_4(U_1^\Pi + U_2^\Pi) \end{bmatrix}. \end{aligned} \quad (1.16)$$

Эти токи подчиняются соотношению

$$I_1 + I_2 = -(I_3 + I_4) = y_\Sigma U \quad (1.17)$$

и удовлетворяют уравнению непрерывности (первому уравнению Кирхгофа):

$$\sum_j I_j = 0; \quad (j = 1 \div 4). \quad (1.18)$$

Отметим, что соотношения (1.15), (1.17), (1.18) для нормированных напряжений и токов справедливы только при равенстве волновых сопротивлений всех четырех плеч; при неравных волновых сопротивлениях плеч аналогичные соотношения справедливы для ненормированных напряжений $\tilde{U}_j = \sqrt{Z_{Bj}} U_j$ и токов $\tilde{I}_j = I_j / \sqrt{Z_{Bj}}$.

1.5. Первичное магнитное поле электродинамической структуры

В одномодовом Т-волновом приближении магнитные поля сходящихся (инд. «+») и расходящихся (инд. «-») волн j -го плеча $\bar{H}^{(\pm j)} = \bar{H}^{(\pm j)}(\vec{r}_0)$ на его внутреннем входе, то есть в центре сочленения,

представляются в виде произведений нормированных амплитуд $I_j^\pm = \pm U_j^\pm$ и нормированных векторных собственных функций Т-волн $\bar{h}^{(+j)} = \bar{h}^{(-j)} = \bar{h}^{(j)}$, поперечных относительно оси ζ_j j -го плеча ($h_{\zeta j} = \bar{1}_{\zeta j} \bar{h}^{(j)} = 0$):

$$\bar{H}^{(\pm j)} = I_j^\pm \bar{h}^{(\pm j)} = \pm U_j^\pm \bar{h}^{(j)}. \quad (1.19)$$

Нормированная векторная собственная функция в общем случае определяется соотношением:

$$\bar{h} = \bar{H} / \sqrt{Z^x \int_{S_t} (\bar{H})^2 dS},$$

где Z^x – характеристическое сопротивление линии (по напряженностям полей); S_t – поперечное сечение линии. Для Т-волн векторы поля $\bar{E}$, $\bar{H}$, а значит и нормированная векторная собственная функция $\bar{h}$, выражаются через скалярный потенциал φ :

$$\bar{E} = -\nabla_t \varphi; \quad \bar{H} = [\nabla_t \varphi, \bar{1}_\zeta] / Z^x; \quad \bar{h} = \frac{[\nabla_t \varphi, \bar{1}_\zeta]}{\sqrt{Z^x \int_{S_t} (\nabla_t \varphi)^2 dS}};$$

где ∇_t – двумерный оператор Гамильтона.

Центр ГР с радиус-вектором $\bar{r}_0$ совпадает с центром сочленения и, следовательно, имеет одинаковое расположение в поперечных сечениях всех четырех линий, поэтому в области расположения ГР:

$$\bar{h}^{(j)}(\bar{r}_0) = \bar{1}_{\tau j} h_{\tau j}^{(j)}(\bar{r}_0).$$

Поскольку все 4 линии однотипны, векторные собственные функции в области расположения ГР $\bar{h}^{(j)}(\bar{r}_0)$ отличаются только направлениями $\bar{1}_{\tau j}$, а их скалярные множители одинаковы и обозначаются далее одним символом h без уточняющих индексов:

$$h_{\tau j}^{(j)}(\bar{r}_0) = h; \quad (j = 1 \div 4).$$

При выбранных направлениях осей координат x_1, x_2 (см. рис. 1.1):

$$\bar{h}^{(1)}(\bar{r}_0) = -\bar{h}^{(2)}(\bar{r}_0) = h \bar{1}_2; \quad \bar{h}^{(4)}(\bar{r}_0) = -\bar{h}^{(3)}(\bar{r}_0) = h \bar{1}_1.$$

Совокупность нормированных векторных собственных функций $\bar{h}^{(j)} \equiv \bar{h}^{(j)}(\bar{r}_0)$ всех четырех плеч структуры можно представить матрицей-строкой:

$$\langle \bar{h} = [\bar{h}^{(1)}; \bar{h}^{(2)}; \bar{h}^{(3)}; \bar{h}^{(4)}] = h [\bar{1}_2; -\bar{1}_2; -\bar{1}_1; \bar{1}_1] \quad (1.20)$$

или соответствующим столбцом $\bar{h} \rangle = \langle \bar{h}_T$ (Т – знак транспонирования).

Интерференционное магнитное поле j -го плеча в центре сочленения $\bar{H}^{(j)} \equiv \bar{H}^{(j)}(\bar{r}_0)$ выразится через произведение $\bar{h}^{(j)}(\bar{r}_0)$ и нормированного тока I_j :

$$\begin{aligned} \bar{H}^{(j)} &\equiv \bar{H}^{(j)}(\bar{r}_0) = \bar{H}^{(+j)}(\bar{r}_0) + \bar{H}^{(-j)}(\bar{r}_0) = \\ &= (U_j^+ - U_j^-) \bar{h}^{(j)}(\bar{r}_0) = I_j \bar{h}^{(j)}(\bar{r}_0) = I_j h \bar{1}_{\tau j} \end{aligned} \quad (1.21)$$

Совокупность полей $\bar{H}^{(j)}(\bar{r}_0)$ представим векторным столбцом $\bar{H} \rangle$, который с учетом (1.16), (1.20) запишется в виде:

$$\bar{H} \rangle \equiv \bar{H}(\bar{r}_0) \rangle = \begin{bmatrix} \bar{H}^{(1)} \\ \bar{H}^{(2)} \\ \bar{H}^{(3)} \\ \bar{H}^{(4)} \end{bmatrix} = h \begin{bmatrix} I_1 \cdot \bar{1}_2 \\ -I_2 \cdot \bar{1}_2 \\ -I_3 \cdot \bar{1}_1 \\ I_4 \cdot \bar{1}_1 \end{bmatrix} = h \frac{2}{2 + y_\Sigma} \begin{bmatrix} [(1 + y_\Sigma)U_1^H - U_2^H] \cdot \bar{1}_2 \\ [U_1^H - (1 + y_\Sigma)U_2^H] \cdot \bar{1}_2 \\ y_3(U_1^H + U_2^H) \cdot \bar{1}_1 \\ -y_4(U_1^H + U_2^H) \cdot \bar{1}_1 \end{bmatrix}.$$

Первичное интерференционное поле в центре ЭС (в отсутствии ГР) $\bar{H}^0 \equiv \bar{H}^0(\bar{r}_0)$ определяется в силу его непрерывности суммированием интерференционных полей отдельных плеч $\bar{H}^j(\bar{r}_0)$ с множителем 0,5 [9] и представляется с учетом (1.21) в виде

$$\bar{H}^0 \equiv \bar{H}^0(\bar{r}_0) = \sum_j 0,5 \cdot \bar{H}^j(\bar{r}_0) = 0,5 \cdot \sum_j \bar{h}^{(j)} I_j. \quad (1.22)$$

Используя представление совокупности векторных собственных функций $\bar{h}^{(j)} \equiv \bar{h}^{(j)}(\bar{r}_0)$ в виде строки (1.20) и совокупности токов I_j в виде столбца (1.16), запишем $\bar{H}^0$ в виде:

$$\bar{H}^0 = 0,5 \langle \bar{h}, I \rangle = \langle \bar{\mathcal{H}} \{T\} U^H \rangle = \sum_l \bar{\mathcal{H}}^{(l)} T_l U_l^H \quad (l = 1 \div 4); \quad (1.23)$$

где

$$\langle \bar{\mathcal{H}} = [\bar{\mathcal{H}}^{(1)}; \bar{\mathcal{H}}^{(2)}; \bar{\mathcal{H}}^{(3)}; \bar{\mathcal{H}}^{(4)}] = 0,5\langle \bar{h}[\hat{1} + (\{\Gamma\} - \hat{1})\hat{R}\hat{S}^c]. \quad (1.24)$$

Соотношением (1.23) интерференционное магнитное поле в центре ЭС представляется в виде суммы членов вида $\bar{\mathcal{H}}^{(l)}T_l U_l^H$, где отдельный член есть интерференционное поле в центре сочленения при возбуждении структуры с плеча l ($l = 1 \div 4$) падающей волной с нормированной амплитудой U_l^H , а $\bar{\mathcal{H}}^{(l)}$ – нормированное интерференционное поле в центре сочленения при возбуждении структуры с плеча l . Совокупность векторных функций $\bar{\mathcal{H}}^{(l)}$ представлена векторной матрицей-строкой $\langle \bar{\mathcal{H}}^{(l)}$ (1.24). Для дальнейшего необходимо представить эту совокупность также и в виде векторного столбца $\bar{\mathcal{H}}^{\rightarrow}$; транспонируя (1.24), используя соотношения (1.7), (1.11), (1.20) и учитывая, что $(\hat{R}\hat{S}^c)_T = \hat{R}\hat{S}^c$ – симметрическая матрица (Т – знак транспонирования), а $\{\Gamma\}$, $\hat{1}$ – диагональные матрицы, получим:

$$\begin{aligned} \bar{\mathcal{H}}^{\rightarrow} &= \begin{bmatrix} \bar{\mathcal{H}}^{(1)} \\ \bar{\mathcal{H}}^{(2)} \\ \bar{\mathcal{H}}^{(3)} \\ \bar{\mathcal{H}}^{(4)} \end{bmatrix} = \langle \bar{\mathcal{H}}_T = 0,5[\hat{1} + \hat{R}\hat{S}^c(\{\Gamma\} - \hat{1})]\bar{h} \rangle = \\ &= \frac{h}{(2 + y_{\Sigma})} \begin{bmatrix} \Delta y \cdot \bar{1}_1 + (2 + y_{\Sigma}) \cdot \bar{1}_2 \\ \Delta y \cdot \bar{1}_1 - (2 + y_{\Sigma}) \cdot \bar{1}_2 \\ -(1 + y_3)(1 + y_4) \cdot \bar{1}_1 \\ (1 + y_3)(1 + y_4) \cdot \bar{1}_2 \end{bmatrix}, \end{aligned} \quad (1.25)$$

где

$$\Delta y = y_3 - y_4 = i \cdot \Delta b; \Delta b = b_3 - b_4.$$

Можно убедиться, что для рассматриваемой структуры, когда нормированные векторные собственные функции $\bar{h}^{(j)}(\bar{r}_0)$ заданы соотношением (1.20), определенный по (1.25) векторный столбец совпадает со столбцом $\hat{R}\bar{h}^{\rightarrow}$, то есть

$$\bar{\mathcal{H}}^{\rightarrow} = \hat{R}\bar{h}^{\rightarrow}. \quad (1.26)$$

Рассматриваемая ЭС, то есть четырёхполюсник в виде сочленения линии 1 – 2 с реактивными плечами 3, 4, может возбуждаться только с

плеч 1, 2 ($T_1 = T_2 = 1, T_3 = T_4 = 0$), поэтому в соотношение (1.23) для поля в центре ЭС $\bar{H}^0$ войдут только функции $\vec{\mathcal{H}}^{(1)}, \vec{\mathcal{H}}^{(2)}$:

$$\langle \vec{\mathcal{H}} \{T\} = \langle \vec{\mathcal{H}} \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} = [\vec{\mathcal{H}}^{(1)}; \vec{\mathcal{H}}^{(2)}]; \quad \{T\} \vec{\mathcal{H}} = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \vec{\mathcal{H}} = \begin{bmatrix} \vec{\mathcal{H}}^{(1)} \\ \vec{\mathcal{H}}^{(2)} \end{bmatrix};$$

$$\bar{H}^0 = \langle \vec{\mathcal{H}} \{T\} U^\Pi \rangle = \langle U^\Pi \{T\} \vec{\mathcal{H}} \rangle = \vec{\mathcal{H}}^{(1)} U_1^\Pi + \vec{\mathcal{H}}^{(2)} U_2^\Pi. \quad (1.27)$$

Соотношение для $\bar{H}^0$ можно получить из (1.22) непосредственным суммирование членов $\bar{h}^{(j)} I_j$ с учетом направлений векторов $\bar{h}^{(j)}$, определенных согласно (1.20), и выражения (1.16) для I_j :

$$\begin{aligned} \bar{H}^0 &= 0,5 \sum \bar{h}^{(j)} I_j = 0,5 h [(I_1 - I_2) \bar{l}_2 + (I_4 - I_3) \bar{l}_1] = \\ &= \frac{h}{(2 + y_\Sigma)} \{ [\Delta y \cdot \bar{l}_1 + (2 + y_\Sigma) \cdot \bar{l}_2] U_1^\Pi + [\Delta y \cdot \bar{l}_1 - (2 + y_\Sigma) \cdot \bar{l}_2] U_2^\Pi \}, \end{aligned}$$

что совпадает с (1.27) при подстановке (1.25).

1.6. Поляризационные характеристики поля электродинамической структуры

Как уже отмечалось, эффективность гиромангнитного взаимодействия зависит от соотношения между поляризационными параметрами первичного поля ЭС и высокочастотной намагниченности ГР в режиме собственных колебаний. Последняя имеет в общем случае эллиптическую поляризацию, а для ГР с цилиндрической симметрией совокупной анизотропии – круговую. Поэтому наряду с разложением поперечного относительно $\bar{l}_3$ поля $\bar{H}_\perp$ на линейно-поляризованные составляющие H_1, H_2 целесообразно использовать его разложение на составляющие круговой поляризации правого (инд. «п») и левого (инд. «л») вращения, т.е. разложение по циркулярному базису:

$$\bar{H}_\perp \equiv \left[\bar{l}_3 \left[\bar{H}, \bar{l}_3 \right] \right] \equiv \bar{l}_1 H_1 + \bar{l}_2 H_2 = \bar{l}_n H_n + \bar{l}_l H_l,$$

где $\bar{l}_{n,l}$ – базисные векторы циркулярного базиса

$$\bar{1}_n = (\bar{1}_1 \mp i \bar{1}_2) / \sqrt{2}; \quad |\bar{1}_n| = |\bar{1}_l| = 1;$$

$H_{n,l}$ – комплексные амплитуды циркулярных составляющих

$$H_n = \bar{H} \bar{1}_n^* = \bar{H} \bar{1}_n^l = (H_1 \pm i H_2) / \sqrt{2}. \quad (1.28)$$

Для нормированных векторных собственных функций Т-волн в плечах структуры $\bar{h}^{(j)} = \bar{1}_{\tau j} h$ (j – номер плеча), определяемых по (1.20), циркулярные составляющие выразятся соотношениями:

$$h_n^{(1)} = -h_n^{(1)} = -h_n^{(2)} = h_n^{(2)} = ih / \sqrt{2}; \quad h_n^{(4)} = h_n^{(4)} = -h_n^{(3)} = -h_n^{(3)} = h / \sqrt{2},$$

что можно представить матрицами-строками:

$$\langle h_n = \frac{h}{\sqrt{2}} [i; -i; -1; 1]; \quad \langle h_n = \frac{h}{\sqrt{2}} [-i; i; -1; 1].$$

Циркулярные составляющие $\mathcal{H}_{n,l}^{(l)}$ интерференционного поля $\vec{\mathcal{H}}^{(l)}$ в центре ЭС при возбуждении структуры с плеча l и коэффициент эллиптичности этого поля $\mathfrak{E}^{(l)}$ определяются соотношениями:

$$\mathcal{H}_{n,l}^{(l)} = \vec{\mathcal{H}}^{(l)} \bar{1}_n^* = \vec{\mathcal{H}}^{(l)} \bar{1}_n^l; \quad \mathfrak{E}^{(l)} = \frac{|\mathcal{H}_n^{(l)}| - |\mathcal{H}_l^{(l)}|}{|\mathcal{H}_n^{(l)}| + |\mathcal{H}_l^{(l)}|}.$$

Используя (1.28, 1.25), получим:

$$\mathcal{H}_n^{(1)} = \mathcal{H}_n^{(2)} = \left(\frac{\Delta y}{2 + y_\Sigma} \pm i \right) \frac{h}{\sqrt{2}} = \mp \left[\frac{b_\Sigma - i(2 \pm \Delta b)}{2 + i b_\Sigma} \right] \frac{h}{\sqrt{2}}; \quad (1.29)$$

$$\begin{aligned} \mathfrak{E} \equiv \mathfrak{E}^{(1)} = -\mathfrak{E}^{(2)} &= \frac{\sqrt{b_\Sigma^2 + (2 + \Delta b)^2} - \sqrt{b_\Sigma^2 + (2 - \Delta b)^2}}{\sqrt{b_\Sigma^2 + (2 + \Delta b)^2} + \sqrt{b_\Sigma^2 + (2 - \Delta b)^2}} = \\ &= \frac{2\Delta b}{2 + b_3^2 + b_4^2 + \sqrt{(2 + b_3^2 + b_4^2)^2 - (2\Delta b)^2}}. \end{aligned} \quad (1.30)$$

Для «анизотропных» гиромагнитных резонаторов при определенных направлениях намагничивающего поля относительно осей анизотропии

высокочастотная составляющая намагниченности в режиме собственных колебаний имеет эллиптическую поляризацию. В этом случае эффективность взаимодействия ГР с высокочастотным магнитным полем зависит не только от коэффициента эллиптичности этого поля, но и от ориентации его поляризационного эллипса. Для оценки этой ориентации вводится параметр, называемый поляризационным азимутом, под которым понимается угол ориентации большой оси эллипса поляризации относительно оси x_1 и который равен половине разности фаз между правой и левой циркулярными составляющими:

$$\eta = 0,5 \cdot \arg(\mathcal{H}_n / \mathcal{H}_l) = 0,5 \cdot \arg(\mathcal{H}_n \cdot \mathcal{H}_l^*); 0 \leq \eta \leq \pi.$$

В соответствии с этим определением:

$$\begin{aligned} \operatorname{tg}(2\eta) &= -i \cdot \left(\frac{\mathcal{H}_n \cdot \mathcal{H}_l^* - \mathcal{H}_l \cdot \mathcal{H}_n^*}{\mathcal{H}_n \cdot \mathcal{H}_l^* + \mathcal{H}_l \cdot \mathcal{H}_n^*} \right) = \frac{\mathcal{H}_1 \cdot \mathcal{H}_2^* + \mathcal{H}_2 \cdot \mathcal{H}_1^*}{|\mathcal{H}_1|^2 - |\mathcal{H}_2|^2}; \\ \operatorname{tg}(\eta) &= \frac{\mathcal{H}_n \cdot \mathcal{H}_l^* + \mathcal{H}_l \cdot \mathcal{H}_n^* - 2 \cdot |\mathcal{H}_l \cdot \mathcal{H}_n|}{i \cdot (\mathcal{H}_n \cdot \mathcal{H}_l^* - \mathcal{H}_l \cdot \mathcal{H}_n^*)} = \\ &= \frac{|\mathcal{H}_2|^2 - |\mathcal{H}_1|^2 + \sqrt{(|\mathcal{H}_2|^2 - |\mathcal{H}_1|^2)^2 + (\mathcal{H}_1 \cdot \mathcal{H}_2^* + \mathcal{H}_2 \cdot \mathcal{H}_1^*)^2}}{\mathcal{H}_1 \cdot \mathcal{H}_2^* + \mathcal{H}_2 \cdot \mathcal{H}_1^*}. \end{aligned}$$

Подставляя выражения $\mathcal{H}_n^{(1)}$, $\mathcal{H}_l^{(1)}$ из (1.29) или $\mathcal{H}_1^{(1)}$, $\mathcal{H}_2^{(1)}$ из (1.25), получим соотношение для поляризационного азимута интерференционного поля в центре рассматриваемой структуры при возбуждении ее с плеча 1:

$$\operatorname{tg}\eta = \frac{2 \cdot (1 + b_3 \cdot b_4) + \sqrt{4 \cdot (1 + b_3 \cdot b_4)^2 + (\Delta b \cdot b_\Sigma)^2}}{\Delta b \cdot b_\Sigma}.$$

На рис 1.7 представлены расчетные частотные зависимости коэффициента эллиптичности $\mathcal{E}(\nu)$ (рис 1.7, а), поляризационного азимута $\eta(\nu)$ (рис. 1.7, б) и годографы вектора интерференционного поля (рис. 1.7, в) в пределах первой частотной зоны для трех типов ЭС, обозначенных выше символами «а», «б», «с» и заданных соотношениями (1.4), (1.5), (1.6) соответственно.

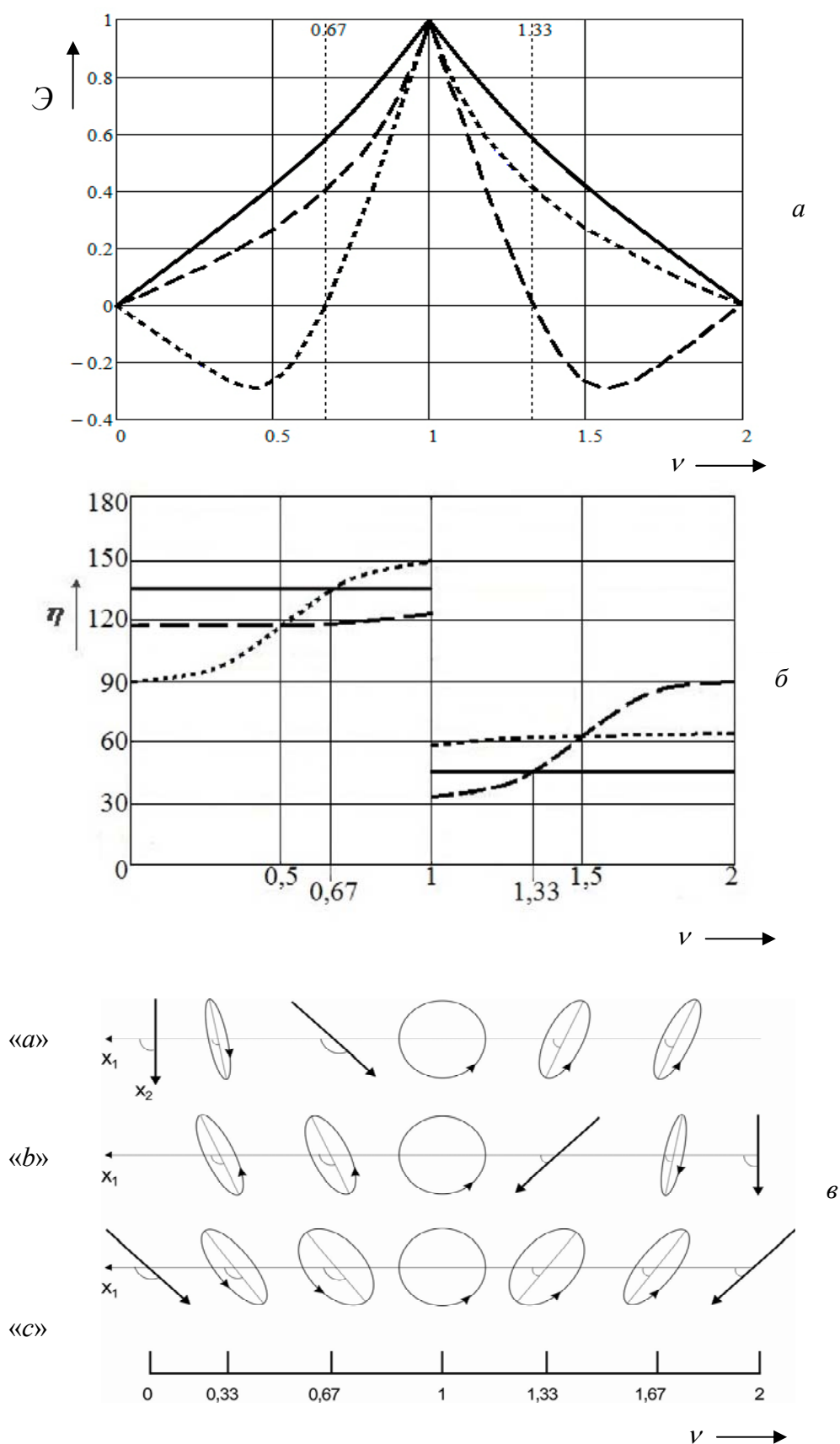


Рис. 1.7 – Частотные зависимости коэффициента эллиптичности $\mathcal{E}(\nu)$ (a), поляризационного азимута $\eta(\nu)$ (б) и годографы интерференционного поля (в) для трех типов ЭС: «a» (.....); «b» (---); «c» (—)

На рис. 1.8 приведены частотные зависимости коэффициента эллиптичности $\mathcal{E}(\nu)$ в пределах трёх частотных зон для ЭС типов «a», «b», «c».

Условие существования поля круговой поляризации в центре ЭС при возбуждении ее с плеча l записывается в виде уравнений:

$$\mathcal{H}_1^{(l)} = \pm i \cdot \mathcal{H}_2^{(l)} \quad \text{или} \quad \mathcal{E}^{(l)} = \pm 1,$$

где верхний знак соответствует поляризации правого, а нижний – левого вращения. При возбуждении ЭС с плеча 1 решение любого из этих уравнений приводит к соотношению:

$$b_3 = -b_4 = \pm 1. \quad (1.31)$$

Для означенных выше трех типов ЭС («a», «b», «c») условие существования поля круговой поляризации правого вращения ($b_3 = -b_4 = 1$) выполняется согласно (1.4), (1.5), (1.6) на опорной частоте $\nu = f / f_c = 1$.

На рис.1.9 поясняется формирование магнитного поля круговой поляризации в ЭС типа «c» при ее возбуждении с плеча 1 ($U_2^H = 0$, $U = U_1 = U_2 = U_3 = U_4 = U_1^H$) на средней частоте $\nu = f / f_c = 1$: $\theta_3(f_c) = \theta_4(f_c) = \pi / 4$. Здесь построены диаграммы на комплексной плоскости для коэффициентов отражения Γ_j (рис. 1.9, а), токов I_j (рис. 1.9, б) и полей $H^{(j)}$ (рис. 1.9, в) плеч; при построении использованы соотношения для коэффициентов отражения и входных проводимостей плеч:

$$\Gamma_{30} = \pm 1; \quad \Gamma_3 = \pm e^{-i2\theta_3} = \mp i; \quad y_3 = \frac{(1 - \Gamma_3)}{(1 + \Gamma_3)} = \pm i;$$

для токов плеч:

$$I_j = U_j^+ - U_j^- = -y_j U;$$

$$I_1 = U_1^+ = U; \quad I_2 = -U_2^- = -U; \quad I_3 = -y_3 U = \mp i U;$$

для полей плеч:

$$\vec{H}^{(j)} = I_j h \vec{1}_{\tau j};$$

$$H_2^{(1)} = I_1 h = U h; \quad H_2^{(2)} = -I_2 h = U h; \quad H_1^{(3)} = -I_3 h = iU h; \quad H_1^{(4)} = I_4 h = iU h;$$

$$H_2 = 0,5 \cdot (H_2^{(1)} + H_2^{(2)}) = U h; \quad H_1 = 0,5 \cdot (H_1^{(3)} + H_1^{(4)}) = iU h.$$

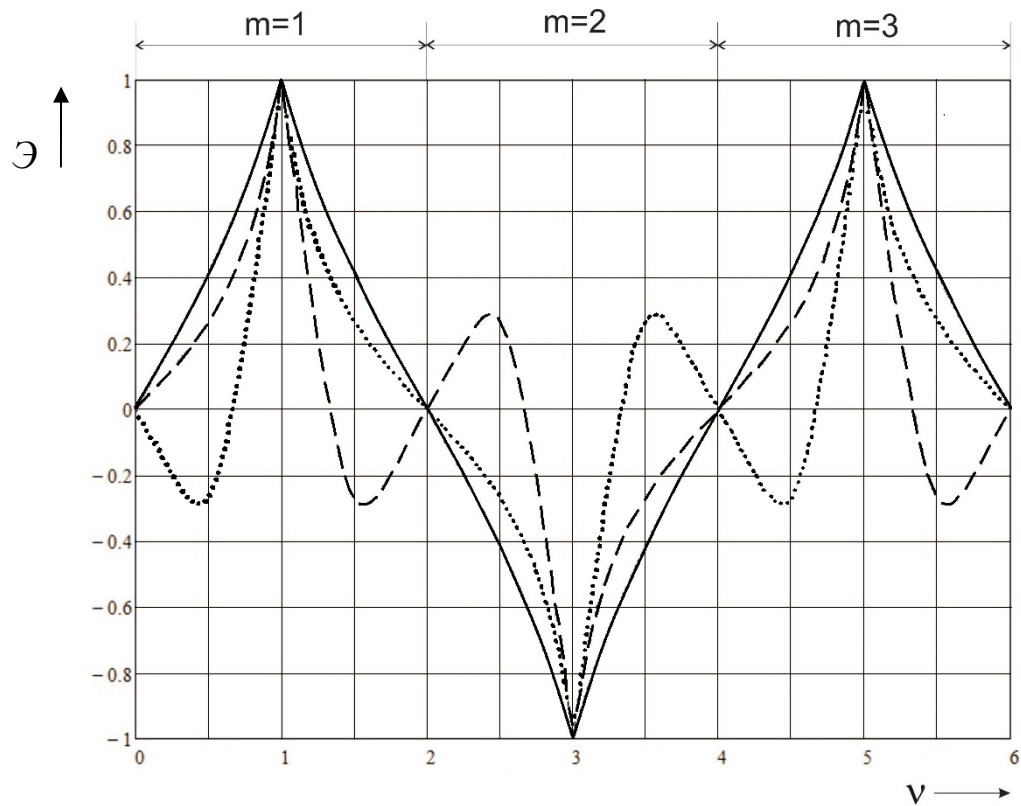


Рис. 1.8 – Частотные зависимости коэффициента эллиптичности $\varepsilon(\nu)$ в диапазоне трёх зон для трёх типов ЭС: «a» (.....); «b» (---); «c» (—)

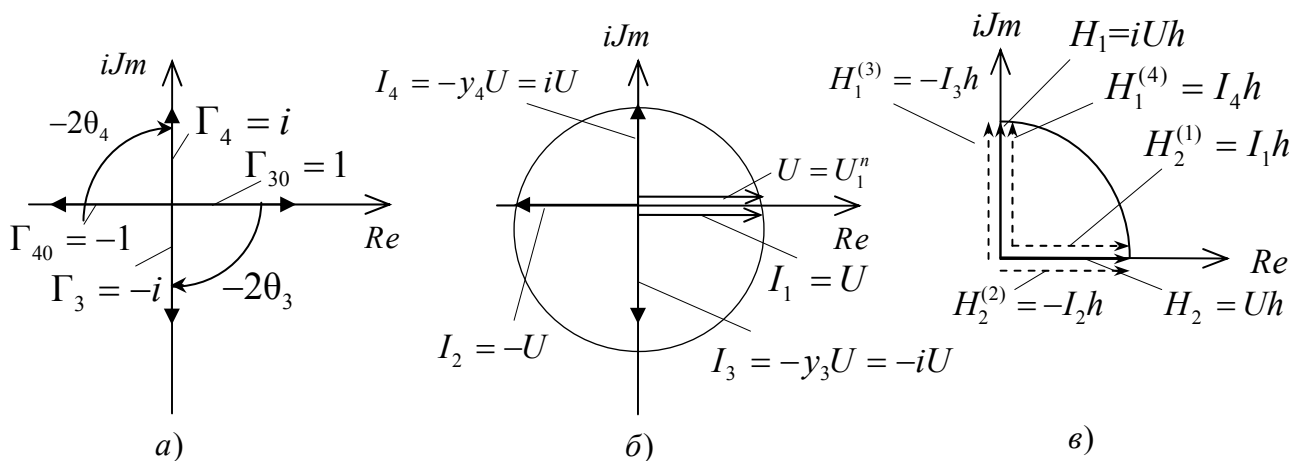


Рис. 1.9 – Пояснение формирования поля круговой поляризации в ЭС типа «с» при ее возбуждении с плеча 1 на средней частоте $\nu = f / f_c = 1$ – диаграммы на комплексной плоскости для коэффициентов отражения шлейфов $\Gamma_j(a)$, токов плеч $I_j(б)$ и полей плеч $H^{(j)}(в)$

1.7. Контрольные частоты электродинамической структуры

Для контроля и корректировки геометрии базовой электродинамической структуры по экспериментальным частотным зависимостям её параметров $|S_{21}^{\vartheta}|$, $|S_{11}^{\vartheta}|$ выделим несколько характерных частот 1-й частотной зоны.

- Частоты короткого замыкания (КЗ) или полного отражения и отсутствия передачи ν_0 (инд. «0»). На этих частотах один или оба шлейфа, а значит, и сочленение в целом, эквивалентны КЗ, т.е. имеют бесконечные проводимости:

$$|b_{\Sigma}(\nu_0)| = \infty; \quad S_{11}^{\vartheta}(\nu_0) = -1; \quad S_{21}^{\vartheta}(\nu_0) = 0.$$

Особо выделим частоту «одношлейфового КЗ», на которой только один из шлейфов имеет бесконечную проводимость, а проводимость другого шлейфа конечна и не влияет на суммарную проводимость. Эквивалентность КЗ на частоте ν_0 только одного k -го шлейфа и известная зависимость проводимости этого шлейфа b_k от его фазовой длины θ_k позволяют определить последнюю на частоте ν_0 :

$$|b_{\Sigma}(\nu_0)| = |b_k[\theta_k(\nu_0)]| = \infty; \quad \Rightarrow \quad \theta_k(\nu_0).$$

По величине $\theta_k(\nu_0)$ и измеренному значению ν_0 можно вычислить истинную длину k -го шлейфа:

$$l_k = \theta_k(\nu_0) \cdot \Lambda(f_c) / (2\pi\nu_0).$$

При номинальной длине k -го шлейфа $l_k = p_k \cdot \Lambda(f_c)$:

$$\nu_0 = \theta_k(\nu_0) / (2\pi p_k).$$

- Средняя частота или частота оптимального режима ν_c – частота согласования и полной передачи при круговой поляризации поля в центре сочленения. Эта частота определяется из условия:

$$b_3(\nu_c) = -b_4(\nu_c) = 1,$$

откуда следует:

$$\mathcal{E}(\nu_c) = 1; \quad b_{\Sigma}(\nu_c) = 0; \quad S_{11}^{\mathcal{E}}(\nu_c) = 0; \quad S_{21}^{\mathcal{E}}(\nu_c) = 1.$$

При номинальных длинах шлейфов $\nu_c = 1$.

- Частота «одношлейфового холостого хода (XX)» ν_x (инд. «х») – частота, на которой один из шлейфов эквивалентен XX, т.е. имеет нулевую проводимость, а суммарная проводимость равна проводимости другого шлейфа $b_{\Sigma}(\nu_x) = b_k(\nu_x)$ ($b_k = b_4$ при $b_3 = 0$ или $b_k = b_3$ при $b_4 = 0$), которая и определяет коэффициенты рассеяния на частоте ν_x :

$$|S_{21}^{\mathcal{E}}(\nu_x)| = \frac{1}{\sqrt{1 + [0,5 \cdot b_k(\nu_x)]^2}}; \quad |S_{11}^{\mathcal{E}}(\nu_x)| = \frac{0,5|b_k(\nu_x)|}{\sqrt{1 + [0,5 \cdot b_k(\nu_x)]^2}}.$$

- Частота «двухшлейфового XX» ν_{xx} (инд. «хх») – частота согласования и полной передачи при линейной поляризации поля в центре сочленения, определяемая из условия:

$$b_3(\nu_{xx}) = b_4(\nu_{xx}) = 0,$$

откуда следует:

$$\mathcal{E}(\nu_{xx}) = 0; \quad b_{\Sigma}(\nu_{xx}) = 0; \quad S_{11}^{\mathcal{E}}(\nu_{xx}) = 0; \quad S_{21}^{\mathcal{E}}(\nu_{xx}) = 1.$$

- Граничные частоты полосы пропускания базовой ЭС по уровню ослабления 3дБ $\nu_{\Pi 1,2}$:

$$|b_{\Sigma}(\nu_{\Pi})| = 2; \quad |S_{21}^{\mathcal{E}}(\nu_{\Pi})| = |S_{11}^{\mathcal{E}}(\nu_{\Pi})| = 1/\sqrt{2}; \quad L_{21}^{\mathcal{E}}(\nu_{\Pi}) = -20 \lg |S_{21}^{\mathcal{E}}(\nu_{\Pi})| = 3 \text{ дБ}.$$

- Частотная область положительной эллиптичности ($0 \leq \mathcal{E} \leq 1$) или правой (относительно оси η) эллиптической поляризации интерференционного поля в центре ЭС (при её возбуждении с плеча 1) – область, в которой направление вращения вектора интерференционного поля совпадает с направлением прецессии намагниченности ГР, намагниченного по оси η . Границы области положительной эллиптичности совпадают с частотами КЗ ν_0 , а ширина этой области равна разности частот КЗ.

Таблица 1.2 – Контрольные частоты при номинальных длинах шлейфов: $l_k = p_k \cdot \Lambda(f_c)$; $\theta_k = 2\pi l_k \nu / \Lambda(f_c) = 2\pi p_k \nu$

	ЭС типа «a» $p_4 = 3p_3 = 3/8$; $b_3 = tg\theta_3$; $b_4 = tg\theta_4$	ЭС типа «b» $p_3 = 3p_4 = 3/8$; $b_3 = -ctg\theta_3$; $b_4 = -ctg\theta_4$	ЭС типа «с» $p_3 = p_4 = 1/8$; $b_3 = tg\theta_3$; $b_4 = -ctg\theta_4$
1	2	3	4
Частоты «одно-шлейфового КЗ» ν_0 : $S_{11}^3(\nu_0) = -1$; $S_{21}^3(\nu_0) = 0$	$ b_\Sigma(\nu_0) = b_4(\nu_0) = \infty$; $\theta_4(\nu_0) = \frac{\pi}{2}$; $\nu_0 = \frac{\theta_4(\nu_0)}{2\pi p_4} = \frac{2}{3} \approx 0,67$	$ b_\Sigma(\nu_0) = b_3(\nu_0) = \infty$; $\theta_3(\nu_0) = \pi$; $\nu_0 = \frac{\theta_3(\nu_0)}{2\pi p_3} = \frac{4}{3} \approx 1,33$	$ b_\Sigma(\nu_{01}) = b_4(\nu_{01}) = \infty$; $\theta_4(\nu_{01}) = 0$; $\nu_{01} = 0$; $ b_\Sigma(\nu_{02}) = b_3(\nu_{02}) = \infty$; $\theta_3(\nu_{02}) = \pi/2$; $\nu_{02} = 2$
Частоты «двух-шлейфового КЗ» ν_{03}, ν_{04} : $S_{11}^3(\nu_0) = -1$; $S_{21}^3(\nu_0) = 0$	$ b_3(\nu_{03}) = \infty$; $ b_3(\nu_{03}) = \frac{\pi}{2}$; $ b_4(\nu_{04}) = \infty$; $ b_4(\nu_{04}) = \frac{\pi^3}{2}$; $\nu_{03} = \nu_{04} = 2$	$ b_3(\nu_{03}) = \infty$; $ b_4(\nu_{04}) = \infty$; $\theta_4(\nu_{03}) = \theta_4(\nu_{04}) = 0$; $\nu_{03} = \nu_{04} = 0$	
Частоты «одно-шлейфового ХХ» ν_X :	$b_4(\nu_X) = 0$; $\theta_4(\nu_X) = \pi$; $\nu_X = 4/3$ $\theta_3(\nu_X) = \pi/3$; $b_\Sigma(\nu_X) = b_3(\nu_X) = \sqrt{3}$	$b_3(\nu_X) = 0$; $\theta_3(\nu_X) = \pi/2$; $\nu_X = 2/3$; $\theta_4(\nu_X) = \pi/6$; $b_\Sigma(\nu_X) = b_4(\nu_X) = -\sqrt{3}$	$b_3(\nu_{X1}) = 0$; $\theta_3(\nu_{X1}) = 0$; $\nu_{X1} = 0$; $b_4(\nu_{X2}) = 0$; $\theta_4(\nu_{X2}) = \frac{\pi}{2}$; $\nu_{X2} = 2$; $ b_\Sigma(\nu_{X1}) = b_\Sigma(\nu_{X2}) = \infty$ $ S_{11}^3(\nu_X) = 1$; $ S_{21}^3(\nu_X) = 0$

1	2	3	4
Частоты «двухшлейфового XX» ν_{XX} : $\mathfrak{Z}(\nu_{XX}) = 0$; $S_{11}^3(\nu_{XX}) = 0$; $ S_{21}^3(\nu_{XX}) = 1$	$b_3(\nu_{XX}) = 0$; $b_4(\nu_{XX}) = 0$; $\theta_3(\nu_{XX}) = \theta_4(\nu_{XX}) = 0$; $\nu_{XX} = 0$	$b_3(\nu_{XX}) = 0$; $\theta_3(\nu_{XX}) = \pi 3/2$ $b_4(\nu_{XX}) = 0$; $\theta_4(\nu_{XX}) = \pi/2$ $\left. \vphantom{\begin{matrix} b_3(\nu_{XX}) = 0 \\ b_4(\nu_{XX}) = 0 \end{matrix}} \right\} \nu_{XX} = 2$	
Область положительной эллип- тичности $0 \leq \mathfrak{Z} \leq 1$	$\nu_0 \div \nu_{0\ 3,4} = 0,67 \div 2$; $\Delta \nu_0 = 1,33$	$\nu_{0\ 3,4} \div \nu_0 = 0 \div 1,33$; $\Delta \nu_0 = 1,33$	$\nu_{01} \div \nu_{02} = 0 \div 2$; $\Delta \nu_0 = 2$
Полоса пропускания $\Delta \nu_{\Pi} = \nu_{\Pi 2} - \nu_{\Pi 1}$; $ b_{\Sigma}(\nu_{\Pi}) = 2$	$\nu_{\Pi 1} = 0,815$; $\nu_{\Pi 2} = 1,38$; $\Delta \nu_{\Pi} = 0,565$	$\nu_{\Pi 1} = 0,62$; $\nu_{\Pi 2} = 1,185$; $\Delta \nu_{\Pi} = 0,565$	$\nu_{\Pi 1} = 0,5$; $\nu_{\Pi 2} = 1,5$; $\Delta \nu_{\Pi} = 1$
Коэф. эллиптичности на грани- цах полосы	$\mathfrak{Z}(\nu_{\Pi 1}) = 0,4$; $\mathfrak{Z}(\nu_{\Pi 2}) = 0,36$	$\mathfrak{Z}(\nu_{\Pi 1}) = 0,36$; $\mathfrak{Z}(\nu_{\Pi 2}) = 0,4$;	$\mathfrak{Z}(\nu_{\Pi 1}) = \mathfrak{Z}(\nu_{\Pi 2}) = 0,414$

Как видно из табл. 1.2, для всех трёх ЭС на границах полосы пропускания ν_{Π} коэффициент эллиптичности $\mathcal{E}(\nu_{\Pi}) \approx 0,4$; при этом отношение амплитуд правой и левой циркулярных составляющих интерференционного поля $|\mathcal{H}_n/\mathcal{H}_l| \approx 2,3$.

1.8. Пример коррекции длин шлейфов

Возможную методику коррекции длин шлейфов рассмотрим на примере сочленения типа «а» – с двумя разомкнутыми шлейфами. Считаем, что при заданной средней частоте f_c известна (достоверно рассчитана или измерена) длина волны в линии $\Lambda(f_c)$. Номинальные длины шлейфов:

$$l_4 = 3l_3 = \Lambda(f_c)3/8.$$

Однако за счёт неточности изготовления реальные длины шлейфов отличаются от номинальных l_k и составляют $l'_k = l_k + \Delta l_k$. При этом на произвольной частоте $\nu = f/f_c$ фазовые длины шлейфов $\theta_k(\nu)$ составляют

$$\theta_k(\nu) = \frac{2\pi}{\Lambda(f_c)} l'_k \nu.$$

Экспериментально снимаются частотные зависимости модулей коэффициентов передачи $|S_{21}^{\circ}(\nu)|$ и отражения $|S_{11}^{\circ}(\nu)|$ ЭС. Для сочленения типа «а» существует частота «одношлейфового КЗ» ν_0 , на которой длинный (4-й) шлейф и, следовательно, сочленение в целом эквивалентны КЗ:

$$|b_{\Sigma}(\nu_0)| = |b_4(\nu_0)| = |tg\theta_4(\nu_0)| = \infty; \quad \Rightarrow \quad \theta_4(\nu_0) = \pi/2.$$

На этой частоте наблюдается минимум $|S_{21}^{\circ}|$ и максимум $|S_{11}^{\circ}|$; теоретически $|S_{21}^{\circ}(\nu_0)| = 0$, $|S_{11}^{\circ}(\nu_0)| = 1$. При номинальной длине 4-го шлейфа:

$$\nu_0 = \frac{\theta_4(\nu_0)}{2\pi} \frac{\Lambda(f_c)}{l_4} = \frac{2}{3} = 0,67.$$

Если реальная длина 4-го шлейфа $l'_4 = l_4 + \Delta l_4$ отличается от номинальной l_4 , то реальная частота «одношлейфового КЗ» ν'_0 отличается от $\nu_0 = 2/3$. В окрестности частоты $\nu_0 = 2/3$ находим и измеряем реальную частоту ν'_0 , на которой $|S_{21}^{\vartheta}|$ имеет минимум, а $|S_{11}^{\vartheta}|$ – максимум. По измеренному значению ν'_0 вычисляем реальную длину 4-го шлейфа l'_4 :

$$l'_4 = \frac{\theta_4(\nu_0)}{2\pi} \frac{\Lambda(f_c)}{\nu'_0} = \frac{\Lambda(f_c)}{4\nu'_0}.$$

При известных значениях ν'_0 и l'_4 реальную длину короткого (3-го) шлейфа можно определить несколькими способами.

1-й способ. Кроме рассмотренной выше частоты ν_0 существуют другие частоты КЗ ν_{03} и ν_{04} , которые определяются соотношениями:

$$\begin{aligned} |b_3(\nu_{03})| &= |tg\theta_3(\nu_{03})| = \infty; & \Rightarrow \theta_3(\nu_{03}) &= \pi/2; \\ |b_4(\nu_{04})| &= |tg\theta_4(\nu_{04})| = \infty; & \Rightarrow \theta_4(\nu_{04}) &= \pi 3/2. \end{aligned}$$

При номинальных длинах шлейфов эти частоты совпадают:

$$\nu_{03} = \frac{\theta_3(\nu_{03})}{2\pi} \frac{\Lambda(f_c)}{l_3} = \nu_{04} = \frac{\theta_4(\nu_{04})}{2\pi} \frac{\Lambda(f_c)}{l_4} = 2.$$

При неноминальных длинах шлейфов l'_3 и l'_4 эти частоты не совпадают и их реальные значения ν'_{03} и ν'_{04} отличаются от 2. Эти частоты измеряем по положению минимумов $|S_{21}^{\vartheta}|$ или максимумов $|S_{11}^{\vartheta}|$ в окрестности частоты $\nu = 2$. Измеренное значение одной из этих частот ν'_{04} должно совпадать со значением, вычисленным по уже найденной реальной длине l'_4 :

$$\nu'_{04} = \frac{\theta_4(\nu_{04})}{2\pi} \frac{\Lambda(f_c)}{l'_4} = \frac{3}{4} \frac{\Lambda(f_c)}{l'_4} = 3\nu'_0.$$

По измеренному значению второй частоты ν'_{03} можно вычислить реальную длину 3-го шлейфа l'_3 :

$$l_3'' = \frac{\theta_3(\nu_{03})}{2\pi} \frac{\Lambda(f_c)}{\nu_{03}'} = \frac{\Lambda(f_c)}{4\nu_{03}'}.$$

2-й способ. Этот способ основан на измерении частоты «одношлейфового ХХ» ν_x , которая определяется из условия эквивалентности длинного (4-го) шлейфа холостому ходу, т.е. равенства нулю его входной проводимости:

$$b_4(\nu_x) = \operatorname{tg} \theta_4(\nu_x) = 0; \quad \Rightarrow \quad \theta_4(\nu_x) = \pi.$$

При номинальной длине 4-го шлейфа:

$$\nu_x = \frac{\theta_4(\nu_x)}{2\pi} \frac{\Lambda(f_c)}{l_4} = \frac{4}{3} = 1,33.$$

На частоте ν_x суммарная проводимость равна проводимости 3-го шлейфа $b_\Sigma(\nu_x) = b_3(\nu_x)$, поэтому $|S_{21}^\vartheta(\nu_x)|$ и $|S_{11}^\vartheta(\nu_x)|$ определяются только величиной $b_3(\nu_x)$.

По найденному выше значению реальной (неноминальной) длины 4-го шлейфа l_4' можно вычислить истинное значение частоты «одношлейфового ХХ» ν_x' :

$$\nu_x' = \frac{\theta_4(\nu_x)}{2\pi} \frac{\Lambda(f_c)}{l_4'} = \frac{\Lambda(f_c)}{2l_4'} = 2\nu_0'.$$

Измерив на вычисленной частоте ν_x' величины $|S_{21}^\vartheta(\nu_x')|$ или $|S_{11}^\vartheta(\nu_x')|$, можно по значениям последних определить $b_3(\nu_x')$:

$$b_3(\nu_x') = b_\Sigma(\nu_x') = \sqrt{|S_{21}^\vartheta(\nu_x')|^{-2} - 1} = 1 / \sqrt{|S_{11}^\vartheta(\nu_x')|^{-2} - 1};$$

а затем, используя соотношения:

$$b_\Sigma(\nu_x') = b_3(\nu_x') = \operatorname{tg} \theta_3(\nu_x'); \quad \Rightarrow \quad \theta_3(\nu_x') = \frac{2\pi}{\Lambda(f_c)} \cdot l_3' \cdot \nu_x' = \operatorname{arctg}(b_3(\nu_x'));$$

вычислить реальную длину 3-го шлейфа:

$$l_3' = \frac{\Lambda(f_c)}{2\pi\nu_x'} \cdot \theta_3(\nu_x') = \frac{\Lambda(f_c)}{2\pi\nu_x'} \operatorname{arctg}(b_3(\nu_x')).$$

2. ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ГИРОМАГНИТНОГО РЕЗОНАТОРА С ПОЛЕМ КРЕСТООБРАЗНОГО СОЧЛЕНЕНИЯ ДВУХ СВЯЗНЫХ ЛИНИЙ ПЕРЕДАЧИ

2.1. Представление намагниченности гиромагнитного резонатора

Обычно в экспериментах и устройствах с монокристаллическими ферритовыми резонаторами используются образцы, малые по сравнению с длиной волны, что отражено в определении гиромагнитного резонатора, данном во введении. Малость размеров образца позволяет ограничиться приближением «квазиточечного» ГР. В рамках этого приближения образец имеет конечный объем, но в пределах этого объема электромагнитное поле и намагниченность считаются однородными и равными их значениям в центре образца. Это позволяет исключить из рассмотрения эффекты волнового распространения электромагнитного поля в пределах образца и объемные резонансы, обусловленные этими эффектами, а учитывать только прецессионные колебания намагниченности (гиромагнитные эффекты).

Вектор намагниченности ГР представляется в системе координат $\{x_q\}$ с ортами $\bar{1}_q$ ($q=1, 2, 3$), ось x_3 которой совмещена с направлением равновесной намагниченности ($\bar{M}_0 = \bar{1}_3 M_0$) и перпендикулярна плоскости сочленения (см. рис.1.1). Полагается, что центр ГР, обозначаемый радиус-вектором $\bar{r}_0$, совпадает с центром сочленения и, следовательно, имеет одинаковое расположение в поперечных сечениях всех четырех линий.

Считаем выполненными известные условия [14], позволяющие учитывать только низший тип колебаний намагниченности (однородную прецессию) в квазилинейном режиме (режиме малых амплитуд) при малых диссипации ГР и расстройках его собственной частоты относительно частоты поля.

Рассматриваются образцы ГР в форме тел вращения, намагниченных вдоль оси вращения, которые могут быть отнесены к разновидностям эллипсоида вращения, из монокристаллов кубической сингонии, обладающих слабой кристаллографической анизотропией (поле анизотропии значительно меньше резонансного намагничивающего поля). При этих условиях ГР обладает цилиндрической симметрией совокупной анизотропии (анизотропии формы и кристаллографической анизотропии), а высокочастотная намагниченность имеет круговую поляризацию.

Колебания намагниченности возбуждаются самосогласованным (полным) полем $\bar{H} = \bar{H}^0 + \bar{H}''$, включающим в себя первичное интерференционное поле $\bar{H}^0$, существующее в ЭС без ГР, и вторичное поле излучения ГР $\bar{H}''$. Комплексные векторы высокочастотной намагниченности $\bar{M}$ и самосогласованного поля $\bar{H}$ связаны посредством тензора собственной («ненагруженной») восприимчивости образца ГР к внешнему полю $\vec{\chi}$. При принятых допущениях комплексная амплитуда поперечной (относительно $\bar{1}_3$) составляющей намагниченности представляется в виде:

$$\bar{M}_{\perp} = [\bar{1}_3 [\overset{\leftrightarrow}{\chi} \bar{H} \bar{1}_3]] \equiv \bar{1}_n M_n; \quad M_{\parallel} = \bar{M} \cdot \bar{1}_{\parallel} = 2\chi H_{\parallel}, \quad (2.1)$$

где χ – поперечный компонент матрицы тензора $\overset{\leftrightarrow}{\chi}$ в базисе $\{x_q\}$:

$$\chi = \chi' - i\chi'' = \chi_{11} = \chi_{22} \cong -i\chi_{12} = i\chi_{21} = \frac{0,5 \cdot \omega_M}{\tilde{\omega}_0 - \omega} = -\frac{i|\chi_p|}{1 + i\mathfrak{A}}; \quad (2.2)$$

$\tilde{\omega}_0 = \omega_0 + i\alpha_0$ – комплексная собственная частота образца ГР, составляющие которой ω_0 , α_0 определяются известными формулами Киттеля [14]; $\mathfrak{A} \approx (\omega - \omega_0) / \alpha_0$ – обобщенная расстройка с нормировкой по собственной полосе резонанса образца ($2\alpha_0$), называемая «собственной» расстройкой; $|\chi_p|$ – модуль резонансной восприимчивости:

$$|\chi_p| = |\chi|_{\mathfrak{A}=0} = \omega_M / (2\alpha_0);$$

$$\omega_M = \mu_0 \gamma M_0; \quad \mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \text{ Гн/м}; \quad \gamma = 2\pi \cdot 2,8 \cdot 10^{10} \text{ Кл/кг.}$$

2.2. Поля излучения гиромагнитного резонатора

Действие ГР как возбудителя вторичного поля излучения учитывается введением эквивалентного магнитного тока, плотность которого определяется выражением:

$$\vec{j}^M(\vec{r}) = i\omega\mu_0\vec{M}_\perp(\vec{r}).$$

Сходящиеся («+») и расходящиеся («-») поля излучения (инд. «и») на внутреннем входе j -го плеча представляются в виде, аналогичном (1.19):

$$\vec{H}_u^{\pm j} = \pm U_u^{\pm j} \vec{h}^{(j)}.$$

Сначала определяются поля излучения ГР в структуре с согласованными нагрузками всех четырёх плеч (инд. «0»). Возбуждаемое ГР поле представляется в виде разложения по волнам, расходящимся в согласованные плечи структуры. Коэффициенты этого разложения $U_{u0}^{(-j)}$ – нормированные амплитуды полей излучения в согласованные плечи на их внутренних входах – определяются с помощью леммы Лоренца для объёма, ограниченного замкнутой поверхностью, охватывающей сочленение с ГР и пересекающей все плечи [9]:

$$U_{u0}^{(-j)} = 0,5 \int_V \vec{j}^M(\vec{r}) \vec{h}^{(+j)}(\vec{r}) \cdot e^{i\gamma(l_j - \zeta_j)} dV.$$

Здесь V – объём ГР; γ – коэффициент распространения; l_j – длина j -го плеча (от внешнего входа до центра сочленения); ζ_j – продольная координата j -го плеча, отсчитываемая от его нагрузки к центру сочленения; $l_j - \zeta_j$ – продольная координата j -го плеча, отсчитываемая от центра сочленения.

В приведённом выражении интегрирование ведётся по точкам $\vec{r}$ объёма ГР V . Ограничиваясь рассмотрением основного (однородного) типа колебаний намагничённости $M_\perp(\vec{r}) = \vec{M}_\perp(\vec{r}_0)$ и образцов ГР с цилиндрической симметрией совокупной анизотропии, т.е. с круговой поляризацией намагничённости $\vec{M}_\perp = \vec{1}_\Pi M_\Pi$, вектор $\vec{j}^M(\vec{r})$ можно представить в виде

$$\bar{j}^M(\bar{r}) = \bar{j}^M(\bar{r}_0) = \bar{1}_\Pi i\omega\mu_0 M_\Pi(\bar{r}_0) \quad (2.3)$$

и вынести из-под знака интеграла, а интеграл от собственного поля ЛП выразить через среднее по объёму ГР значение этого поля $\langle \bar{h}^{(j)}(\bar{r}) \rangle$, которое в приближении «квазиточечного» ГР обычно заменяют значением этого поля в центре ГР $\bar{r}_0$:

$$\int_V \bar{h}^{(+j)}(\bar{r}) \cdot e^{i\gamma(l_j - \zeta_j)} dV = V \langle \bar{h}^{(j)}(\bar{r}) \rangle \rightarrow V \cdot \bar{h}^j(\bar{r}_0).$$

Далее при записи намагниченности и поля в центре ГР символ радиус-вектора центра $\bar{r}_0$ опускаем: $M_\Pi(\bar{r}_0) = M_\Pi$; $\bar{h}^{(j)}(\bar{r}_0) = \bar{h}^{(j)}$. Учитывая, что произведение $\bar{1}_\Pi \bar{h}^{(j)} = \bar{1}_\Pi^* \bar{h}^{(j)} = h_\Pi^{(j)}$ определяет левую циркулярную составляющую вектора $\bar{h}^{(j)}$, получим:

$$U_{u0}^{(-j)} = i \cdot 0,5\omega\mu_0 VM_\Pi h_\Pi^{(j)}.$$

Нормированные амплитуды сходящихся U_u^{+j} и расходящихся U_u^{-j} полей излучения в центре ЭС с двумя реактивными плечами представляются столбцами U_u^+ и U_u^- соответственно, которые связаны системой уравнений:

$$U_u^+ = \{G\} U_u^-; \quad U_u^- = \hat{S}^c U_u^+ + U_{u0}^-.$$

Решение этой системы относительно U_u^- дает соотношение для амплитуд расходящихся полей излучения в центре ЭС:

$$U_u^- = (\hat{1} - \hat{S}^c \{G\})^{-1} U_{u0}^- = \hat{R} U_{u0}^- = i \cdot 0,5\omega\mu_0 VM_n \hat{R} h_\Pi, \quad (2.4)$$

где $\hat{R}$ определяется выражениями (1.10), (1.11), после подстановки которых получим:

$$U_u^- = i\omega\mu_0 VM_\Pi \frac{h/(2\sqrt{2})}{(2+y_\Sigma)} \begin{bmatrix} \Delta y - i \cdot (2+y_\Sigma) \\ \Delta y + i \cdot (2+y_\Sigma) \\ -(1+y_3)(1+y_4) \\ (1+y_3)(1+y_4) \end{bmatrix}. \quad (2.5)$$

Нормированные напряжение U_u^j и ток I_u^j излучения, а также интерференционное магнитное поле излучения $\bar{H}_u^j$ на внутреннем входе j -го плеча выразятся соотношениями:

$$\begin{bmatrix} U_u^j \\ I_u^j \end{bmatrix} = U_u^{+j} \pm U_u^{-j} = (\Gamma_j \pm 1)U_u^{-j} = \frac{2U_u^{-j}}{(1+y_j)} \begin{bmatrix} 1 \\ -y_j \end{bmatrix}; \quad (2.6)$$

$$\bar{H}_u^{(j)} \equiv \bar{H}_u^{(j)}(\bar{r}_0) = \bar{H}_u^{(+j)} + \bar{H}_u^{(-j)} = (U_u^{+j} - U_u^{-j})\bar{h}^{(j)} = I_u^j \bar{h}^{(j)} = \frac{-2y_j}{(1+y_j)} U_u^{-j} \bar{h}^{(j)};$$

где U_u^{-j} – j -й элемент столбца (2.5).

Полное поле излучения в центре структуры $\bar{H}^u \equiv \bar{H}^u(\bar{r}_0)$ определяется путем суммирования полей излучения отдельных плеч $\bar{H}_u^{(j)}$ по тому же правилу, что и при определении первичного поля (1.22):

$$\bar{H}^u \equiv \bar{H}^u(\bar{r}_0) = \sum_j 0,5 \bar{H}_u^{(j)} = 0,5 \sum_j I_u^j \bar{h}^{(j)} = - \sum_j \frac{y_j}{(1+y_j)} U_u^{-j} \bar{h}^{(j)}. \quad (2.7)$$

После подстановки в (2.7) U_u^{-j} из (2.5) и $\bar{h}^{(j)}$ из (1.20) получим:

$$\bar{H}^u = -i\omega\mu_0 VM_n \frac{h^2/(2\sqrt{2})}{(2+y_\Sigma)} \left[(y_\Sigma + 2y_3y_4) \bar{1}_1 - i(2+y_\Sigma) \bar{1}_2 \right]. \quad (2.8)$$

Правая циркулярная составляющая полного поля излучения

$$\begin{aligned} H_n^u &= \bar{H}^u \bar{1}_n^* = 0,5 \sum_j I_u^j h_n^{(j)} = - \sum_j \frac{y_j}{(1+y_j)} U_u^{-j} h_n^{(j)} = \\ &= -i\omega\mu_0 VM_n \frac{h^2}{2} \frac{(1+y_3)(1+y_4)}{(2+y_\Sigma)}. \end{aligned} \quad (2.9)$$

2.3. Энергетические характеристики

Первичное поле $\bar{E}^0, \bar{H}^0$ в объёме ГР описывается уравнениями Максвелла:

$$\text{rot} \bar{H}^0 = i\omega\epsilon_0 \bar{E}^0;$$

$$\text{rot} \bar{E}^0 = -i\omega\mu_0 (\bar{H}^0 + \bar{M}_\perp).$$

Из этих уравнений известным методом получается уравнение баланса комплексной мощности первичного поля в объёме ГР V , ограниченном поверхностью S с ортом внешней нормали $\bar{1}_n$:

$$-\oint_S \bar{P}^0 \bar{1}_n dS = i \frac{\omega}{2} \int_V (\mu_0 |\bar{H}^0|^2 - \varepsilon_0 |\bar{E}^0|^2) dV + i \frac{\omega\mu_0}{2} \int_V \bar{M}_\perp \bar{H}^{0*} dV,$$

где $\bar{P}^0 = 0,5 \left[\bar{E}^0, \bar{H}^{0*} \right]$ – комплексный вектор Пойнтинга первичного поля.

При отсутствии ГР ($\bar{M}_\perp = 0$) поток вектора Пойнтинга через воображаемую поверхность ГР S равен нулю, поэтому первый интеграл в правой части равен нулю. Таким образом, комплексная мощность первичного поля, поступающая внутрь объёма ГР V , которую назовём комплексной мощностью взаимодействия ГР с первичным полем и обозначим через P^0 , выразится соотношением:

$$P^0 \equiv -\oint_S \bar{P}^0 \bar{1}_n dS = i0,5\omega\mu_0 \int_V \bar{M}_\perp \bar{H}^{0*} dV.$$

Если рассматривать ГР как автономный сторонний магнитный ток с плотностью $\bar{j}^M = i\omega\mu_0 \bar{M}_\perp$, возбуждающий поле излучения $\bar{E}^u, \bar{H}^u$, то согласно теореме Пойнтинга комплексная мощность излучения такого источника определяется выражением:

$$P^u \equiv \oint_S 0,5 [\bar{E}^u, \bar{H}^{u*}] \bar{1}_n dS = -0,5 \int_V \bar{j}^M \bar{H}^{u*} dV = -i0,5\omega\mu_0 \int_V \bar{M}_\perp \bar{H}^{u*} dV.$$

Разность величин P^0 и P^u есть комплексная мощность колебаний намагниченности ГР под действием полного (самосогласованного) поля $\bar{H} = \bar{H}^0 + \bar{H}^u$, т.е. мощность, отбираемая ГР из этого поля, которую будем называть комплексной мощностью ГР:

$$P = P^0 - P^u \equiv i0,5\omega\mu_0 \int_V \bar{M}_\perp (\bar{H}^0 + \bar{H}^u)^* dV = i0,5\omega\mu_0 \int_V \bar{M}_\perp \bar{H}^* dV. \quad (2.10)$$

В представленных соотношениях интегрирование ведётся по точкам $\vec{r}$ объёма ГР V . Учитывая однородность намагниченности в объёме ГР для основного типа её колебаний, вектор $\vec{M}_\perp(\vec{r}) = \vec{M}_\perp(\vec{r}_0)$ можно вынести из-под знака интеграла, а интеграл от напряжённости поля $\vec{H}(\vec{r})$ представить через среднее по объёму ГР значение этого поля $\langle \vec{H}(\vec{r}) \rangle$, которое в приближении «квазиточечного» ГР заменяется значением этого поля в центре ГР $\vec{H}(\vec{r}_0)$:

$$\int_V \vec{H}(\vec{r}) dV = V \langle \vec{H}(\vec{r}) \rangle \Rightarrow V \cdot \vec{H}(\vec{r}_0).$$

Как и выше, при записи намагниченности и поля в центре ГР символ радиус-вектора центра $\vec{r}_0$ опускаем $\vec{M}_\perp(\vec{r}_0) = \vec{M}_\perp$, $\vec{H}(\vec{r}_0) = \vec{H}$.

Учтём, что для ГР с цилиндрической симметрией совокупной анизотропии, т.е. с круговой поляризацией собственной намагниченности, справедливы соотношения:

$$\vec{j}^M = j^M \vec{1}_\Pi; \quad j^M = \vec{j}^M \vec{1}_\Pi^* = i\omega\mu_0 M_\Pi^*;$$

$$\vec{j}^M \vec{H} = j^M \vec{1}_\Pi^* \vec{H} = j^M H_\Pi^*; \quad \vec{M}_\perp \vec{H} = M_\Pi H_\Pi^*.$$

При отмеченных допущениях комплексная мощность ГР запишется в виде:

$$P = 0,5 \cdot V \vec{j}^M \vec{H}^* = 0,5 \cdot V j^M H_\Pi^* = i \cdot 0,5 \omega \mu_0 V M_\Pi H_\Pi^*.$$

Представим плотность магнитного тока в виде суммы двух составляющих, колеблющихся в квадратуре:

$$j^M = j_A^M + i \cdot j_R^M,$$

где j_A^M – активная составляющая тока, синфазная с H_Π ; $i \cdot j_R^M$ – реактивная составляющая, сдвинутая по фазе относительно H_Π на $\pi/2$:

$$j_A^M / H_\Pi = \text{Re}(j^M / H_\Pi) = 2\omega\mu_0 \chi'';$$

$$j_R^M / H_\Pi = \text{Im}(j^M / H_\Pi) = 2\omega\mu_0 \chi'.$$

Учитывая это разложение, а также предыдущие соотношения, представим комплексную мощность ГР следующими тождественными выражениями:

$$\begin{aligned}
 P &= 0,5 \cdot V j^M H_{II}^* = 0,5 \cdot V \left(j_A^M H_{II}^* + i \cdot j_R^M H_{II}^* \right) = i \cdot 0,5 \omega \mu_0 V M_{II} H_{II}^* = \\
 &= i \omega \mu_0 V |M_{II}|^2 / \left(4 \chi^* \right) = i \omega \mu_0 V \chi |H_{II}|^2 = \omega \mu_0 V (\chi'' + i \chi') |H_{II}|^2 = \\
 &= \omega \mu_0 V |\chi_P| |H_{II}|^2 \left(\frac{1 - i \alpha}{1 + \alpha^2} \right) = P_T (1 - i \alpha) = P_T + i P_R.
 \end{aligned} \quad (2.11)$$

Здесь P_T – активная (т.е. средняя за период колебаний) мощность, поглощаемая ГР, или средняя мощность тепловых потерь (инд. «Т»):

$$\begin{aligned}
 P_T &= \text{Re}(P) = 0,5 \cdot V j_A^M H_{II}^* = \omega \mu_0 V |M_{II}|^2 / (4 |\chi_P|) = \\
 &= \omega \mu_0 V \chi'' |H_{II}|^2 = \omega \mu_0 V |\chi_P| |H_{II}|^2 / (1 + \alpha^2);
 \end{aligned} \quad (2.12)$$

P_R – реактивная мощность ГР:

$$P_R = \text{Im}(P) = 0,5 \cdot V j_R^M H_{II}^* = \omega \mu_0 V \chi' |H_{II}|^2 = -\alpha \cdot P_T.$$

Как видим, мощность тепловых потерь определяется активной составляющей магнитного тока j_A^M и, следовательно, мнимой составляющей восприимчивости χ'' .

При тех же условиях, что и при записи комплексной мощности ГР P , определим комплексную мощность излучения ГР:

$$P^H = -0,5 \cdot V \bar{j}^M \bar{H}^H = -0,5 \cdot V j^M H_{II}^{H*} = -i 0,5 \omega \mu_0 V M_{II} H_{II}^{H*}. \quad (2.13)$$

Учитывая соотношение (2.9) для H_{II}^H , получим:

$$\begin{aligned}
 P^H &= (0,5 \cdot \omega \mu_0 V h |M_{II}|)^2 \cdot \left[\frac{(1 + y_3)(1 + y_4)}{2 + y_\Sigma} \right]^* = \\
 &= (0,5 \cdot \omega \mu_0 V h |M_{II}|)^2 \cdot \left[\frac{(2 + b_3^2 + b_4^2) - i b_\Sigma (1 + b_3 b_4)}{4 + b_\Sigma^2} \right].
 \end{aligned} \quad (2.14)$$

Комплексную мощность излучения ГР можно определить и иначе – путём суммирования мощностей излучения в отдельные плечи P_j^H ($j=1 \div 4$), выраженных через нормированные напряжения U_H^j и токи I_H^j излучения (2.6):

$$P^H = \sum_j P_j^H ;$$

$$P_j^H = - \int_{S_j} \bar{P}^H \bar{1}_{\zeta j} dS = -0,5 U_H^j I_H^{j*} = -0,5 (U_H^{(+j)} + U_H^{(-j)}) (U_H^{(+j)} - U_H^{(-j)})^* =$$

$$= -(\Gamma_j + 1) \left(\Gamma_j^* - 1 \right) |U_H^{(-j)}|^2 / 2 = \frac{4 y_j^*}{|1 + y_j|^2} |U_H^{(-j)}|^2 / 2, \quad (2.15)$$

где $\bar{1}_{\zeta j}$ – орт оси j-го плеча, направленный к центру структуры; S_j – поперечное сечение j-го плеча. При записи мощностей P_j^H используем соотношения (2.5) для $U_H^{(-j)}$.

Для мощностей излучения в согласованные плечи 1, 2 ($\Gamma_{1,2} = 0$, $y_{1,2} = 1$) получим:

$$P_1^H = 0,5 |U_H^{(-1)}|^2 = (0,5 \cdot \omega \mu_0 V h |M_{II}|)^2 \cdot \frac{1}{4} \left[\frac{b_{\Sigma}^2 + (\Delta b - 2)^2}{4 + b_{\Sigma}^2} \right];$$

$$P_2^H = 0,5 |U_H^{(-2)}|^2 = (0,5 \cdot \omega \mu_0 V h |M_{II}|)^2 \cdot \frac{1}{4} \left[\frac{b_{\Sigma}^2 + (\Delta b + 2)^2}{4 + b_{\Sigma}^2} \right].$$

Мощности излучения в реактивные плечи 3, 4 ($y_{3,4} = ib_{3,4}$):

$$P_3^H = \frac{-i \cdot 4b_3}{(1 + b_3^2)} |U_H^{(-3)}|^2 / 2 = -i(0,5 \cdot \omega \mu_0 V h |M_{II}|)^2 \cdot b_3 \left[\frac{1 + b_4^2}{4 + b_{\Sigma}^2} \right];$$

$$P_4^H = \frac{-i \cdot 4b_4}{(1 + b_4^2)} |U_H^{(-4)}|^2 / 2 = -i(0,5 \cdot \omega \mu_0 V h |M_{II}|)^2 \cdot b_4 \left[\frac{1 + b_3^2}{4 + b_{\Sigma}^2} \right].$$

Сумма мощностей излучений в согласованные плечи 1, 2 даёт активную мощность излучения P_A^H , а сумма мощностей излучения в реактивные плечи 3, 4 – реактивную мощность излучения P_R^H :

$$P_A'' = \text{Re}(P'') = P_1'' + P_2'' = (0,5 \cdot \omega \mu_0 V h |M_{II}|)^2 \left[\frac{2 + b_3^2 + b_4^2}{4 + b_\Sigma^2} \right];$$

$$iP_R'' = i \cdot \text{Im}(P'') = P_3'' + P_4'' = -i(0,5 \cdot \omega \mu_0 V h |M_{II}|)^2 \cdot b_\Sigma \left[\frac{1 + b_3 b_4}{4 + b_\Sigma^2} \right].$$

Сумма этих величин совпадает с (2.14).

2.4. Коэффициент связи гиромагнитного резонатора с интерференционным полем электродинамической структуры

Введем комплексный коэффициент связи ГР с интерференционным полем ЭС β , а также обобщенный коэффициент связи $\tilde{\beta}$, определив их соотношениями:

$$\beta = P_u^* / P_T; \quad \tilde{\beta} = (P_u / P)^* = \beta / (1 + i\alpha). \quad (2.16)$$

С помощью (2.12), (2.13) и (2.11), (2.13) выразим эти коэффициенты через поле излучения и намагниченность:

$$\beta = i \cdot 2 | \chi_P | H_{II}^u / M_{II}; \quad \tilde{\beta} = -2 \chi H_{II}^u / M_{II}. \quad (2.17)$$

Используя (2.16) и соотношения (2.12) для P_T и (2.14) для P_u , либо (2.17) и соотношение (2.9) для H_{II}^u , найдем выражение коэффициента связи через параметры исследуемой структуры:

$$\beta = \beta' + i\beta'' = 2\beta_0 (1 + y_3)(1 + y_4) / (2 + y_\Sigma). \quad (2.18)$$

Здесь $\beta_0 = \beta|_{y_3=y_4=0}$ – коэффициент связи ГР с регулярной ЛП; в общем случае он определяется соотношением [6]:

$$\beta_0 = 0,5 \cdot \omega \mu_0 V | \chi_P | \cdot | \bar{h}_\perp(\bar{r}_0) |^2; \quad (2.19)$$

где $\bar{h}_\perp(\bar{r}_0) = [\bar{l}_3[\bar{h}(\bar{r}_0), \bar{l}_3]]$ – поперечная (относительно направления равновесной намагниченности $\bar{l}_3 = \bar{M}_0 / M_0$) составляющая нормированной векторной собственной функции регулярной ЛП $\bar{h}(\bar{r}_0)$ в области расположе-

ния ГР. Согласно вышеизложенному для рассматриваемой структуры $\bar{h}_\perp(\bar{r}_0) = \bar{1}_\tau h$.

Магнитное поле Т-волны в фиксированном поперечном сечении линии без потерь совпадает со стационарным полем и не зависит от частоты, поэтому согласно (2.19) коэффициент связи β_0 пропорционален частоте. Для удобства анализа частотных характеристик гироманитного узла выразим β_0 через нормированную частоту $\nu = f / f_c$:

$$\beta_0 = \pi f \mu_0 V |\chi_P| h^2 = \nu \cdot \beta_{oc}, \quad (2.20)$$

где $\beta_{oc} = \beta_0|_{f=f_c}$ – значение коэффициента связи на средней частоте f_c , выражение которого отличается от выражения для β_0 только заменой f на f_c .

В соотношении (2.18) для коэффициента связи ГР с интерференционным полем ЭС можно выделить два сомножителя. Первый из них – коэффициент связи ГР с полем регулярной базовой линии, который определяется собственным полем этой линии в месте расположения ГР $\bar{h}_\perp(\bar{r}_0)$, объёмом V образца ГР и его резонансной восприимчивостью $|\chi_P| = M_0 / (2\Delta H_0)$, т.е. намагниченностью насыщения M_0 и собственной полосой резонанса $2\Delta H_0$ образца. Второй сомножитель в (2.18) $W(y_3, y_4) = 2(1 + y_3)(1 + y_4) / (2 + y_\Sigma)$ – функция входных проводимостей шлейфов, которая определяется структурой сочленения. Таким образом, коэффициент связи ГР с интерференционным полем ЭС определяется только первичными параметрами составных элементов гироманитного узла: гироманитного резонатора $(V, M_0, 2\Delta H_0)$ и электродинамической структуры $(\bar{h}, y_3, y_4)$.

Комплексный коэффициент связи ГР с интерференционным полем ЭС β можно представить в виде суммы парциальных коэффициентов связи β_j с полями отдельных плеч структуры ($j = 1 \div 4$):

$$\beta = P^* / P_T = \sum_j P_j^* / P_T = \sum_j \beta_j.$$

Используя полученные выше соотношения для парциальных мощностей излучения в плечах структуры P_j^H , а также выражения (2.12) для P_T и (2.19) для β_0 , найдём:

$$\beta_1 = \frac{P_1^H}{P_T} = \frac{\beta_0}{2} \cdot \left[\frac{b_\Sigma^2 + (\Delta b - 2)^2}{4 + b_\Sigma^2} \right] = \beta_1';$$

$$\beta_2 = \frac{P_2^H}{P_T} = \frac{\beta_0}{2} \cdot \left[\frac{b_\Sigma^2 + (\Delta b + 2)^2}{4 + b_\Sigma^2} \right] = \beta_2';$$

$$\beta_3 = \frac{P_3^H}{P_T} = i\beta_0 \cdot 2b_3 \left(\frac{1 + b_4^2}{4 + b_\Sigma^2} \right) = i \cdot \beta_3'';$$

$$\beta_4 = \frac{P_4^H}{P_T} = i\beta_0 \cdot 2b_4 \left(\frac{1 + b_3^2}{4 + b_\Sigma^2} \right) = i \cdot \beta_4''.$$

Как видим, сумма парциальных коэффициентов связи с полями согласованных плеч 1, 2 даёт вещественную часть коэффициента связи, а сумма коэффициентов связи с полями реактивных плеч 3, 4 – мнимую часть:

$$\beta' = \text{Re}(\beta) = \beta_1' + \beta_2' = 2\beta_0 \left(\frac{2 + b_3^2 + b_4^2}{4 + b_\Sigma^2} \right) = \beta_0 \left[1 + \frac{(\Delta b)^2}{4 + b_\Sigma^2} \right]; \quad (2.21)$$

$$\beta'' = \text{Im}(\beta) = \beta_3'' + \beta_4'' = 2\beta_0 \cdot b_\Sigma \left(\frac{1 + b_3 b_4}{4 + b_\Sigma^2} \right). \quad (2.22)$$

2.5. Самосогласование полей. Нагруженная восприимчивость

Согласно полученным выше соотношениям (2.4), (2.5), (2.8), (2.9) поле излучения выражено через амплитуду намагниченности M_Π , которая согласно (2.1) определяется самосогласованным полем $H_\Pi = H_\Pi^0 + H_\Pi^u$ и, следовательно, сама зависит от поля излучения

$$M_\Pi = 2\chi(H_\Pi^0 + H_\Pi^u). \quad (2.23)$$

Необходимо исключить поле излучения H_{Π}^u из соотношения для намагниченности M_{Π} и выразить последнюю только через первичное поле H_{Π}^0 , что позволит и поле излучения выразить только через первичные параметры ЭС и ГР. Эту процедуру обычно называют самосогласованием полей. Для ее выполнения используем введенные выше комплексные энергетические соотношения и определенный через них комплексный коэффициент связи, который дает дополнительную связь (2.17) между M_{Π} и H_{Π}^u , но сам не зависит от M_{Π} и H_{Π}^u , а определяется согласно (2.18), (2.19) только первичными параметрами ЭС и ГР.

Используя (2.17), выразим поле излучения H_{Π}^u через коэффициент связи и намагниченность M_{Π} :

$$H_{\Pi}^u = -0,5 \cdot \tilde{\beta} \cdot M_{\Pi} / \chi = -i \cdot 0,5 \cdot \beta \cdot M_{\Pi} / |\chi^P|. \quad (2.24)$$

Исключая из (2.23), (2.24) H_{Π}^u , получим выражение M_{Π} только через первичное поле H_{Π}^0 :

$$M_{\Pi} = \frac{\chi}{1 + \tilde{\beta}} 2H_{\Pi}^0 = 2\chi_H H_{\Pi}^0. \quad (2.25)$$

Здесь χ_H – восприимчивость ГР к первичному полю, учитывающая воздействие на ГР поля излучения (поля реакции) или «нагрузку» ГР этим полем, и называемая нагруженной восприимчивостью:

$$\chi_H = \frac{\chi}{1 + \tilde{\beta}} = \frac{\chi}{1 + i\beta\chi/|\chi_P|} = \frac{0,5 \cdot \omega_M}{\tilde{\omega}_H - \omega} = \frac{-i|\chi_P|}{1 + \beta + i\alpha} = \frac{-i|\chi_{H.P}|}{1 + i\xi}, \quad (2.26)$$

$\tilde{\omega}_H$ – комплексная собственная частота нагруженного ГР:

$$\tilde{\omega}_H = \omega_H + i\alpha_H = \tilde{\omega}_0 + i\alpha_0\beta; \quad \omega_H = \omega_0 - \alpha_0\beta''; \quad \alpha_H = \alpha_0 \cdot (1 + \beta'); \quad (2.27)$$

ξ – обобщенная расстройка с нормировкой по нагруженной полосе резонанса ($2 \cdot \alpha_H$), называемая «нагруженной» расстройкой:

$$\xi = -\frac{\text{Im}(P + P_u)}{\text{Re}(P + P_u)} = \frac{\alpha + \beta''}{1 + \beta'} = \frac{\omega - \omega_H}{\alpha_H}; \quad (2.28)$$

$|\chi_{H.P}|$ – модуль резонансного значения χ_H :

$$|\chi_{H.P.}| = |\chi_H|_{\xi=0} = \frac{|\chi_P|}{(1+\beta')} = \frac{\omega_M}{2 \cdot \alpha_H}.$$

Как видим β'' есть относительное смещение собственной частоты ГР за счет реакции поля излучения, а β' – относительное расширение полосы резонанса ГР за счет потерь на излучение:

$$\beta' = \operatorname{Re} \beta = (\alpha_H - \alpha_0) / \alpha_0; \quad \beta'' = \operatorname{Im} \beta = (\omega_0 - \omega_H) / \alpha_0.$$

На рис. 2.1 представлены зависимости от нормированной частоты $\nu = f / f_c$ составляющих комплексного коэффициента связи $\beta'(\nu) / \beta_{oc}$ (рис. 2.1, а) и $\beta''(\nu) / \beta_{oc}$ (рис. 2.1, б), рассчитанные по соотношениям (2.21) и (2.22) соответственно, для гиромагнитных узлов на ЭС трёх типов, обозначенных выше символами «а», «б», «с». Согласно этим графикам для ЭС типа «с» (с разомкнутым и короткозамкнутым шлейфами) на всех частотах $\beta''=0$, что означает совпадение собственных частот нагруженного и ненагруженного ГР ($\omega_H = \omega_0$), а β' растет пропорционально частоте $\beta' = 2\beta_0 = 2\beta_{oc} \cdot \nu$. Для ЭС типа «а» (с двумя разомкнутыми шлейфами) зависимости $\beta'(\nu)$, $\beta''(\nu)$ немонотонны; на всех частотах $\beta'' \geq 0$ (т.е. $\omega_H \leq \omega_0$); на средней частоте ($\nu=1$) $\beta'(1) = 2\beta_{oc}$, $\beta''(1) = 0$; при $\nu \approx 0,85$ β' имеет локальный максимум $\max \beta' = \beta'(0,85) \approx 2,2 \cdot \beta_{oc}$; в точке $\nu \approx 0,67$ (где $b_3 \approx 0,58$, $b_4 = \infty$, $\mathcal{E}=0$) $\beta'(0,67) = 2\beta_0 = 2\beta_{oc} \cdot \nu = 1,33 \cdot \beta_{oc}$, а β'' имеет локальный максимум $\max \beta'' = \beta''(0,67) = 2 \cdot \beta_0 \cdot b_3 = 2 \cdot \beta_{oc} \cdot b_3 \cdot \nu = 0,77 \cdot \beta_{oc}$; при $\nu = 2$ ($b_3 = b_4 = \infty$, $\mathcal{E}=0$) $\beta'(2) = 2,5 \cdot \beta_{oc}$, $\beta''(2) = \infty$. Для ЭС типа «б» (с двумя короткозамкнутыми шлейфами) зависимости $\beta'(\nu)$, $\beta''(\nu)$ также немонотонны; на всех частотах $\beta'' \leq 0$ (т.е. $\omega_H \geq \omega_0$); на средней частоте ($\nu=1$) $\beta'(1) = 2\beta_{oc}$, $\beta''(1) = 0$; при $\nu \approx 1,25$ β' имеет локальный максимум $\max \beta' = \beta'(1,25) \approx 3 \cdot \beta_{oc}$; в точке $\nu \approx 1,33$ (где $b_3 = \infty$, $b_4 \approx -0,58$, $\mathcal{E}=0$) $\beta'(1,33) = 2\beta_0 = 2\beta_{oc} \cdot \nu = 2,66 \cdot \beta_{oc}$, а β'' имеет локальный минимум $\min \beta'' = \beta''(1,33) = 2 \cdot \beta_0 \cdot b_4 = 2 \cdot \beta_{oc} \cdot b_4 \cdot \nu = -1,55 \cdot \beta_{oc}$; при $\nu = 2$ (где $b_3 = b_4 = 0$, $\mathcal{E}=0$) $\beta'(2) = 2 \cdot \beta_{oc}$, $\beta''(2) = 0$.

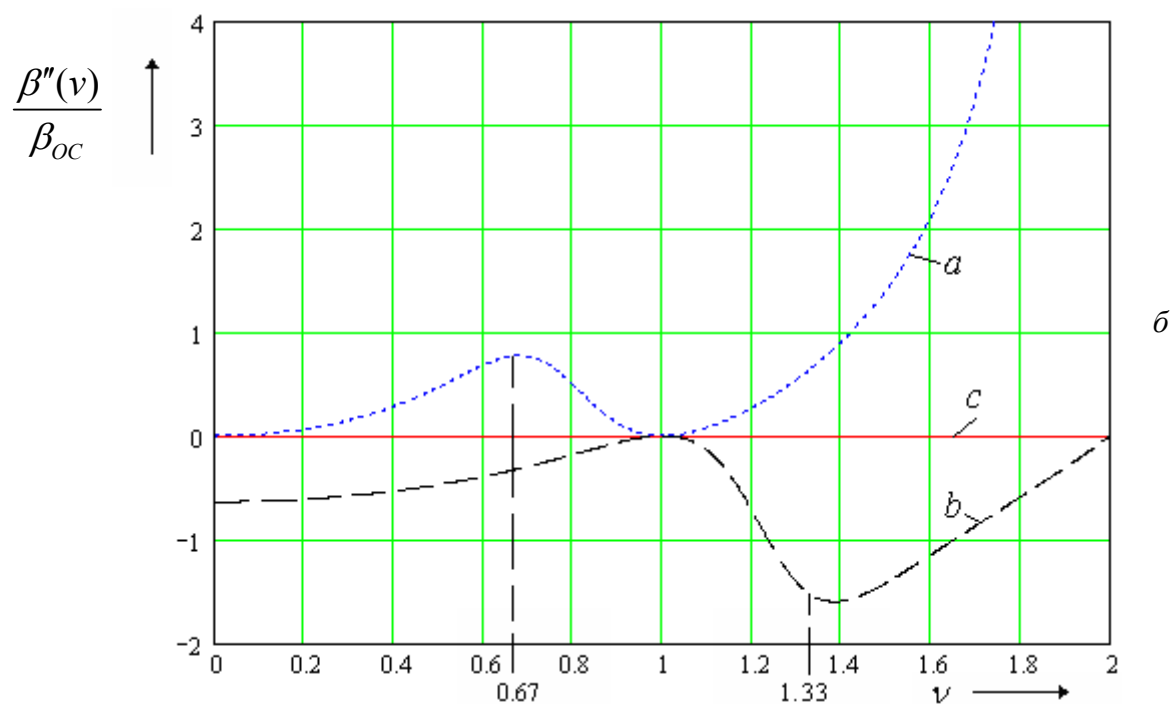
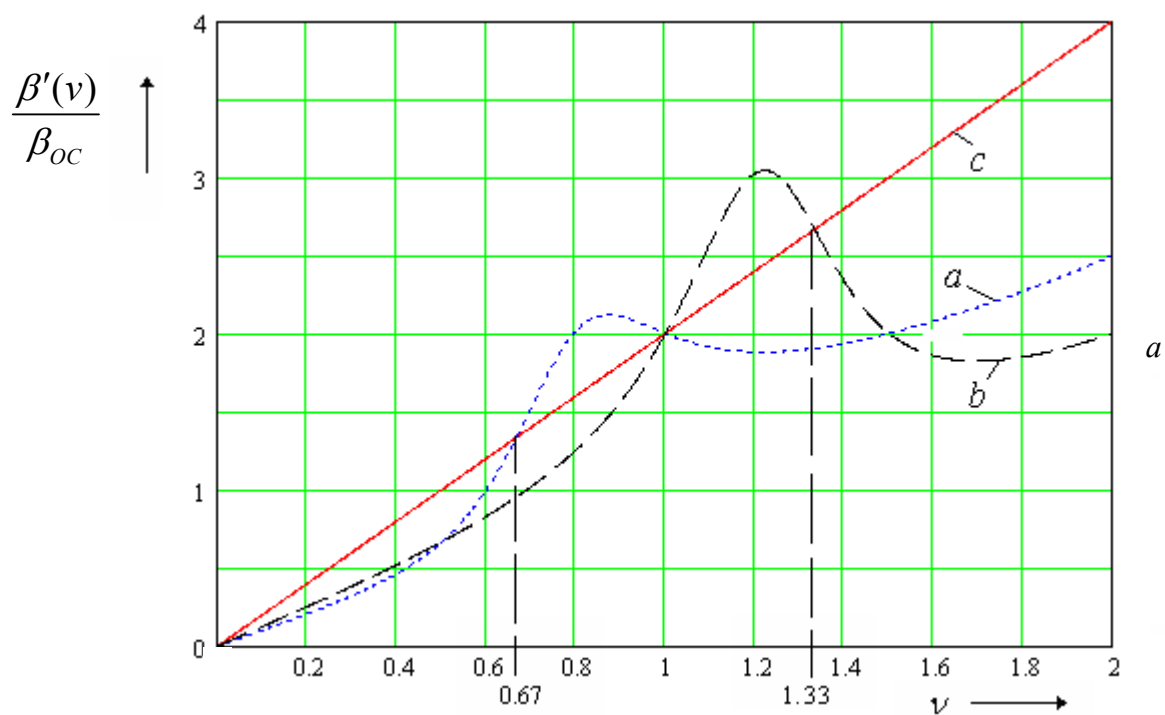


Рис. 2.1 – Зависимости от нормированной частоты $\nu = f/f_c$ составляющих комплексного коэффициента связи $\beta'(v)/\beta_{oc}$ (а) и $\beta''(v)/\beta_{oc}$ (б) для трёх типов ЭС: «а» (с двумя разомкнутыми шлейфами) $\cdots$; «б» (с двумя КЗ-шлейфами) $---$; «с» (с разомкнутым и КЗ-шлейфами) $—$

2.6. Резонансные характеристики мощностей взаимодействия ГР с первичным, излучаемым и самосогласованным полями

Полученные выше соотношения (2.11), (2.12) для комплексной мощности ГР P и мощности тепловых потерь P_T дают выражения этих величин через самосогласованное поле H_{Π} , зависящее от намагниченности ГР и, следовательно, от его частотной расстройки. Целесообразно выразить эти мощности через первичное поле ЭС H_{Π}^o , не зависящее от намагниченности ГР, и таким образом выделить в явном виде зависимости этих мощностей от расстройки ξ . Используя соотношение (2.25) между M_{Π} и H_{Π}^o , определения нагруженной восприимчивости (2.26) и коэффициента связи (2.17), а также выражение (2.19) для β_0 , получим из (2.12) и (2.11):

$$P_T = \omega \mu_0 V \frac{|\chi_H|^2}{|\chi_P|^2} |H_{\Pi}^o|^2 = 2\beta_0 \left| \frac{\chi_H}{\chi_P} \right|^2 \left| \frac{H_{\Pi}^o}{h} \right|^2 = \frac{2\beta_0}{(1+\xi^2)(1+\beta')^2} \left| \frac{H_{\Pi}^o}{h} \right|^2; \quad (2.27)$$

$$P = P_T + iP_R = P_T \left\{ 1 + i[\beta'' - \xi(1+\beta')] \right\}. \quad (2.28)$$

Обозначив $P_T^P = P_T|_{\xi=0}$ – резонансное значение мощности тепловых потерь, запишем:

$$P_T = P_T^P / (1 + \xi^2).$$

Найдем зависимости от нагруженной расстройки ξ комплексной мощности излучения P^H и комплексной мощности взаимодействия ГР с первичным полем P^O :

$$P^H = \beta^* P_T = (\beta' - i\beta'') P_T^P / (1 + \xi^2);$$

$$\left. \begin{aligned} P_A^H &= \text{Re}(P^H) = \beta' P_T^P / (1 + \xi^2); \\ P_R^H &= \text{Im}(P^H) = -\beta'' P_T^P / (1 + \xi^2); \end{aligned} \right\}$$

$$\begin{aligned} P^O &= i0,5\omega\mu_0 VM_{\Pi}^* H_{\Pi}^0 = i\omega\mu_0 V \chi_H |H_{\Pi}^0|^2 = \\ &= P + P^H = P_T (1 + \beta') (1 - i\xi) = (1 + \beta') P_T^P \left(\frac{1 - i\xi}{1 + \xi^2} \right); \end{aligned}$$

$$\left. \begin{aligned} P_A^O &= \operatorname{Re}(P^O) = (1 + \beta')P_T = (1 + \beta')P_T^P / (1 + \xi^2); \\ P_R^O &= \operatorname{Im}(P^O) = -(1 + \beta')P_T\xi = -(1 + \beta')P_T^P\xi / (1 + \xi^2). \end{aligned} \right\}$$

Как видим, активные (средние за период колебаний) составляющие мощности излучения ГР $P_A^O = \operatorname{Re}(P^O)$, мощности взаимодействия ГР с первичным полем $P_R^O = \operatorname{Im}(P^O)$ и мощности колебаний намагниченности ГР в самосогласованном поле (т.е. мощность тепловых потерь) $P_T = \operatorname{Re}(P)$ имеют в зависимости от нагруженной расстройки ξ вид симметричной резонансной кривой – кривой Лоренца $1/(1 + \xi^2)$. Такой же вид имеет зависимость от ξ реактивной мощности излучения. Зависимость от ξ реактивной мощности взаимодействия ГР с первичным полем P_R^O определяется функцией $-\xi/(1 + \xi^2)$, а реактивной мощности ГР – функцией $[\beta'' - \xi(1 + \beta')]/(1 + \xi^2)$.

В отличие от вектора геометрического пространства для комплексной величины, изображаемой «вектором» на комплексной плоскости, иногда используется термин «фазор» [17], а для диаграммы преобразования комплексных величин на комплексной плоскости (диаграммы Аргана) – «фазорная диаграмма». Будем следовать этой терминологии, поскольку она устраняет неоднозначность термина «вектор». На рис.2.2 приведена фазорная диаграмма комплексных мощностей P^O , P^H , P при $\xi = \text{const}$. Фазор P^O ориентирован относительно вещественной оси под углом $\delta_0 = \arg P^O = \arctg(-\xi)$, фазор P^H – под углом $\arg P^H = -\arg \beta = -\arctg(\beta''/\beta')$, фазор P – под углом $\delta = \arg P = \arctg[\beta'' - \xi(1 + \beta')]$. Последний может быть построен как разность $P = P^O - P^H$. На рис.2.3 построены годографы фазоров $P^O(\xi)$ и $P(\xi)$ на комплексной плоскости при изменении нагруженной расстройки ξ в пределах $-\infty < \xi < \infty$. Годограф $P^O(\xi)$ представляет собой окружность диаметра $P_P^O = P^O|_{\xi=0}$ с центром $0,5 \cdot P_P^O$ на вещественной оси. Ориентация фазора P^H при $\beta = \text{const}$ остаётся неизменной с изменением ξ , изменяется только его длина. Годограф фазора $P(\xi) = P^O(\xi) - P^H(\xi)$ представляет собой эллипс.

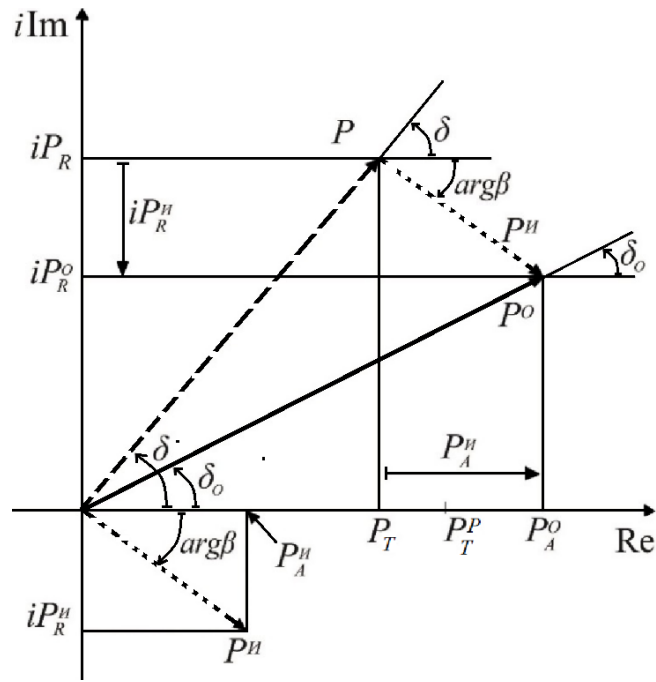


Рис. 2.2 – Фазорная диаграмма комплексных мощностей при $\zeta = \text{const}$:

$$\rightarrow P^O = P_T (1 + \beta') (1 - i\xi); \quad \xrightarrow{*} P^H = \beta P_T^*; \quad \xrightarrow{---} P = P^O - P^H = P_T \left\{ 1 + i \left[\beta'' - \xi (1 + \beta') \right] \right\};$$

$$\delta_o = \arg P^O = \arctg(-\xi); \quad \arg P^H = -\arg \beta; \quad \delta = \arg P = \arctg \left[\beta'' - \xi (1 + \beta') \right];$$

$$\beta = 0,6 + i \cdot 0,4; \quad \xi = -0,5$$

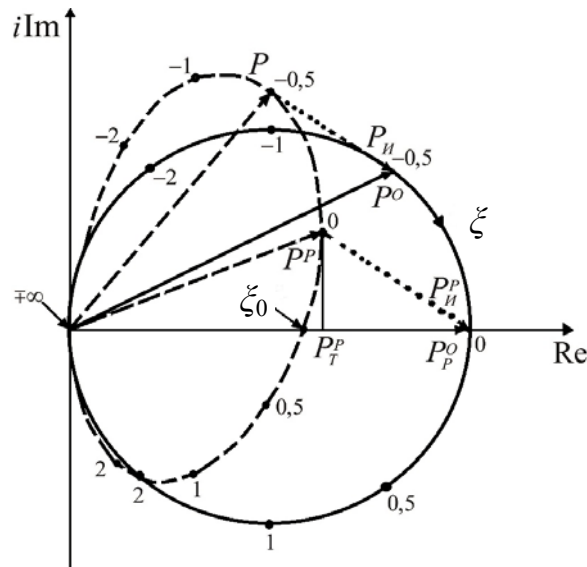


Рис. 2.3 – Годографы комплексных мощностей при изменении нагруженной рас-

$$\text{стройки } \xi: \text{ — } P^O = P_T^P (1 + \beta') (1 - i\xi) / (1 + \xi^2); \quad \xrightarrow{*} P^H = \beta P_T^P / (1 + \xi^2);$$

$$\text{----- } P = P^O - P^H = \left\{ 1 + i \left[\beta'' - \xi (1 + \beta') \right] \right\} P_T^P / (1 + \xi^2); \quad \beta = 0,6 + i \cdot 0,4;$$

$$\text{точки и цифры на годографах – значения } \xi; \quad \xi_o = \xi_{|x=0} = \beta'' / (1 + \beta')$$

При возбуждении узла с плеча 1 ($U_1^{\Pi} \neq 0$, $U_2^{\Pi} = 0$) первичное поле согласно (1.27) выражается соотношением $H_{\Pi}^o = \mathcal{H}_{\Pi}^{(1)} U_1^{\Pi}$, где $\mathcal{H}_{\Pi}^{(1)}$ определяется по (1.29). При этом величина $P_1^{\Pi} = 0,5|U_1^{\Pi}|^2$ есть мощность падающей волны или входная мощность. Учтя эти соотношения, представим резонансную мощность тепловых потерь в виде:

$$P_T^P = P_{T|\xi=0} = \frac{4\beta_0}{(1+\beta')^2} \left| \frac{\mathcal{H}_{\Pi}^{(1)}}{h} \right|^2 P_1^{\Pi} = \frac{2\beta_0}{(1+\beta')^2} \left[\frac{b_{\Sigma}^2 + (2+\Delta b)^2}{4+b_{\Sigma}^2} \right] P_1^{\Pi}.$$

Введём коэффициент поглощения ГР при возбуждении узла с плеча 1, определив его соотношением:

$$R = P_T / P_1^{\Pi} = R^P / (1 + \xi^2),$$

где $R^P = R_{|\xi=0}$ – резонансное значение коэффициента поглощения:

$$R^P = \frac{P_T^P}{P_1^{\Pi}} = \frac{2\beta_0}{(1+\beta')^2} \left[\frac{b_{\Sigma}^2 + (2+\Delta b)^2}{4+b_{\Sigma}^2} \right].$$

2.7. Матрица излучения

Введем матрицу излучения $\hat{C} = [C_{ij}]$, устанавливающую связь между нормированными амплитудами полей излучения U_{ii}^{OT} и сторонних (падающих) полей U_j^{Π} на внешних входах структуры, объединенными в соответствующие столбцы U_u^{OT} и U^{Π} :

$$U_u^{OT} = \hat{C} U^{\Pi}.$$

Элемент C_{ij} матрицы $\hat{C}$ есть нормированная амплитуда поля излучения в i -е плечо при возбуждении структуры с j -го плеча.

Используя полученное выше выражение (2.4) для амплитуд полей излучения U_u^{-} , а также соотношения (1.26), (1.27), (2.25), получим:

$$U_u^{\text{OT}}\rangle = \{T\}U_u^-\rangle = i \cdot 0,5 \cdot \omega\mu_0 V\{T\}\hat{R}h_l\rangle M_n = i\omega\mu_0 V\chi_n\{T\}\mathcal{H}_l\rangle H_n^0 = \\ = i\omega\mu_0 V\chi_n\{T\}\mathcal{H}_l\rangle\langle\mathcal{H}_n\{T\}U^n\rangle.$$

Отсюда следует:

$$\hat{C} = i\omega\mu_0 V\chi_n\{T\}\mathcal{H}_l\rangle\langle\mathcal{H}_n\{T\}. \quad (2.29)$$

Здесь $\mathcal{H}_l\rangle, \langle\mathcal{H}_n$ – столбец и строка соответственно, элементами которых являются определенные по (1.29) циркулярные составляющие $\mathcal{H}_l^{(l)}, \mathcal{H}_n^{(l)}$ нормированного первичного поля в центре сочленения $\bar{\mathcal{H}}^{(l)}$ при возбуждении структуры с плеча l . Входящий в (2.29) объект $\mathcal{H}_l\rangle\langle\mathcal{H}_n$ есть внешнее произведение столбца на строку, результатом которого является квадратная матрица [15, 16]. Поскольку рассматриваемый гиромангнитный узел может возбуждаться только с плеч 1, 2, что учитывается структурой матрицы $\{T\}$, в выражение для матрицы излучения войдут только функции $\mathcal{H}_{n,l}^{(1)}, \mathcal{H}_{n,l}^{(2)}$.

$$\{T\}\mathcal{H}_l\rangle\langle\mathcal{H}_n\{T\} = \begin{bmatrix} \mathcal{H}_l^{(1)} \\ \mathcal{H}_l^{(2)} \end{bmatrix} [\mathcal{H}_n^{(1)}, \mathcal{H}_n^{(2)}] = \begin{bmatrix} \mathcal{H}_l^{(1)} \cdot \mathcal{H}_n^{(1)}; & \mathcal{H}_l^{(1)} \cdot \mathcal{H}_n^{(2)} \\ \mathcal{H}_l^{(2)} \cdot \mathcal{H}_n^{(1)}; & \mathcal{H}_l^{(2)} \cdot \mathcal{H}_n^{(2)} \end{bmatrix}. \quad (2.30)$$

Согласно (2.29), (2.30) коэффициенты излучения – элементы матрицы $\hat{C}$ – можно представить соотношением:

$$C_{ij} = i\omega\mu_0 V\chi_n\mathcal{H}_l^{(i)} \cdot \mathcal{H}_n^{(j)}. \quad (2.31)$$

Подставив в (2.29), (2.30) выражение (1.29) для $\mathcal{H}_{n,l}^{(1,2)}$, получим:

$$\hat{C} = -i\omega\mu_0 V\chi_n \frac{h^2}{2} \begin{bmatrix} \left[\left(\frac{\Delta b}{2+ib_\Sigma} \right)^2 - 1 \right]; & \left(\frac{\Delta b}{2+ib_\Sigma} - 1 \right)^2 \\ \left(\frac{\Delta b}{2+ib_\Sigma} + 1 \right)^2; & \left[\left(\frac{\Delta b}{2+ib_\Sigma} \right)^2 - 1 \right] \end{bmatrix}.$$

Используя (2.26), (2.28), (2.19), преобразуем общий множитель, входящий во все элементы матрицы $\hat{C}$:

$$i\omega\mu_0 V\chi_n \frac{h^2}{2} = \frac{\beta_0}{1+\beta+i\alpha} = \frac{\beta_0}{(1+\beta')(1+i\xi)}.$$

Отсюда видно, что коэффициенты излучения C_{ij} , а значит и объединяющая их матрица $\hat{C}$, имеют резонансную зависимость от нагруженной расстройки ξ и могут быть представлены в виде:

$$C_{ij} = \frac{C_{ij}^P}{1 + i\xi}; \quad \hat{C} = \frac{\hat{C}^P}{1 + i\xi}; \quad (2.32)$$

где $C_{ij}^P = C_{ij}|_{\xi=0}$; $\hat{C}^P = \hat{C}|_{\xi=0}$ – резонансные значения соответствующих объектов.

Используя выражения (2.18) для β , (2.21) для β' и (2.22) для β'' , представим резонансные коэффициенты излучения в виде:

$$\left. \begin{aligned} C_{jj}^P = C_{11}^P = C_{22}^P &= \frac{\beta_0}{(1 + \beta')} \left[1 - \left(\frac{\Delta b}{2 + ib_\Sigma} \right)^2 \right] = \frac{ib_\Sigma}{(2 + ib_\Sigma)} \left(\frac{\beta' - i \cdot 4\beta''/b_\Sigma^2}{1 + \beta'} \right); \\ C_{12}^P &= \frac{-\beta_0}{(1 + \beta')} \left(\frac{\Delta b}{2 + ib_\Sigma} \mp 1 \right)^2 = \frac{-2}{(2 + ib_\Sigma)} \left(\frac{\beta \mp \beta_0 \Delta b}{1 + \beta'} \right). \end{aligned} \right\} \quad (2.33)$$

2.8. Матрица рассеяния гироманнитного узла

Нормированная матрица рассеяния гироманнитного узла, то есть базовой ЭС с размещенным в ней ГР, связывает нормированные амплитуды расходящихся (отраженных) U_i^{OT} и сходящихся (падающих) U_j^P волн на внешних входах структуры:

$$U^{OT} \rangle = \hat{S} U^P \rangle.$$

Расходящиеся поля в плечах узла формируются в результате интерференции первичных полей и полей излучения ГР, поэтому матрица рассеяния узла определяется суммированием матрицы рассеяния базовой ЭС $\hat{S}^\circ$ и матрицы излучения $\hat{C}$:

$$\hat{S} = \hat{S}^\circ + \hat{C}.$$

Используя (1.12) и (2.29), запишем общий оператор для определения матрицы рассеяния:

$$\hat{S} = \{T\}(\hat{R}\hat{S}^c + i\omega\mu_0 V\chi_n \cdot \mathcal{H}_n)\langle\mathcal{H}_n\rangle\{T\}.$$

Суммируя элементы матриц $\hat{S}^\vartheta$ и $\hat{C}$, определяемые выражениями (1.13) и (2.32), (2.33) соответственно, представим коэффициенты рассеяния в виде:

$$\left. \begin{aligned} S_{jj}=S_{11}=S_{22} &= \frac{-ib_\Sigma}{(2+ib_\Sigma)} \left(\frac{(1+i\cdot 4\beta''/b_\Sigma^2)/(1+\beta') + i\xi}{1+i\xi} \right); \\ S_{12} &= \frac{2}{(2+ib_\Sigma)} \left(\frac{(1\pm\beta_0\Delta b - i\beta'')/(1+\beta') + i\xi}{1+i\xi} \right). \end{aligned} \right\} \quad (2.34)$$

Анализ полученных соотношений для коэффициентов рассеяния гироманнитного узла проводится ниже.

3. СВЯЗЬ ГИРОМАГНИТНОГО РЕЗОНАТОРА С ПОЛЕМ ПОЛОСКОВОЙ ЛИНИИ

3.1. Поле Т-волны в регулярной симметричной полосковой линии

Для расчета коэффициента связи ГР с полем регулярной линии, на основе которой выполнена электродинамическая структура, необходимо знать собственное поле этой линии. При анализе двухсвязных ЛП в Т-волновом приближении обычно используется идентичность поперечных распределений мгновенного поля Т-волны и плоского стационарного поля, которое может быть рассчитано методом конформных отображений.

В работе [12] методом конформных отображений получены явные выражения поля Т-волны для модели симметричной полосковой линии (СПЛ) с однородным заполнением, конечной шириной и нулевой толщиной центрального проводника (полоски). Исследуемая область в плоскости поперечного сечения СПЛ $x-y$ (рис. 3.1) сводится к односвязной области в плоскости комплексных координат $z = x + i \cdot y$, которая преобразуется в каноническую структуру (плоский конденсатор, ограниченный парой электрических и парой магнитных стенок) в плоскости комплексного потенциала $\Omega = \psi + i \cdot \varphi$ с помощью отображающей функции:

$$\Omega(z) = \Omega\{w(z)\} = C \cdot F\{\arcsin w(z), k'\} + i \cdot \varphi_0,$$

где $F\{\arcsin w(z), k'\}$ – эллиптический интеграл 1-го рода от аргумента $\arcsin w(z)$ с модулем k' ;

$$w(z) = \sqrt{1 - k^2 \cdot \cos^2(0,5 \cdot \pi \cdot z / b)} / k';$$

$$k = \operatorname{sch}(0,5 \cdot \pi \cdot d / b); \quad k' = \sqrt{1 - k^2} = \operatorname{th}(0,5 \cdot \pi \cdot d / b);$$

$$C = -\varphi_0 / K(k) = -\psi_0 / K(k'); \quad (3.1)$$

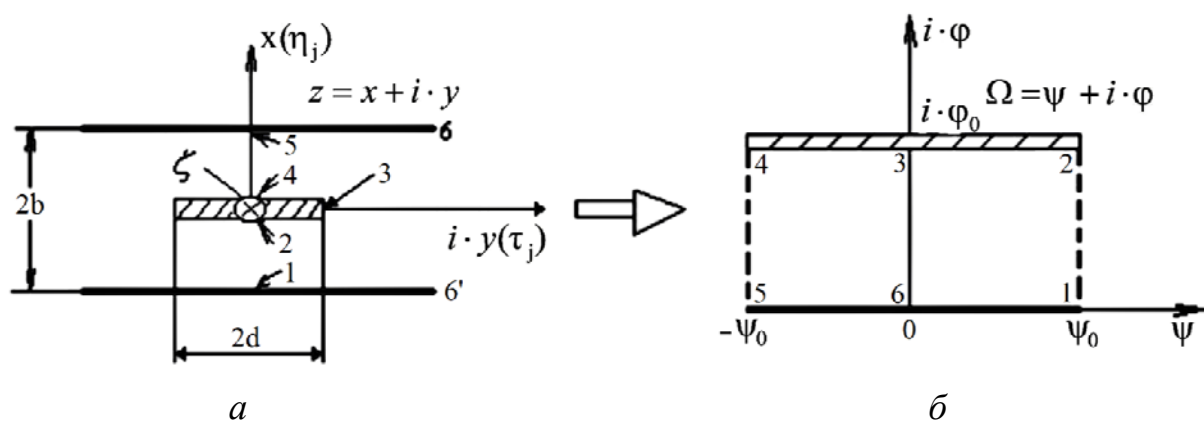


Рис. 3.1 – К расчету поля в симметричной полосковой линии
 a – поперечное сечение линии и плоскость комплексных координат $z = x + i \cdot y$;
 b – каноническая структура в плоскости комплексного потенциала $\Omega = \psi + i \cdot \varphi$;
 // центр. проводник (электрическая стенка);
 — внешн. проводник (электрическая стенка); - - - магн. стенки

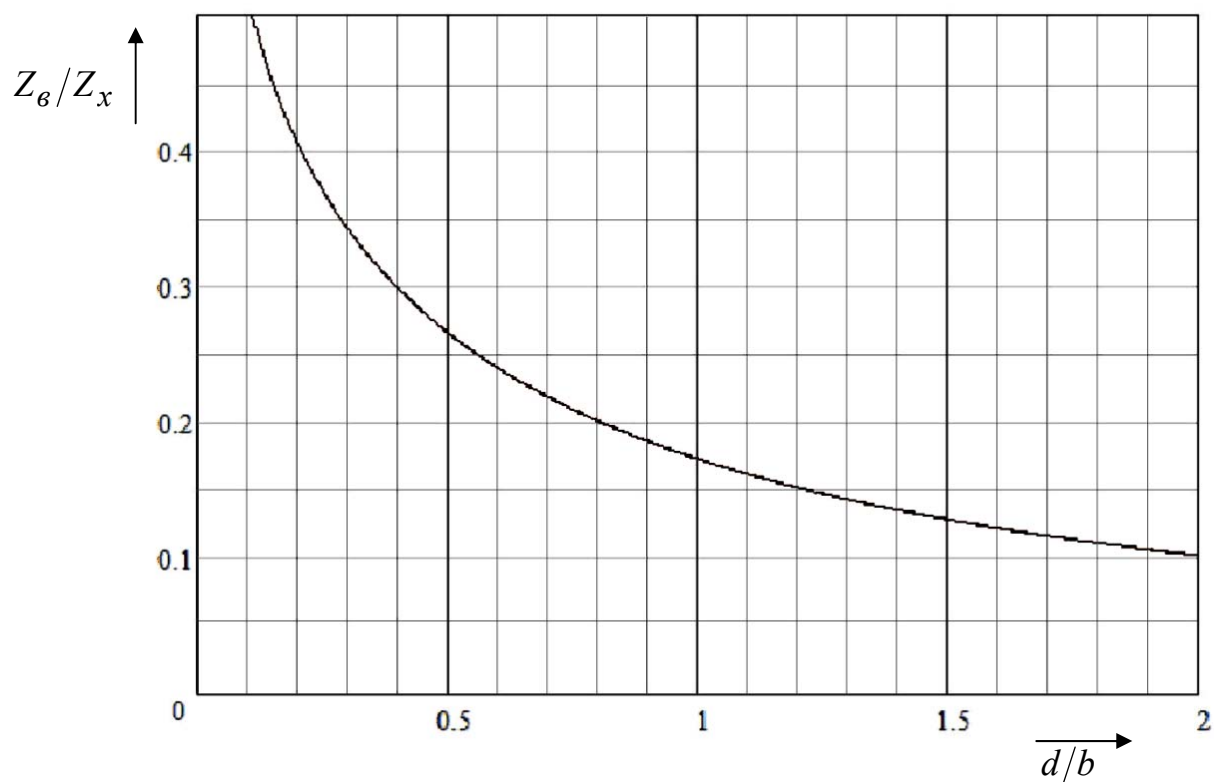


Рис.3.2 – Зависимость нормированного волнового сопротивления
 СПЛ Z_0/Z_x от соотношения поперечных размеров линии d/b

φ – электрический скалярный потенциал ($\varphi = \text{const}$ – векторные линии магнитного поля);

ψ – относительный магнитный скалярный потенциал ($\psi = \text{const}$ – векторные линии электрического поля);

φ_0 – разность электрических потенциалов между электрическими стенками канонического конденсатора (внутренним и внешним проводниками структуры);

ψ_0 – разность магнитных потенциалов между магнитными стенками канонического конденсатора;

$K(k) = F(\pi/2, k)$ – полный эллиптический интеграл 1-го рода ($w=1$, $\arcsin w = \pi/2$) с модулем k ;

$2d$, $2b$ – ширина центрального проводника и расстояние между внешними проводниками соответственно.

Коэффициент преобразования $z = x + i \cdot y \Rightarrow \Omega = \psi + i \cdot \varphi$ представляется в виде [12]:

$$\frac{d\Omega}{dz} = \frac{\partial\Omega}{\partial w} \cdot \frac{\partial w}{\partial z} = \frac{-i \cdot \pi \cdot \varphi_0}{2bK(k) \cdot k' \cdot w(z)} = -i \cdot \frac{\pi \cdot \varphi_0}{2bK(k)} F(z), \quad (3.2)$$

где

$$F(z) = \frac{1}{k' \cdot w(z)} = \left[1 - k^2 \cdot \cos^2 \left(\frac{\pi \cdot z}{2b} \right) \right]^{-0,5} = F_c(x, y) - iF_s(x, y); \quad (3.3)$$

$$F_{c,s}(x, y) = \left\{ \begin{array}{l} \text{Re} \\ -\text{Im} \end{array} F(z) \right\} = \left[\frac{\sqrt{C^2(x, y) + S^2(x, y)} \pm C(x, y)}{C^2(x, y) + S^2(x, y)} \right]^{0,5}; \quad (3.4)$$

$$\left. \begin{array}{l} C(x, y) = 2 - k^2 \cdot [1 + \cos(\pi \cdot x / b) \cdot \text{ch}(\pi \cdot y / b)]; \\ S(x, y) = k^2 \cdot \sin(\pi \cdot x / b) \cdot \text{sh}(\pi \cdot y / b). \end{array} \right\} \quad (3.5)$$

Свойство аналитичности функции $\Omega(z)$ и условия Коши-Римана позволяют записать:

$$\frac{d\Omega}{dz} = \frac{d(\psi + i \cdot \varphi)}{d(x + i \cdot y)} = \frac{\partial\Omega}{\partial x} = \frac{\partial\Omega}{\partial(iy)} = i \frac{\partial\varphi}{\partial x} + \frac{\partial\varphi}{\partial y} = \frac{\partial\psi}{\partial x} - i \frac{\partial\psi}{\partial y}. \quad (3.6)$$

Учитывая, что φ – электрический потенциал, с помощью соотношений (3.2), (3.3), (3.6) можно выразить электрическое поле:

$$E_{x,y} = -(\nabla_t \varphi, \vec{1}_x) = -\left\{ \frac{\partial \varphi}{\partial x} \right\} = \left\{ \frac{\partial \psi}{\partial y} \right\} = \left\{ \begin{matrix} \text{Re} \left(i \frac{d\Omega}{dz} \right) \\ -\text{Im} \left(i \frac{d\Omega}{dz} \right) \end{matrix} \right\} = E_0 \cdot F_c(x, y);$$

$$\vec{E} = -\nabla_t \varphi = -\left(\vec{1}_x \frac{\partial \varphi}{\partial x} + \vec{1}_y \frac{\partial \varphi}{\partial y} \right) = [\nabla_t \psi, \vec{1}_\zeta] = E_0 \cdot \vec{F}(x, y), \quad (3.7)$$

где

$$\vec{F}(x, y) = -\nabla_t \varphi / E_0 = [\nabla_t \psi, \vec{1}_\zeta] / E_0 = \vec{1}_x F_c(x, y) + \vec{1}_y F_s(x, y); \quad (3.8)$$

$\vec{1}_\zeta$ – орт продольной оси; ∇_t – двумерный оператор Гамильтона по поперечным координатам; E_0 – напряженность электрического поля в центре внешнего проводника ($z = x = b$, $y = 0$, $F_s = 0$, $F = F_c = 1$):

$$E_0 = E|_{z=x=b} = E_x|_{z=x=b} = \frac{\pi \cdot \varphi_0}{2bK(k)}.$$

При переходе от стационарного поля к полю Т-волны под φ_0 следует понимать амплитуду напряжения между центральным и внешним проводниками СПЛ, а под E_0 – амплитуду электрического поля в центре внешнего проводника.

Магнитное поле определяется соотношениями:

$$\begin{aligned} \vec{H} &= \frac{1}{Z_x} [\vec{1}_\zeta, \vec{E}] = \frac{1}{Z_x} [\nabla_t \varphi, \vec{1}_\zeta] = \frac{\nabla_t \psi}{Z_x} = H_0 [\vec{1}_\zeta, \vec{F}(x, y)] = \\ &= H_0 [-F_s(x, y) \vec{1}_x + F_c(x, y) \vec{1}_y], \end{aligned} \quad (3.9)$$

где $Z_x = Z_0 / \sqrt{\varepsilon}$ характеристическое сопротивление СПЛ (по напряжённости полей); $Z_0 = \sqrt{\mu_0 / \varepsilon_0} = 120\pi$ Ом; H_0 – магнитное поле стационарной системы или амплитуда магнитного поля Т-волны в центре внешнего проводника:

$$H_0 = H|_{z=x=b} = H_y|_{z=x=b} = E_0 / Z_x = \frac{\pi \cdot \varphi_0}{2bK(k) \cdot Z_x}.$$

Введя новую ортогональную систему координат $\{n, l, \zeta\}$, в которой координатные линии n совпадают с векторными линиями электрического поля, то есть с линиями постоянного магнитного потенциала $\psi = \text{const}$, а координатные линии l – с векторными линиями магнитного поля, то есть с линиями постоянного электрического потенциала $\varphi = \text{const}$ (одна из них – контур поперечного сечения проводника l_{np}), можно векторы поля представить в виде:

$$\vec{H} = \frac{\nabla_t \psi}{Z_x} = \frac{1}{Z_x} \frac{\partial \psi}{\partial l} \vec{l}; \quad \vec{E} = [\nabla_t \psi, \vec{l}_\zeta] = \frac{\partial \psi}{\partial l} \vec{l}_n.$$

С учетом этих соотношений, а также (3.1), определяются:

- электрический ток стационарной системы или амплитуда тока Т-волны:

$$I_0 = \oint_l H_l dl = \frac{2}{Z_x} \int_{l_{np}/2} \frac{\partial \psi}{\partial l} dl = \frac{2}{Z_x} \int_{-\psi_0}^{\psi_0} d\psi = \frac{4 \cdot \psi_0}{Z_x} = \frac{4}{Z_x} \frac{K(k')}{K(k)} \varphi_0;$$

- погонный электрический заряд стационарной системы или амплитуда погонного заряда Т-волны:

$$q_0' = \varepsilon_a \frac{d}{d\zeta} \oint_S E_n dS = \varepsilon_a \oint_{l_{np}} E_n dl = 2 \cdot \varepsilon_a \int_{l_{np}/2} \frac{\partial \psi}{\partial l} dl = 2 \cdot \varepsilon_a \int_{-\psi_0}^{\psi_0} d\psi = 4 \cdot \varepsilon_a \cdot \psi_0;$$

- погонная емкость:

$$C' = q_0' / \varphi_0 = 4 \cdot \varepsilon_a \cdot \psi_0 / \varphi_0 = 4 \cdot \varepsilon_a \cdot K(k') / K(k);$$

- волновое сопротивление СПЛ (по напряжению и току):

$$Z_B = \varphi_0 / I_0 = \varepsilon_a \cdot Z_x / C' = Z_x \cdot \varphi_0 / (4 \cdot \psi_0) = Z_x \cdot K(k) / [4 \cdot K(k')]. \quad (3.10)$$

На рис. 3.2 приведён график зависимости нормированного волнового сопротивления СПЛ $Z_B/Z_x = 0,25 \cdot K(k)/K(k')$ от соотношения поперечных размеров линии d/b .

3.2. Нормированные векторные собственные функции Т-волны в симметричной полосковой линии

Активная мощность Т-волны в регулярной СПЛ может быть выражена через параметры поля

$$P = \frac{1}{2} \int_{\vec{S}_t} [\vec{E}, \vec{H}^*] \vec{1}_\zeta dS = \frac{1}{2Z_x} \int_{\vec{S}_t} |\vec{E}|^2 dS = \frac{E_0^2}{2 \cdot Z_x} \int_{\vec{S}_t} |\vec{F}|^2 dS$$

и через интегральные параметры теории цепей

$$P = \varphi_0 \cdot I_0 / 2 = Z_B \cdot I_0^2 / 2 = \varphi_0^2 / (2 \cdot Z_B) = (4b / \pi)^2 K(k)K(k') \cdot E_0^2 / (2Z_x).$$

Приравнивая эти выражения, находим норму Т-волны в СПЛ:

$$\begin{aligned} N = 2Z_x \cdot P / E_0^2 &= E_0^{-2} \int_{\vec{S}_t} (\nabla_t \varphi)^2 dS = E_0^{-2} \int_{\vec{S}_t} (\nabla_t \psi)^2 dS = \int_{\vec{S}_t} |\vec{F}|^2 dS = \\ &= \int_{\vec{S}_t} (F_c^2 + F_s^2) dS = \left(\frac{4b}{\pi} \right)^2 \cdot K(k)K(k') = \left[\frac{8bK(k')}{\pi} \right]^2 \cdot \frac{Z_B}{Z_x}. \end{aligned} \quad (3.11)$$

Принятое в теории микроволновых цепей [18] представление поперечных составляющих $\vec{E}_t, \vec{H}_t$ полей направляемых волн через их нормированные амплитуды U, I (условные напряжение и ток соответственно с размерностью $\sqrt{Bm}$) и нормированные векторные собственные функции $\vec{e}, \vec{h}$

$$\vec{E}_t = \left[\vec{1}_\zeta \left[\vec{E}, \vec{1}_\zeta \right] \right] = U \vec{e}, \quad \vec{H}_t = \left[\vec{1}_\zeta \left[\vec{H}, \vec{1}_\zeta \right] \right] = I \vec{h}$$

требует определения функций $\vec{e}, \vec{h}$. Исходя из общих определений нормированных векторных собственных функций [18] и полученных соотношений (3.7) – (3.11), записываются выражения этих функций для Т-волн в СПЛ:

$$\begin{aligned} \vec{e} &= \vec{E} / \sqrt{Z_x^{-1} \int_{\vec{S}_t} \vec{E}^2 dS} = -\nabla_t \varphi / \sqrt{Z_x^{-1} \int_{\vec{S}_t} (\nabla_t \varphi)^2 dS} = \sqrt{Z_x / N} \cdot \vec{F} = \\ &= \frac{\pi \cdot Z_x}{8bK(k')\sqrt{Z_B}} \vec{F}; \end{aligned} \quad (3.12)$$

$$\begin{aligned}\vec{h} &= \vec{H} / \sqrt{Z_x \int_{S_t} \vec{H}^2 dS} = \nabla_t \psi / \sqrt{Z_x \int_{S_t} (\nabla_t \psi)^2 dS} = [\vec{1}_\zeta, \vec{F}] / \sqrt{Z_x \cdot N} = \\ &= \frac{\pi}{8bK(k')\sqrt{Z_B}} [\vec{1}_\zeta, \vec{F}].\end{aligned}\quad (3.13)$$

Как и предусмотрено определением нормированных собственных векторных функций $\vec{e}$ и $\vec{h}$, они связаны соотношениями:

$$\vec{e} = Z_x [\vec{h}, \vec{1}_\zeta]; \quad \vec{h} = [\vec{1}_\zeta, \vec{e}] / Z_x$$

и удовлетворяют условию нормировки:

$$\int_{S_t} [\vec{e}, \vec{h}] \vec{1}_\zeta dS = Z_x^{-1} \int_{S_t} \vec{e}^2 dS = Z_x \int_{S_t} \vec{h}^2 dS = 1.$$

При этом активная мощность Т-волны определяется выражением:

$$P = U I^* / 2.$$

Значение нормированной магнитной собственной функции Т-волны в центре зазора СПЛ ($x_u = b/2, y_u = 0$) определяется соотношением:

$$\begin{aligned}h^u = h(x_u, y_u) &= \frac{F_c(x_u, y_u) \pi}{8bK(k')\sqrt{Z_B}} = \frac{\pi}{4b\sqrt{Z_x}} \cdot \frac{F_c(x_u, y_u)}{\sqrt{K(k')K(k)}} = \\ &= 1,9h^u(1) / \sqrt{K(k) \cdot K(k')(1 - k^2/2)},\end{aligned}$$

где

$$h^u(1) = h^u \Big|_{d/b=1} = 0,415 / (b\sqrt{Z_x}).$$

На рис. 3.3 представлен график зависимости $h^u(d/b)$, нормированной по значению $h^u(1)$; максимум этой зависимости имеет место при $d/b = 0,3$ и составляет $h^u(0,3) = 1,26 \cdot h^u(1) = 0,52 / (b\sqrt{Z_x})$.

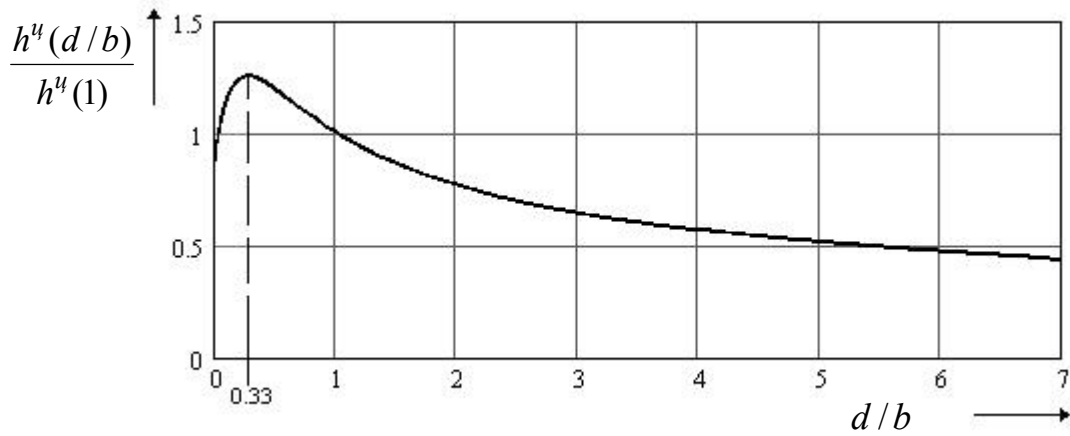


Рис. 3.3 – Зависимость нормированной магнитной собственной функции Т-волны в центре зазора СПЛ ($x_u = b/2$, $y_u = 0$) от соотношения поперечных размеров d/b

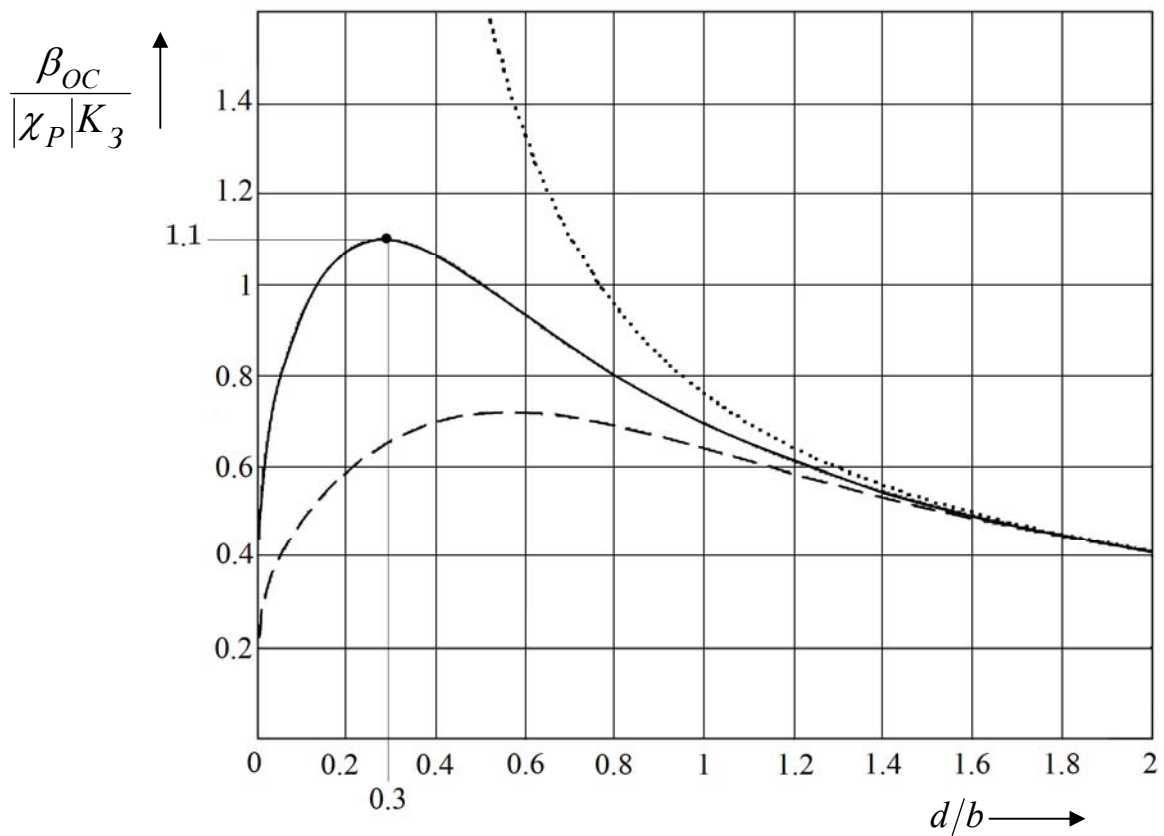


Рис. 3.4 – Зависимости нормированного коэффициента связи $\beta_{oc} / (|\chi_P| K_3)$ от соотношения размеров d/b при вариации положения ГР:

$\cdots \beta_{oc}^o$ (при $x_0 = y_0 = 0$); $----- \beta_{oc}^b$ (при $x_0 = b$, $y_0 = 0$);
 $———— \beta_{oc}^u$ (при $x_0 = b/2$, $y_0 = 0$)

3.3. Коэффициент связи гиромагнитного резонатора с полем регулярной симметричной полосковой линии

Как отмечалось выше, коэффициент связи ГР с полем произвольной регулярной линии определяется соотношением [6]:

$$\beta_0 = \pi\mu_0 f \cdot V |\chi_p| \cdot |\bar{h}_\perp(\bar{r}_0)|^2, \quad (3.14)$$

где $\bar{h}_\perp(\bar{r}_0) = [\bar{l}_3[\bar{h}(\bar{r}_0), \bar{l}_3]]$ – поперечная (относительно направления равновесной намагниченности $\bar{l}_3 = \bar{M}_0 / M_0$) составляющая нормированной векторной собственной функции регулярной ЛП $\bar{h}(\bar{r}_0)$ в области расположения ГР.

Магнитное поле Т-волны в фиксированном поперечном сечении линии без потерь совпадает со стационарным полем и не зависит от частоты, что подтверждается приведенными выше соотношениями (3.13), (3.8), (3.4), (3.5) для $\bar{h}$. Поэтому согласно (3.14) коэффициент связи β_0 пропорционален частоте. Для удобства анализа частотных характеристик гиромагнитного узла выразим β_0 через нормированную частоту $\nu = f/f_c$:

$$\beta_0 = \beta_{oc} \cdot \nu, \quad (3.15)$$

где $\beta_{oc} = \beta_0|_{f=f_c}$ – значение коэффициента β_0 на средней частоте f_c , выражение которого отличается от (3.14) только заменой f на f_c .

Переходя от системы координат x, y, ζ , в которой описывается поле произвольной регулярной СПЛ, к местной системе координат j -го плеча ЭС η_j, τ_j, ζ_j , следует положить $x = \eta_j, y = \tau_j, \zeta = \zeta_j$. При намагничивании ГР, нормальном к плоскости проводников СПЛ, направление равновесной намагниченности x_3 совпадает с осью $x = \eta_j$; в этом случае согласно (3.13), (3.8):

$$\bar{h}_\perp(\bar{r}_0) = \vec{l}_{\tau j} h = \vec{l}_y h; \quad h = h_{\tau j}(\bar{r}_0) = h_y(\bar{r}_0) = F_c(x_0, y_0) / \sqrt{Z_x N}. \quad (3.16)$$

На основании (3.14), (3.16) коэффициент связи ГР с регулярной СПЛ на средней частоте при намагничивании, нормальном к плоскости проводников, выразится соотношением:

$$\beta_{oc} = \beta_0 \Big|_{f=f_c} = \pi \mu_0 f_c V |\chi_P| \cdot h^2 = \pi \mu_0 f_c V |\chi_P| \cdot F_c^2(x_0, y_0) / (Z_x \cdot N). \quad (3.17)$$

Введём коэффициент заполнения линии гироманитным резонатором K_3 , определив его как отношение объёма ГР V к объёму участка линии с продольным размером $l = 1/\gamma(f_c) = c/(2\pi f_c \sqrt{\varepsilon})$, соответствующим изменению фазы бегущей волны на средней частоте на 1 радиан:

$$K_3 = \frac{V}{S_t} \gamma(f_c) = \frac{V}{S_t} \cdot \frac{2\pi f_c \sqrt{\varepsilon}}{c},$$

где S_t – площадь физически значимой области поперечного сечения линии.

Для СПЛ с $\varepsilon = 1,5 \div 10$ волновое сопротивление $Z_B = 50$ Ом обеспечивается при $d/b = 0,2 \div 1$. Ширину физически значимой области СПЛ обычно считают близкой к значению $2(d+2b) \geq 4b$. С учётом этого можно принять $S_t \approx 8b^2$ и определить коэффициент заполнения соотношением:

$$K_3 = \frac{V}{4b^2} \cdot \frac{\pi f_c \sqrt{\varepsilon}}{c}. \quad (3.18)$$

Используя выражения (3.11) для N и (3.18) для K_3 , преобразуем соотношение (3.17) для β_{oc} :

$$\beta_{oc} = |\chi_P| \cdot K_3 \cdot G(d/b) \cdot F_c^2(x_0, y_0), \quad (3.19)$$

где

$$G(d/b) = 4b^2/N = \pi^2/[4K(k)K(k')].$$

Выражением (3.19) коэффициент связи $\beta_{oc} = \beta_0 \Big|_{f=f_c}$ представлен в виде произведения четырех сомножителей: первый из них $|\chi_P| = M_0/(2\Delta H_0)$ – резонансная восприимчивость образца ГР, определяе-

мая его собственными параметрами; второй – введенный соотношением (3.18) коэффициент заполнения K_3 ; третий – функция $G(d/b)$, определяемая только отношением d/b поперечных размеров СПЛ; четвертый – функция $F_c^2(x_0, y_0)$, определяемая положением ГР в поперечном сечении СПЛ $\bar{r}_0(x_0, y_0)$.

При $x_0 = y_0 = 0$ (центр полоскового проводника, инд. «0») получим:

$$F_c^0 = F_c \Big|_{x_0=y_0=0} = (1 - k^2)^{-0,5};$$

$$\beta_{oc}^0 = \beta_0 \Big|_{x_0=y_0=0} = |\chi_P| K_3 G(d/b) / (1 - k^2).$$

При $x_0 = b, y_0 = 0$ (центр внутренней поверхности внешнего проводника, инд. «b»):

$$F_c^b = F_c \Big|_{\substack{x_0=b \\ y_0=0}} = 1;$$

$$\beta_{oc}^b = \beta_{oc} \Big|_{\substack{x_0=b \\ y_0=0}} = |\chi_P| K_3 G(d/b).$$

При расположении ГР в центре зазора СПЛ ($x_0 = b/2, y_0 = 0$, инд. «ц»):

$$F_c^ц = F_c \Big|_{\substack{x_0=b/2 \\ y_0=0}} = (1 - k^2/2)^{-0,5};$$

$$\beta_{oc}^ц = \beta_{oc} \Big|_{\substack{x_0=b/2 \\ y_0=0}} = |\chi_P| K_3 G(d/b) / (1 - k^2/2). \quad (3.20)$$

Зависимости от d/b коэффициентов $\beta_{oc}^0, \beta_{oc}^b, \beta_{oc}^ц$, нормированных по параметру $|\chi_P| K_3$, представлены на рис. 3.4. Коэффициент β_{oc}^0 при $d/b \rightarrow 0$ обращается в бесконечность. Зависимость β_{oc}^b от d/b определяется функцией $G(d/b)$, которая имеет максимум при $d/b = 0,6$:

$$\max \left\{ \beta_{oc}^b / (|\chi_P| K_3) \right\} = \max G(d/b) = G(d/b) \Big|_{d/b=0,6} = 0,72.$$

Положения ГР, соответствующие совмещению его центра с поверхностью проводника ($x_0 = y_0 = 0$ и $x_0 = b, y_0 = 0$), нереализуемы, поэтому зависимости β_{oc}^0 и β_{oc}^b от d/b могут служить лишь ориентирами при оценке предельных значений коэффициента связи.

Зависимость $\beta_{oc}^u(d/b)$, соответствующая расположению ГР в центре зазора СПЛ ($x_0 = b/2, y_0 = 0$), имеет, согласно рис. 3.4, максимум при $d/b=0,3$:

$$\max \beta_{oc}^u = \beta_{oc}^u|_{d/b=0,3} = 1,1 \cdot |\chi_P| K_3.$$

В интервале значений $d/b = 0,1 \div 0,6$ параметр $\beta_{oc}^u/(|\chi_P| K_3)$ незначительно отклоняется от 1, поэтому при выборе d/b в указанном интервале для ориентировочной оценки коэффициента связи можно считать:

$$\beta_{oc}^u \approx |\chi_P| K_3. \quad (3.21)$$

Соотношение (3.21) можно использовать и для ориентировочной оценки коэффициента связи ГР с несимметричной полосковой линией (НПЛ), поменяв лишь в выражении (3.18) ε на эффективную диэлектрическую проницаемость $\varepsilon_{эф}$, определяемую с учётом частичного заполнения НПЛ диэлектриком [13].

Для оценки достижимых величин коэффициента связи в табл. 3.1 приведены значения β_{oc}^u (при $x_0 = b/2, y_0 = 0$), рассчитанные по (3.20) для частоты $f_c = 3$ ГГц, параметров СПЛ, обеспечивающих $Z_B = 50$ Ом, и шарообразных образцов ГР диаметром $d_r = 0,5$ мм из монокристаллов железо-иттриевого граната (ЖИГ) и кальций-висмут-ванадиевого граната (КВВГ) с типичными значениями намагниченности насыщения M_0 и собственной полосы резонанса образца $2\Delta H_0$. Следует обратить внимание на то, что диаметр образца выбран весьма малым. Поскольку коэффициент связи пропорционален объёму ГР, т.е. 3-й степени его диаметра, увеличение диаметра приводит к существенному увеличению коэффициента связи.

Таблица 3.1 – Расчетные значения коэффициента связи шарообразного образца ГР (диаметром 0,5 мм) с регулярной СПЛ на частоте $f_c = 3 \text{ ГГц}$ при расположении ГР в центре зазора СПЛ и намагничивании, нормальном к плоскости проводников

Параметры ГР	Материал ГР				ЖИГ		КВВГ	
	Намагниченность насыщения $M_0, \text{ А/м}$				$140 \cdot 10^3$		$52 \cdot 10^3$	
	Собственная полоса резонанса образца ГР $2\Delta H_0, \text{ А/м}$				40	80	40	80
	Резонансная восприимчивость образца ГР $ \chi_p $				$3,5 \cdot 10^3$	$1,75 \cdot 10^3$	$1,3 \cdot 10^3$	$0,65 \cdot 10^3$
Параметры СПЛ при $Z_B = 50 \text{ Ом}$	d/b	ε	$b, \text{ мм}$ ($2d, \text{ мм}$)	K_3 при $d_\Gamma = 0,5 \text{ мм},$ $f_c = 3 \text{ ГГц}$	Значения β_{oc}^y			
	0,2	9	1 (0,4)	$15,4 \cdot 10^{-4}$	5,8	2,9	2,2	1,1
			2 (0,8)	$3,85 \cdot 10^{-4}$	1,46	0,73	0,54	0,27
	0,4	5	1 (0,8)	$11,5 \cdot 10^{-4}$	4,2	2,1	1,6	0,8
			2 (1,6)	$2,87 \cdot 10^{-4}$	1,1	0,53	0,4	0,2
	0,56	3,5	1 (1,1)	$9,6 \cdot 10^{-4}$	3,2	1,6	1,2	0,6
			2 (2,2)	$2,4 \cdot 10^{-4}$	0,8	0,4	0,3	0,15
	1	1,75	1 (2)	$6,75 \cdot 10^{-4}$	1,63	0,82	0,6	0,3
			2 (4)	$1,7 \cdot 10^{-4}$	0,41	0,21	0,15	0,08

4. ОБОБЩЕННЫЕ РЕЗОНАНСНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ГИРОМАГНИТНОГО УЗЛА

4.1. Обобщенные коэффициенты излучения и рассеяния

Согласно вышеизложенному любой коэффициент рассеяния гиромагнитного узла S_{ij} , являющийся коэффициентом связи i -го плеча с j -м, представляется в виде суммы двух коэффициентов: коэффициента рассеяния базовой ЭС $S_{ij}^{\mathcal{O}}$, характеризующего негиромагнитную связь этих плеч; коэффициента излучения C_{ij} , характеризующего гиромагнитную резонансную связь плеч. Это означает, что при возбуждении узла с j -го плеча расходящееся поле в i -м плече является результатом интерференции двух полей: поля, обусловленного негиромагнитной связью i -го плеча с j -м, которое не зависит от расстройки ГР, то есть является нерезонансным; поля излучения ГР, которое имеет резонансную зависимость от расстройки.

Формы резонансных характеристик коэффициентов рассеяния S_{ij} гиромагнитного узла определяются режимом интерференции нерезонансного и резонансного полей, то есть соотношением их амплитуд и фаз или модулей и аргументов соответствующих коэффициентов связи $S_{ij}^{\mathcal{O}}$, C_{ij} . Далее при описании резонансных характеристик в общем виде индексы плеч узла i, j опустим (то есть используем запись $S_{ij} = S$, $C_{ij} = C$) и восстановим их при рассмотрении связи конкретных плеч. Для анализа резонансных характеристик введем, следуя [11], обобщенные коэффициенты излучения и рассеяния узла – отнесенные к одноименным коэффициентам рассеяния базовой ЭС:

$$\left. \begin{aligned} \tilde{C}(\xi) &= C(\xi) / S^{\mathcal{O}} = |\tilde{C}(\xi)| \cdot e^{i\psi(\xi)} = \tilde{C}^P / (1 + i\xi); \\ \tilde{C}^P &= \tilde{C}|_{\xi=0} = |\tilde{C}^P| \cdot e^{i\psi_P} = A + iB; \\ \tilde{S}(\xi) &= S(\xi) / S^{\mathcal{O}} = |\tilde{S}(\xi)| e^{i\varphi} = 1 + \tilde{C}(\xi) = (\tilde{S}^P + i\xi) / (1 + i\xi); \\ \tilde{S}^P &= \tilde{S}|_{\xi=0} = |\tilde{S}^P| \cdot e^{i\varphi_P} = 1 + \tilde{C}^F, \end{aligned} \right\} \quad (4.1)$$

где ξ – обобщенная нагруженная расстройка ГР. Зависимость $\varphi(\xi) = \arg \tilde{S}(\xi)$ есть фазовая резонансная характеристика (ФРХ), зависимости $|\tilde{S}(\xi)|$ и $D(\xi) = |\tilde{S}(\xi)|^2$ – амплитудная (АРХ) и энергетическая (ЭРХ) резонансные характеристики соответственно. Величина $\tilde{S}(\xi) = 1 + \tilde{C}(\xi)$ является интерференционным множителем для коэффициента рассеяния $S = S^\ominus \cdot \tilde{S}$. Интерференционный механизм формирования резонансных характеристик поясняется рис. 4.1.

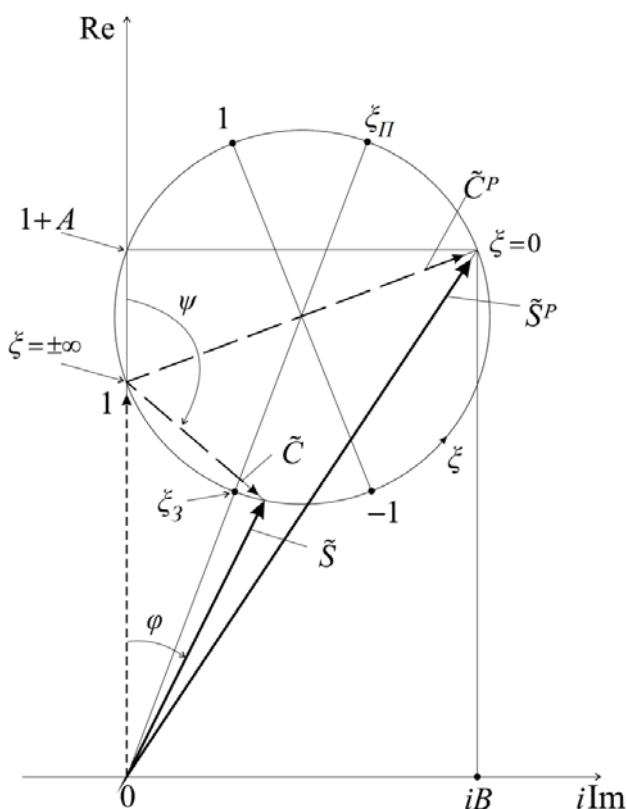


Рис. 4.1 – Пояснение интерференционного механизма формирования резонансных характеристик

4.2. Амплитудная и энергетическая резонансные характеристики

Амплитудная и энергетическая резонансные характеристики определяются соотношением:

$$D(\xi) = |\tilde{S}(\xi)|^2 = \frac{D^P + 2B\xi + \xi^2}{1 + \xi^2}; \quad (4.2)$$

где D^P – резонансный уровень ЭРХ:

$$D^P = D|_{\xi=0} = |\tilde{S}^P|^2 = |1 + \tilde{C}^P|^2 = (1 + A)^2 + B^2.$$

В общем случае ЭРХ и АРХ имеют два экстремума (рис.4.2), соответствующих точкам наибольшего пропускания (инд. «п») и заграждения (инд. «з»):

$$\begin{aligned} D^{\frac{n}{3}} = D(\xi_n) &= 0,5 \cdot \left[(D^P + 1) \pm \sqrt{(D^P - 1)^2 + 4B^2} \right] = 0,5 \cdot \left[(D^P + 1) \pm \Delta D \right] = \\ &= D^c \pm \Delta D / 2 = 1 \pm \Delta D^{\frac{n}{3}} = 1 + B / \xi_n = 1 \pm |B| / |\xi_n|; \end{aligned} \quad (4.3)$$

$$\xi_n = \left[(1 - D^P) \pm \sqrt{(D^P - 1)^2 + 4B^2} \right] / (2B) = \xi_1 \pm \Delta \xi = \pm \sigma_B |\xi_n|; \quad (4.4)$$

$$|\xi_n| = |\Delta \xi| \mp \sigma_D |\xi_1|; \quad \xi_n \cdot \xi_3 = -|\xi_n \cdot \xi_3| = -1.$$

Здесь и далее использованы обозначения (рис. 4.2):

ΔD^n , ΔD^3 – отклонения ЭРХ от внерезонансного уровня ($D|_{\xi=\mp\infty} = 1$) в точках наибольшего пропускания и заграждения, называемые далее «импульсами» пропускания и заграждения соответственно:

$$\begin{aligned} \Delta D^{\frac{n}{3}} &= \left\{ \frac{D^n - 1}{1 - D^3} \right\} = |D^{\frac{n}{3}} - 1| = 0,5 \cdot \left[\Delta D \pm (D^P - 1) \right] = \Delta D / 2 \pm (D^c - 1) = \\ &= \pm B / \xi_n = |B| / |\xi_n|; \end{aligned}$$

ΔD – размах ЭРХ:

$$\Delta D = D^n - D^3 = \Delta D^n + \Delta D^3 = \sqrt{(D^P - 1)^2 + 4 \cdot B^2} = 2\sqrt{(D^c - 1)^2 + B^2};$$

D^c – средний уровень ЭРХ:

$$D^c = D(\xi_c) = (D^n + D^3) / 2 = 1 + (\Delta D^n - \Delta D^3) / 2 = (1 + D^P) / 2;$$

ξ_1 – средняя точка между экстремумами ЭРХ или расстройка, соответствующая единичному (внерезонансному) уровню ЭРХ $D(\xi_1) = D|_{\xi=\mp\infty} = 1$:

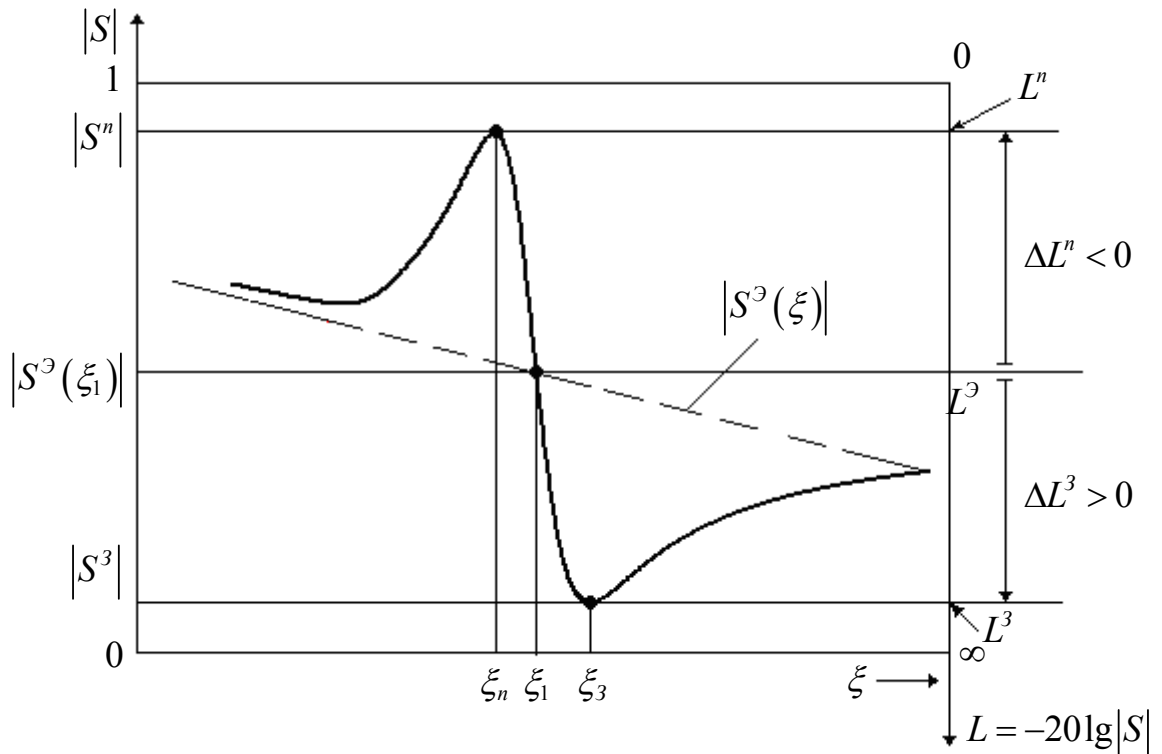
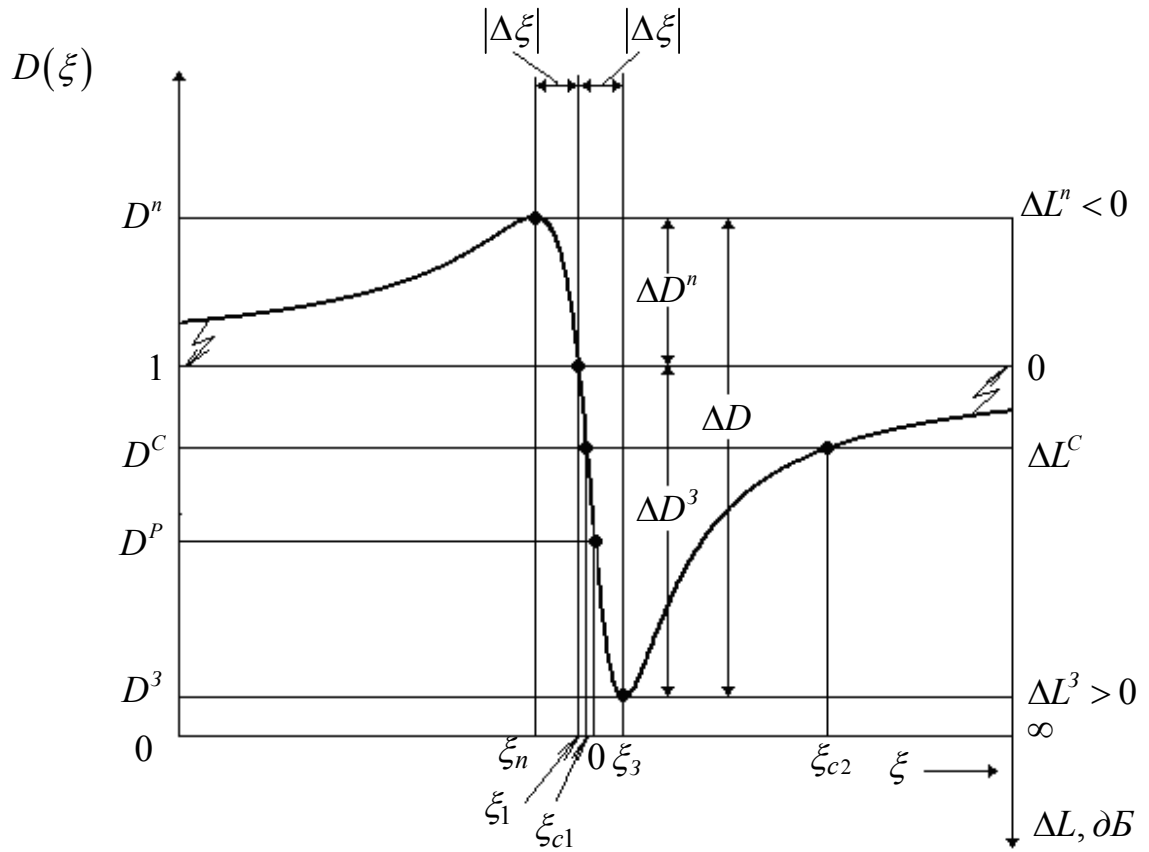


Рис. 4.2 – К определению параметров энергетической резонансной характеристики $D(\xi) = |\tilde{S}(\xi)|^2 = |S(\xi) / S^3|^2$ и резонансной характеристики ослабления $L = -10 \lg |S|^2 = -10 \lg |\tilde{S}(\xi) S^3|^2 = L^3 + \Delta L(\xi)$; $L^3 = -10 \lg |S^3|^2$; $\Delta L(\xi) = -10 \lg D(\xi)$

$$\xi_1 = (\xi_n + \xi_3) / 2 = (1 - D^P) / (2B) = (1 - D^c) / B = -\sigma_B \sigma_D |\xi_1|;$$

$$|\xi_1| = |D^P - 1| / (2|B|) = \sqrt{(\Delta\xi)^2 - 1};$$

$2\Delta\xi$ – расстройка между экстремумами ЭРХ:

$$\Delta\xi = (\xi_n - \xi_3) / 2 = \sqrt{(D^P - 1)^2 + 4B^2} / (2B) = \Delta D / (2B) = \sigma_B |\Delta\xi|;$$

$$|\Delta\xi| = 0,5\Delta D / |B| = \sqrt{\xi_1^2 + 1} > |\xi_1|;$$

ξ_c – расстройка, соответствующая среднему уровню ЭРХ $D^c = D(\xi_c)$:

$$\xi_c = (-1 \mp \Delta\xi) / \xi_1;$$

$\sigma_A, \sigma_B, \sigma_D$ – знаковые функции:

$$\sigma_A = \text{sgn}(\text{Re } \tilde{S}^P) = \text{sgn}(1 + A); \quad \sigma_B = \text{sgn}(\text{Im } \tilde{S}^P) = \text{sgn}(B);$$

$$\sigma_D = \text{sgn}(D^P - 1) = \text{sgn}(D^c - 1) = \text{sgn}(\Delta D^n - \Delta D^3).$$

4.3. Фазовая резонансная характеристика

Фазовая резонансная характеристика (ФРХ) произвольного коэффициента рассеяния, т.е. коэффициента связи плеч гиромагнитного узла, определяется соотношением (индексы плеч, как и выше, опущены):

$$\text{tg } \varphi(\xi) \equiv \text{tg } \{\arg \tilde{S}(\xi)\} \equiv \text{Im } \tilde{S}(\xi) / \text{Re } \tilde{S}(\xi) = (B - A \cdot \xi) / (1 + A + B \cdot \xi + \xi^2);$$

$$\text{tg } \varphi_p \equiv \text{tg } \varphi|_{\xi=0} \equiv \text{tg}(\arg \tilde{S}^P) = B / (1 + A) = \sigma_B \cdot \sigma_A \cdot |B| / |1 + A|.$$

При некоторой расстройке ξ_R коэффициенты излучения и рассеяния становятся вещественными, а их фазы кратны целому числу π , что соответствует синфазной или противофазной интерференции нерезонансного и резонансного расходящихся полей:

$$\xi_R = \text{tg}(\arg \tilde{C}^P) \equiv \text{tg } \psi_P \equiv \text{Im } \tilde{C}^P / \text{Re } \tilde{C}^P = B / A;$$

$$\text{Im } \tilde{C}(\xi_R) = \text{Im } \tilde{S}(\xi_R) = 0;$$

$$\psi(\xi_R) \equiv \arg \tilde{C}(\xi_R) = m \cdot \pi; \quad \varphi(\xi_R) \equiv \arg \tilde{S}(\xi_R) = n \cdot \pi; \quad m, n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots;$$

$$\tilde{C}(\xi_R) = (-1)^m |\tilde{C}(\xi_R)| = \operatorname{Re} \tilde{C}^P = A; \quad \tilde{S}(\xi_R) = (-1)^n |\tilde{S}(\xi_R)| = \operatorname{Re} \tilde{S}^P = 1 + A.$$

Точку $\varphi(\xi_R)$ будем называть «центром» ФРХ.

При условии $\operatorname{Re} \tilde{C}^P \equiv A < (B/2)^2 - 1$ или $\operatorname{Re} \tilde{S}^P \equiv 1 + A < (B/2)^2$ существуют расстройки $\xi_{i1,2}$, при которых коэффициент рассеяния становится мнимым, а его фаза кратна нечетному числу $\pi/2$:

$$\operatorname{Re} \tilde{S}(\xi_i) = 0; \quad \tilde{S}(\xi_{i1}) = i \cdot \operatorname{Im} \tilde{S}(\xi_{i1}) = -i \cdot \xi_{i2}; \quad |\varphi(\xi_i)| = \pi/2;$$

$$\xi_{i1} = -B/2 \mp \sqrt{(B/2)^2 - (1+A)} = \xi_{i0} \mp \Delta \xi_i,$$

где $\xi_{i0} = (\xi_{i1} + \xi_{i2})/2$ – средняя точка между расстройками ξ_{i1} , ξ_{i2} ; $2\Delta \xi_i$ – расстройка между точками ξ_{i2} , ξ_{i1} :

$$\Delta \xi_i = (\xi_{i2} - \xi_{i1})/2 = \sqrt{(B/2)^2 - (1+A)}.$$

С учетом этого ФРХ можно представить в виде:

$$\operatorname{tg} \varphi(\xi) = A \cdot (\xi_R - \xi) / [(\xi_{i1} - \xi) \cdot (\xi_{i2} - \xi)].$$

Крутизна ФРХ, определяющая групповое время запаздывания при передаче сигнала из одного плеча гиромагнитного узла в другое:

$$k(\xi) = \frac{d\varphi(\xi)}{d\xi} = - \left[\frac{|\tilde{C}^P|^2 + 2 \cdot B \cdot \xi + A \cdot (1 - \xi^2)}{(D^P + 2 \cdot B \cdot \xi + \xi^2) \cdot (1 + \xi^2)} \right]. \quad (4.7)$$

Крутизна ФРХ в ее «центре» ξ_R и в точке резонанса $\xi = 0$:

$$k(\xi_R) = \frac{-A}{(1+A)(1+\xi_R^2)}; \quad k(0) = - \left[\frac{(1+A) \cdot A + B^2}{(1+A)^2 + B^2} \right]. \quad (4.8)$$

При условии $-1 < \operatorname{Re} \tilde{C}^P \equiv A \neq 0$ или $0 < \operatorname{Re} \tilde{S}^P \equiv 1 + A \neq 1$ ($\sigma_A = 1$) ФРХ имеет два экстремума при расстройках $\xi_{e1,2}$:

$$k(\xi_e) = 0; \quad \xi_{e1,2} = \xi_R \mp \sqrt{1+A} |\tilde{C}^P| / A = \xi_R \mp \Delta \xi_e;$$

где $\xi_R = (\xi_{e1} + \xi_{e2})/2 = B/A$ – средняя точка между экстремумами ФРХ;
 $2\Delta\xi_e$ – расстройка между экстремумами ФРХ:

$$\Delta\xi_e = (\xi_{e2} - \xi_{e1})/2 = \sqrt{1+A} |\tilde{C}^P|/A = \sqrt{|1+A| \cdot (1+\xi_R^2)} \cdot |A|/A.$$

С учетом этого крутизну ФРХ можно представить в виде:

$$k(\xi) = A \cdot (\xi - \xi_{e1})(\xi - \xi_{e2}) / \left[(\xi - \xi_{i1})^2 (\xi - \xi_{i2})^2 + A^2 (\xi - \xi_R)^2 \right].$$

При условии $B \equiv \text{Im}\tilde{C}^P \equiv \text{Im}\tilde{S}^P = 0$ «центр» ФРХ ξ_R совпадает с точкой резонанса $\xi_R = 0$, а крутизна ФРХ является четной функцией ξ :

$$\text{tg}\varphi(\xi) = \frac{-A \cdot \xi}{1+A+\xi^2}; \quad k(\xi) = \frac{-A \cdot (1+A-\xi^2)}{[(1+A)^2 + \xi^2] \cdot (1+\xi^2)}; \quad k(\xi_R) = k(0) = \frac{-A}{1+A}.$$

4.4. Режимы интерференции и формы резонансных характеристик

Согласно [11] режимы интерференции нерезонансного и резонансного полей и соответствующие им формы резонансных характеристик классифицируются по трем признакам и обозначаются тремя индексами – по одному из трех совокупностей $\{P, R, S\}$, $\{1, 2, 3, 4, 5\}$, $\{a, b, c\}$:

- первый признак – признак ЭРХ, критерий разграничения – значение $D^P = |\tilde{S}^P|^2$ или $\sigma_D = \text{sgn}(D^P - 1)$, обозначение режимов «P, R, S»;
- второй признак – признак ФРХ, критерий разграничения – значение $\text{Re}\tilde{S}^P = 1+A$, обозначение режимов «1, 2, 3, 4, 5»;
- третий признак – характер асимметрии резонансных характеристик, критерий разграничения – значение $\text{Im}\tilde{S}^P = B$ или $\sigma_B = \text{sgn}B$, обозначение режимов «a, b, c».

В табл. 4.1 приведены условия реализации режимов интерференции и соответствующие им признаки резонансных характеристик. Возможные формы ЭРХ и ФРХ для режимов «...b» представлены на рис. 4.3, а для режимов «...c» – на рис. 4.4.

**Таблица 4.1 – Режимы интерференции
и типы резонансных характеристик**

Класс. призна-ки	Обознач. реж.	Признаки резонансных характеристик		Условия реализации режима	
Классификация по признакам ЭРХ	R	ЭРХ с преобладанием импульса заграждения: $\Delta D^n < \Delta D^3$		$D^P < 1; D^C < 1; \sigma_D = -1; \tilde{C}^P + 2\cos\psi_P < 0$	
	S	S-образная ЭРХ (с равными импульсами заграждения и пропускания): $\Delta D^n = \Delta D^3$		$D^P = D^C = 1; \tilde{C}^P + 2\cos\psi_P = 0$	
	P	ЭРХ с преобладанием импульса пропускания: $\Delta D^n > \Delta D^3$		$D^P > 1; D^C > 1; \sigma_D = 1; \tilde{C}^P + 2\cos\psi_P > 0$	
Классификация по признакам ФРХ	1	Монотонно-падающая ФРХ в пределах $\Delta\varphi = 2\pi$	Закритич. режим	$\text{Re}\tilde{S}^P \equiv 1 + A < 0; \sigma_A = -1; A \equiv \text{Re}\tilde{C}^P \equiv \tilde{C}^P \cos\psi_P < -1$	
	2	Кусочно-монотонная ФРХ, падающая с ростом ξ , со скачком $\Delta\varphi(\xi_R) = \pi$ в точке $\xi_R = \xi_3 = -B$; равенство нулю минимума ЭРХ $D^3 = D(\xi_R) = 0$	Критич. режим	$\text{Re}\tilde{S}^P \equiv 1 + A = 0; A \equiv \text{Re}\tilde{C}^P \equiv \tilde{C}^P \cos\psi_P = -1$	
	3	Немонотонная ФРХ с двумя экстремумами, положит. крутизной между ними ($d\varphi/d\xi > 0$), с размахом $\Delta\varphi < \pi$; смещение минимума ФРХ в сторону НЧ, а макс. – в сторону ВЧ	Докритический режим; немонотонная ФРХ	$\text{Re}\tilde{S}^P = 1 + A > 0; \sigma_A = 1; A \equiv \text{Re}\tilde{C}^P \equiv \tilde{C}^P \cos\psi_P > -1$	$0 < \text{Re}\tilde{S}^P < 1; -1 < A < 0$
	4	Немонотонная ФРХ с одним экстремумом в точке ξ_1 – одnogорбая симметричная ФРХ			$\text{Re}\tilde{S}^P = 1; A = 0$
	5	Немонотонная ФРХ с двумя экстремумами, отриц. крутизой между ними ($d\varphi/d\xi < 0$), с размахом $\Delta\varphi < \pi$; смещение минимума ФРХ в сторону ВЧ, а макс. – в сторону НЧ			$\text{Re}\tilde{S}^P > 1; A > 0$
Классификация по характеру асимметрии	a	Смещение максимума ЭРХ в сторону НЧ, а минимума – в сторону ВЧ		$B \equiv \text{Im}\tilde{C}^P \equiv \text{Im}\tilde{S}^P < 0; \sigma_B = -1$	
	c	Режим симметрии ЭРХ и крутизны ФРХ		$B \equiv \text{Im}\tilde{C}^P \equiv \text{Im}\tilde{S}^P = 0$	
	b	Смещение максимума ЭРХ в сторону ВЧ, а минимума – в сторону НЧ		$B \equiv \text{Im}\tilde{C}^P \equiv \text{Im}\tilde{S}^P > 0; \sigma_B = 1$	

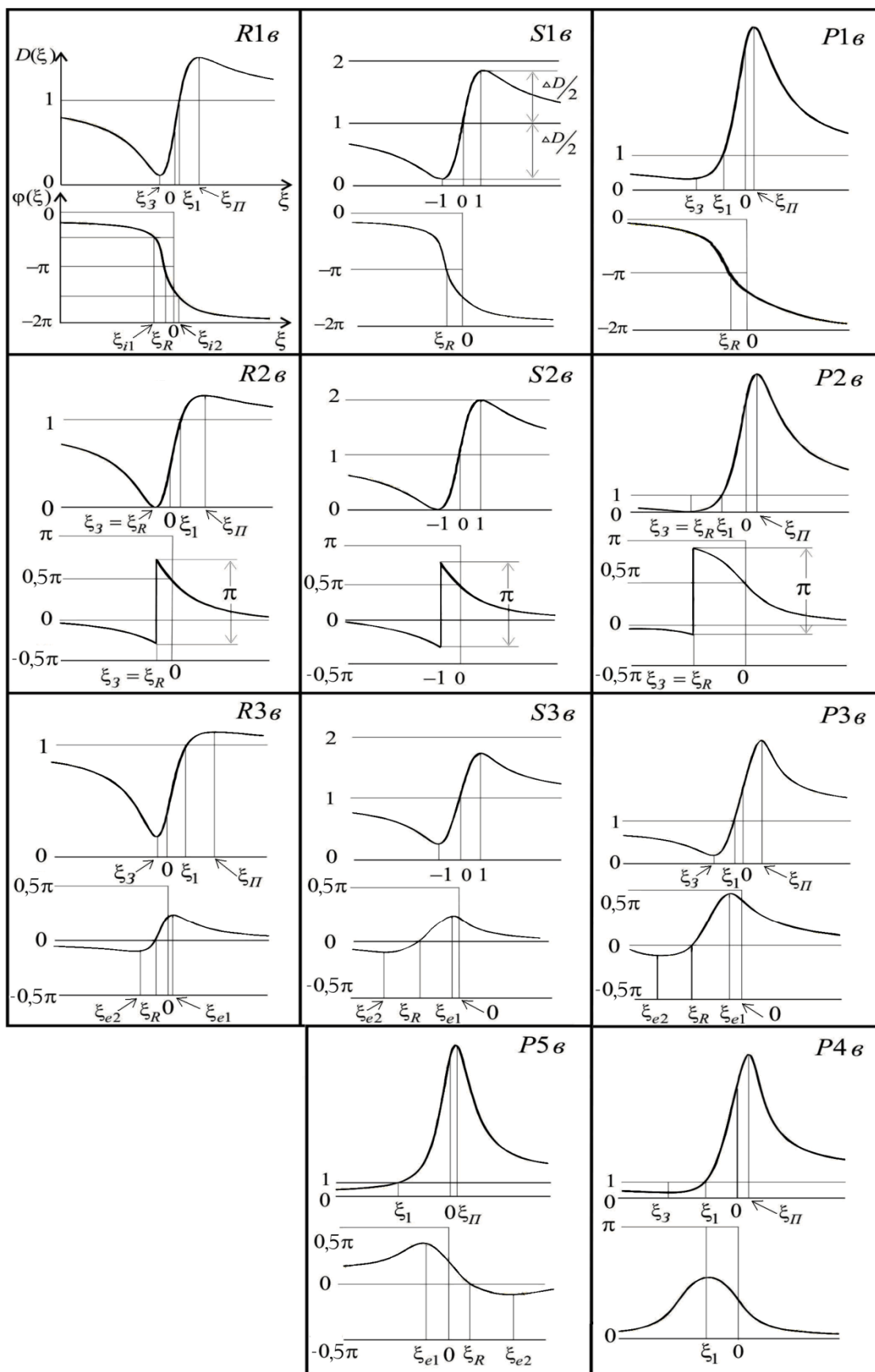


Рис. 4.3 – Формы энергетических $D(\xi)$ и фазовых $\varphi(\xi)$ резонансных характеристик для режимов «...b»

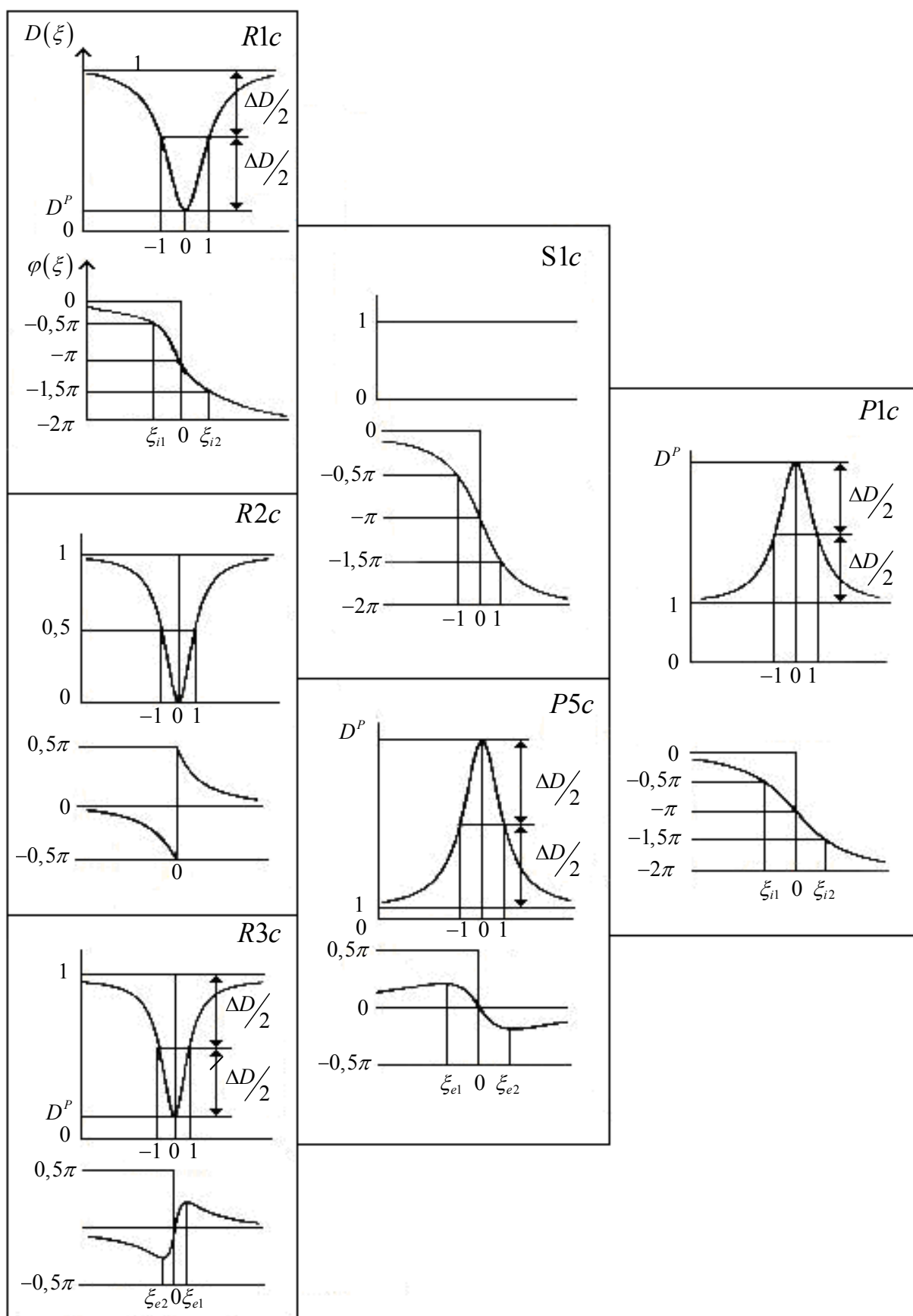


Рис. 4.4 – Формы энергетических $D(\xi)$ и фазовых $\varphi(\xi)$ резонансных характеристик для режимов «...с»

Запишем условия реализации и характерные признаки режимов интерференции.

- Режим преобладания импульса пропускания (по [11] режим «P...»):

$$\Delta D^n > \Delta D^3; \quad D^P > 1; \quad D^c > 1; \quad \sigma_D = 1.$$

- Режим преобладания импульса заграждения (по [11] режим «R...»):

$$\Delta D^n < \Delta D^3; \quad D^P < 1; \quad D^c < 1; \quad \sigma_D = -1.$$

- Режим S-образной ЭРХ (по [11] режим «S...»):

$$\Delta D^n = \Delta D^3; \quad D^P = D^c = 1. \quad (4.9)$$

- Закритический режим (по [11] режим «...1...»), определяемый условием:

$$\operatorname{Re} \tilde{C}^P \equiv A = -|A| < -1; \quad 1 < |A|; \quad \operatorname{Re} \tilde{S}^P \equiv 1 + A = -(|A| - 1) < 0;$$

при этом

$$\sigma_A \equiv \operatorname{sgn}(1 + A) = -1; \quad \varphi|_{\xi=\mp\infty} = 0, \pm 2\pi; \quad \xi_R = -\sigma_B |B/A| = -\sigma_B |\xi_R|;$$

$$\varphi(\xi_R) = \pm\pi; \quad k(\xi_R) = -|A| / \left[(|A| - 1)(1 + \xi_R^2) \right] < 0;$$

в этом режиме $k(\xi) \equiv d\varphi/d\xi < 0$ при любых ξ , т.е. ФРХ – монотонно-падающая функция с размахом $\Delta\varphi_{\mp\infty} = \varphi|_{\xi=-\infty} - \varphi|_{\xi=\infty} = 2\pi$ с центром $\varphi(\xi_R) = \pm\pi$; расстройка между точками ФРХ $\varphi(\xi_{i_2}^1) = \mp\pi/2$:

$$2\Delta\xi_i = \xi_{i2} - \xi_{i1} = \xi|_{\varphi=\pi/2} - \xi|_{\varphi=-\pi/2} = \sqrt{B^2 + 4 \cdot (|A| - 1)};$$

этот режим совместим с режимами «R...», «S...», «P...».

- Критический режим (по [11] режим «...2...»), определяемый условием:

$$\operatorname{Re} \tilde{C}^P \equiv A = -1; \quad \operatorname{Re} \tilde{S}^P \equiv 1 + A = 0; \quad (4.10)$$

в этом случае

$$\tilde{S}(\xi) = (\xi + B)/(\xi - i); \quad \operatorname{tg} \varphi(\xi) = 1/\xi;$$

$$\tilde{S}^P = \tilde{S}|_{\xi=0} = i \cdot B = i \sigma_B \cdot |B|; \quad \varphi_P = \varphi|_{\xi=0} = \sigma_B \cdot \pi / 2;$$

$$\xi_R = \xi_3 = -B = -\sigma_B \cdot |B|; \quad \tilde{S}(\xi_R) = \tilde{S}(\xi_3) = 0; \quad D^3 \equiv D(\xi_3) = D(\xi_R) = 0;$$

$$\xi_{II} = 1/B = \sigma_B / |B|; \quad D^{II} \equiv D(\xi_{II}) = \Delta D = 1 + D^P = 1 + B^2;$$

этому режиму свойственна кусочно-монотонная ФРХ, падающая с ростом ξ , со скачком $\Delta \varphi(\xi_R) = |\varphi_1(\xi_R) - \varphi_2(\xi_R)| = \pi$ в точке $\xi_R = \xi_3$, в которой $k(\xi_R) = \infty$, $\tilde{S}(\xi_R) = 0$, $D(\xi_R) = 0$; этот режим совместим с режимами «R...», «S...», «P...».

- Докритический режим (по [11] режим «...3...»), определяемый условием:

$$-1 < \operatorname{Re} \tilde{C}^P \equiv A = -|A| < 0; \quad 0 < |A| < 1; \quad 0 < \operatorname{Re} \tilde{S}^P \equiv 1 + A < 1;$$

при этом

$$\sigma_A = \operatorname{sgn}(1 + A) = 1; \quad \xi_R = -\sigma_B \cdot |B/A| = -\sigma_B \cdot |\xi_R|;$$

$$\varphi(\xi_R) = 0; \quad k(\xi_R) = |A| / [(1 - |A|)(1 + \xi_R^2)] > 0;$$

этому режиму свойственна немонотонная ФРХ с двумя экстремумами $\varphi_{\max}^{\min} = \varphi(\xi_{e_2}^1)$, положительной крутизной между ними $k(\xi_R) > 0$ (полосно-нарастающая ФРХ), с размахом $\Delta \varphi = \varphi_{\max} - \varphi_{\min} < \pi$, смещением минимума ФРХ в сторону низких, а максимума – в сторону высоких частот относительно центра $\varphi(\xi_R) = 0$:

$$\xi_{e_2}^1 = \xi_R \pm \sqrt{(1 - |A|)(1 + \xi_R^2)}; \quad \xi_{e_2} < \xi_R < \xi_{e_1};$$

этот режим совместим с режимами «R...», «S...», «P...».

- Докритический режим (по [11] режим «...4...»), определяемый условием:

$$\operatorname{Re} \tilde{C}^P \equiv A = 0; \quad \operatorname{Re} \tilde{S}^P \equiv 1 + A = 1; \quad (4.11)$$

при этом

$$\sigma_A \equiv \text{sgn}(1+A)=1; \quad \tilde{C}^P = i \cdot B; \quad \tilde{S}^P = 1+i \cdot B; \quad D^P \equiv |\tilde{S}^P|^2 = 1+B^2 > 1; \quad \xi_R = \infty;$$

$$\text{tg} \varphi(\xi) = \frac{B}{1+B \cdot \xi + \xi^2} = \frac{-2\xi_1}{1-\xi_1^2 + (\xi - \xi_1)^2}; \quad k(\xi) = \frac{4\xi_1(\xi - \xi_1)}{[1+(\xi - 2\xi_1)^2](1+\xi^2)};$$

$$\xi_1 = (\xi_n + \xi_3)/2 = -B/2; \quad D(\xi_1) = 1;$$

этому режиму свойственна немонотонная одnogорбая ФРХ, симметричная относительно точки $\xi_1 = -B/2$, в которой $D(\xi_1) = 1$, с одним экстремумом в точке ξ_1 :

$$k(\xi_1) = 0; \quad \text{tg} \varphi_{\text{ext}} = \text{tg} \varphi(\xi_1) = -2\xi_1 / (1 - \xi_1^2) = B / [1 - (B/2)^2];$$

этот режим совместим только с режимом «Р...» ($D^P > 1$).

• Докритический режим (по [11] режим «...5...»), определяемый условием:

$$\text{Re} \tilde{C}^P \equiv A = |A| > 0; \quad \text{Re} \tilde{S}^P = 1 + |A| > 1;$$

при этом

$$\sigma_A \equiv \text{sgn}(1+A)=1; \quad D^P \equiv |\tilde{S}^P|^2 = (1+|A|)^2 + B^2 > 1;$$

$$\xi_R = \sigma_B \cdot |B/A| = \sigma_B \cdot |\xi_R|; \quad \varphi(\xi_R) = 0; \quad k(\xi_R) = \frac{-|A|}{(1+|A|)(1+\xi_R^2)} < 0;$$

этому режиму свойственна немонотонная ФРХ с двумя экстремумами $\varphi_{\text{max}} = \varphi(\xi_{e_1}^1)$, отрицательной крутизной между ними $k(\xi_R) < 0$ (полосно-падающая ФРХ), с размахом $\Delta\varphi = \varphi_{\text{max}} - \varphi_{\text{min}} < \pi$, смещением максимума ФРХ в сторону низких, а минимума – в сторону высоких частот относительно центра $\varphi(\xi_R) = 0$:

$$\xi_{e_1}^1 = \xi_R \mp \sqrt{(1+|A|)(1+\xi_R^2)}; \quad \xi_{e1} < \xi_R < \xi_{e2};$$

этот режим совместим только с режимом «Р...» ($D^P > 1$).

• Режим смещения импульса пропускания в сторону низких, а импульса заграждения в сторону высоких частот (по [11] режим «... a »):

$$\operatorname{Im}\tilde{S}^P \equiv B < 0; \quad \sigma_B = -1; \quad \xi_1 = \sigma_D \cdot |\xi_1|; \quad \Delta\xi = -|\Delta\xi|;$$

$$\xi_{II} = -|\xi_{II}| = -|\Delta\xi| + \sigma_D \cdot |\xi_1| < 0 < |\Delta\xi| + \sigma_D \cdot |\xi_1| = |\xi_3| = \xi_3.$$

- Режим смещения импульса заграждения в сторону низких, а импульса пропускания в сторону высоких частот (по [11] режим «...b»):

$$\operatorname{Im}\tilde{S}^P \equiv B > 0; \quad \sigma_B = 1; \quad \xi_1 = -\sigma_D \cdot |\xi_1|; \quad \Delta\xi = |\Delta\xi|;$$

$$\xi_3 = -|\xi_3| = -|\Delta\xi| - \sigma_D \cdot |\xi_1| < 0 < |\Delta\xi| - \sigma_D \cdot |\xi_1| = |\xi_{II}| = \xi_{II}.$$

- Режим симметрии ЭРХ и крутизны ФРХ (по [11] режим «...c»):

$$\operatorname{Im}\tilde{S}^P \equiv B = 0; \quad \xi_R = 0; \quad (4.12)$$

в этом режиме ЭРХ имеет либо только импульс пропускания (по [11] режим «P...c»), либо только импульс заграждения (по [11] режим «R...c»):

$$\Delta D^3 = 0; \quad |\xi_3| = \infty; \quad D^n = D^P > 1; \quad \xi_n = 0 \text{ при } \sigma_D = 1;$$

$$\Delta D^n = 0; \quad |\xi_n| = \infty; \quad D^3 = D^P < 1; \quad \xi_3 = 0 \text{ при } \sigma_D = -1.$$

- Режим равномерной ЭРХ при монотонно-падающей ФРХ (по [11] режим «S1c»):

$$D(\xi) = D^P = D^c = 1; \quad \operatorname{Im}\tilde{S}^P = B = 0; \quad \tilde{S}^P = \operatorname{Re}\tilde{S}^P = 1 + A = -1. \quad (4.13)$$

4.5. Резонансные характеристики ослабления

Экспериментально параметры ЭРХ (АРХ) измеряются в логарифмических единицах. Введем ослабление (в децибелах) в направлении плеч $j \rightarrow i$ (рис. 4.2):

$$L_{ij} = 10 \lg |U_j^n / U_i^{om}|^2 = 10 \lg (1 / |S_{ij}|^2)$$

или, опуская номера плеч:

$$L = 10 \cdot \lg (1 / |S|^2) = L^0 + \Delta L,$$

где $L^\varnothing$ – внерезонансное ослабление (ослабление базовой ЭС):

$$L^\varnothing = L|_{\xi=\mp\infty} = L(\xi_1) = 10 \cdot \lg(1/|S^\varnothing|^2);$$

ΔL – гиромагнитное ослабление (за счет гиромагнитной связи):

$$\Delta L = \Delta L(\xi) = 10 \cdot \lg(1/|\tilde{S}|^2) = 10 \cdot \lg(1/D).$$

В точке наибольшего пропускания:

$$D^n = D(\xi_n) > 1; \quad \Delta L^n = 10 \cdot \lg(1/D^n) < 0;$$

$$L^n = L(\xi_n) = L^\varnothing + \Delta L^n < L^\varnothing.$$

В точке наибольшего заграждения:

$$D^3 = D(\xi_3) < 1; \quad \Delta L^3 = 10 \cdot \lg(1/D^3) > 0;$$

$$L^3 = L(\xi_3) = L^\varnothing + \Delta L^3 > L^\varnothing.$$

Нагруженная полоса резонанса обычно отсчитывается по резонансной характеристике ослабления. При условии симметрии ЭРХ ($B=0$, режимы «...с») уровень отсчёта нагруженной полосы резонанса $2\Delta f_n = f_2 - f_1 = \Delta f_n(\xi_2 - \xi_1)$, т.е. уровень соответствующий границам полосы резонанса $\xi_{1,2} = f_{1,2}/\Delta f_n = \mp 1$, по амплитудной резонансной характеристике и по резонансной характеристике ослабления определяется соотношениями:

$$|S^{ot}| = |S|_{\xi=\mp 1} = |S^\varnothing| |\tilde{S}^{ot}| = |S^\varnothing| \sqrt{(1 + |\tilde{S}^P|^2)/2} = |S^P| \sqrt{(1 + |\tilde{S}^P|^2)/2};$$

$$\begin{aligned} L^{ot} = L_{\xi=\mp 1} &= 10 \cdot \lg(1/|S^{ot}|^2) = L^\varnothing + 3\text{дБ} - 10 \cdot \lg(1 + 10^{-0.1 \cdot \Delta L^P}) = \\ &= L^P + 3\text{дБ} - 10 \cdot \lg(1 + 10^{0.1 \cdot \Delta L^P}), \end{aligned}$$

где $L^\varnothing$ – внерезонансное ослабление; $L^P = 10 \cdot \lg(1/|S^P|^2) = L^\varnothing + \Delta L^P$ – резонансное ослабление; ΔL^P – размах резонансной характеристики ослабления:

$$\begin{aligned} \Delta L^P &= 10 \cdot \lg(1/|\tilde{S}^P|^2) = L^P - L^\varnothing = \\ &= -\sigma_D |\Delta L^P| = \begin{cases} |\Delta L^P| > 0; & (\text{в режимах заграждения "R...c"}); \\ -|\Delta L^P| < 0; & (\text{в режимах пропускания "P...c"}). \end{cases} \end{aligned}$$

Таким образом, нагруженная полоса резонанса отсчитывается относительно внерезонансного ослабления на уровне

$$L^{OT} - L^\varnothing = 3\text{дБ} - 10 \cdot \lg(1 + 10^{-0.1\Delta L^P}), \quad (4.14)$$

или относительно резонансного ослабления на уровне

$$L^{OT} - L^P = 3\text{дБ} - 10 \cdot \lg(1 + 10^{0.1\Delta L^P}). \quad (4.15)$$

Если в режиме резонансного заграждения («R...c») $\Delta L^P \geq 13\text{дБ}$, то

$$\begin{aligned} |\tilde{S}^P|^2 &= 10^{-0.1\Delta L^P} \leq 0,05 \ll 1; \quad 10 \cdot \lg(1 + |\tilde{S}^P|^2) \approx 0; \\ L^{OT} - L^\varnothing &\approx 3\text{дБ}. \end{aligned}$$

Если же в режиме резонансного пропускания («P...c») $\Delta L^P \leq -13\text{дБ}$, т.е. $|\Delta L^P| \geq 13\text{дБ}$, то

$$\begin{aligned} |\tilde{S}^P|^{-2} &= 10^{0.1\Delta L^P} \leq 0,05 \ll 1; \quad 10 \cdot \lg(1 + |\tilde{S}^P|^{-2}) \approx 0; \\ L^{OT} - L^P &\approx 3\text{дБ}. \end{aligned}$$

4.6. Характеристика группового времени запаздывания

Групповое время запаздывания (ГВЗ) при передаче сигнала из одного плеча гиромагнитного узла в другое определяется соотношением:

$$\tau = -\frac{d}{d\omega}(\arg S) = -\frac{d}{d\omega}(\arg(S^\varnothing \cdot \tilde{S})) = \tau^\varnothing + \Delta\tau, \quad (4.16)$$

где $\tau^\varnothing$ – ГВЗ базовой ЭС (за счет негиромагнитной связи плеч):

$$\tau^{\circ} = -\frac{d}{d\omega}(\arg S^{\circ}) = -\frac{d\varphi^{\circ}}{d\omega};$$

$\Delta \tau$ – гиромагнитная составляющая ГВЗ:

$$\Delta \tau = -\frac{d}{d\omega}(\arg \tilde{S}) = -\frac{d\varphi(\xi)}{d\omega} = -\frac{d\xi}{d\omega}k(\xi);$$

$k(\xi) = \frac{d\varphi(\xi)}{d\xi}$ – введенная выше крутизна фазовой резонансной характеристики.

Величина $\Delta \tau(\xi)$ описывает зависимость ГВЗ от расстройки частоты сигнала относительно собственной частоты нагруженного ГР $\xi = (\omega - \omega_H) / \alpha_H$, обусловленную резонансной зависимостью $\tilde{S}(\xi)$. Входящие в выражение ξ величины α_H , ω_H также зависят от частоты вследствие частотной зависимости составляющих коэффициента связи $\beta'(\omega)$, $\beta''(\omega)$:

$$\alpha_H(\omega) = \alpha_0[1 + \beta'(\omega)]; \quad \omega_H(\omega) = \omega_0 - \alpha_0 \cdot \beta''(\omega).$$

Однако вблизи резонанса, в малой по сравнению с ω и ω_H области частот (порядка нескольких полос резонанса), в которой существенна резонансная зависимость $\tilde{S}(\xi)$, величины β' , β'' имеют слабую зависимость от ω , что позволяет принять:

$$\begin{aligned} \frac{d\xi}{d\omega} &= \frac{d}{d\omega} \left[\frac{\omega - \omega_H(\omega)}{\alpha_H(\omega)} \right] \approx \frac{1}{\alpha_H(\omega)}; \\ \Delta \tau &\approx -\frac{k(\xi)}{\alpha_H(\omega)} = -\frac{k(\xi)}{\alpha_0[1 + \beta'(\omega)]} = -\tau_H(\omega) \cdot k(\xi) = -\frac{\tau_0 \cdot k(\xi)}{1 + \beta'(\omega)} = \\ &= -\frac{2Q_0(\omega)}{\omega \cdot [1 + \beta'(\omega)]} k(\xi) = -\frac{2Q_H(\omega)}{\omega} k(\xi), \end{aligned} \quad (4.17)$$

где $2\alpha_0$, $2\alpha_H$ – собственная и нагруженная полосы резонанса ГР; τ_0 , $\tau_H(\omega)$ – постоянная времени ненагруженного и нагруженного ГР; $Q_0(\omega)$, $Q_H(\omega)$ – собственная и нагруженная добротности ГР на частоте ω :

$$\tau_0 = 1/\alpha_0; \quad \tau_H(\omega) = 1/\alpha_H(\omega) = \tau_0 / [1 + \beta'(\omega)];$$

$$Q_0(\omega) = \omega/(2\alpha_0); \quad Q_H(\omega) = \omega/[2\alpha_H(\omega)] = Q_0(\omega)/[1 + \beta'(\omega)].$$

Полагая, что в рабочем диапазоне частот гиромагнитного узла

$$\tau_0 = 1/\alpha_0 = 2Q_0(\omega)/\omega = 2Q_0(\omega_c)/\omega_c = \text{const},$$

выразим $\Delta\tau$ через среднюю частоту диапазона $\omega_c = 2\pi \cdot f_c$ и нормированную частоту $\nu = f/f_c$:

$$\Delta\tau = -\frac{Q_0(\omega_c)}{\pi \cdot f_c [1 + \beta'(\nu)]} k(\xi).$$

5. ЧАСТОТНЫЕ ЗАВИСИМОСТИ ПАРАМЕТРОВ И ФОРМЫ РЕЗОНАНСНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ГИРОМАГНИТНЫХ УЗЛОВ НА СОЧЛЕНЕНИЯХ ПОЛОСКОВЫХ ЛИНИЙ

5.1. Параметры резонансных характеристик исследуемого гиромагнитного узла

Для исследуемого гиромагнитного узла в виде крестообразного сочленения двухсвязных линий с размещенным в нем ГР согласно (2.33), (2.34), (4.1) резонансные характеристики отражения описываются параметрами:

$$\left. \begin{aligned} \tilde{C}_{jj}^P = \tilde{C}_{11}^P = \tilde{C}_{22}^P &= \frac{-\beta' + i4\beta'' / b_{\Sigma}^2}{1 + \beta'}; \quad \tilde{S}_{jj}^P = 1 + \tilde{C}_{jj}^P = \frac{1 + i4\beta'' / b_{\Sigma}^2}{1 + \beta'}; \\ A_{jj} = \operatorname{Re} \tilde{C}_{jj}^P &= \frac{-\beta'}{1 + \beta'}; \quad B_{jj} = \operatorname{Im} \tilde{C}_{jj}^P = \frac{4\beta''}{(1 + \beta') \cdot b_{\Sigma}^2}; \\ D_{jj}^P = |\tilde{S}_{jj}^P|^2 &= \frac{1 + (4\beta'')^2 / b_{\Sigma}^4}{(1 + \beta')^2}, \end{aligned} \right\} \quad (5.1)$$

а резонансные характеристики передачи в прямом (S_{21}) и обратном (S_{12}) направлениях – параметрами:

$$\left. \begin{aligned} \tilde{C}_{12}^P = \frac{\pm \beta_0 \Delta b - \beta}{1 + \beta'}; \quad \tilde{S}_{12}^P = 1 + \tilde{C}_{12}^P &= \frac{1 \pm \beta_0 \Delta b - i\beta''}{1 + \beta'}; \\ A_{12} = \operatorname{Re} \tilde{C}_{12}^P &= -\left(\frac{\beta' \mp \beta_0 \Delta b}{1 + \beta'} \right); \quad B_{12} = \operatorname{Im} \tilde{C}_{12}^P = B_{21} = \operatorname{Im} \tilde{C}_{21}^P = \frac{-\beta''}{1 + \beta'}; \\ D_{12}^P = |\tilde{S}_{12}^P|^2 &= \frac{(1 \pm \beta_0 \Delta b)^2 + (\beta'')^2}{(1 + \beta')^2}. \end{aligned} \right\} \quad (5.2)$$

Условие (4.12) реализации режима симметрии ЭРХ и крутизны ФРХ (режим «...с») для всех коэффициентов рассеяния рассматриваемого узла сводится к соотношениям:

$$\operatorname{Im} \tilde{S}_{ij}^P \equiv B_{ij} = 0; \quad \Rightarrow \quad \beta'' = 0; \Rightarrow \left\{ \begin{array}{l} b_{\Sigma} = b_3 + b_4 = 0; \Rightarrow b_3 = -b_4; \\ 1 + b_3 b_4 = 0; \Rightarrow b_3 = -1/b_4. \end{array} \right\} \quad (5.3)$$

Условие реализации S-образной ЭРХ (режим «S...») для S_{21} сводится согласно (4.9), (5.2) к уравнению:

$$D_{21}^P \equiv |\tilde{S}_{21}^P|^2 = 1; \quad \Rightarrow \quad (1 - \beta_o \cdot \Delta b)^2 + (\beta'')^2 = (1 + \beta')^2. \quad (5.4)$$

Режим равномерной ЭРХ при монотонно-падающей ФРХ (режим «S1c») для S_{21} реализуется согласно (4.13), (5.2) при условии:

$$\operatorname{Re} \tilde{S}_{21}^P \equiv 1 + A_{21} = -1; \quad \Rightarrow \quad \beta_o = 2 / [\Delta b - 1 - (\Delta b)^2 / (4 + b_{\Sigma}^2)]. \quad (5.5)$$

Условие реализации одnogорбой ФРХ (режим «P4...») для S_{21} согласно (4.11), (5.2) не зависит от β_o и сводится к уравнению, связывающему только входные проводимости шлейфов:

$$\operatorname{Re} \tilde{S}_{21}^P \equiv 1 + A_{21} = 1; \quad \Rightarrow \quad \beta' + \beta_o \cdot \Delta b = 0; \quad \Rightarrow \quad (1 + \Delta b)(4 + b_{\Sigma}^2) + (\Delta b)^2 = 0. \quad (5.6)$$

Критический режим (реж. «...2...»), определяемый соотношением (4.10), возможен только для коэффициента передачи S_{21} и реализуется согласно (5.2) при условии:

$$\operatorname{Re} \tilde{S}_{21}^P = 0; \quad \Rightarrow \quad \beta_o \cdot \Delta b = 1,$$

то есть в случае, когда коэффициент связи ГР с регулярной базовой линией $\beta_o = \beta_{oc} \cdot \nu$ достигает критического значения:

$$\beta_o^{kp} = \nu \cdot \beta_{oc}^{kp} = 1 / \Delta b = 1 / (b_3 - b_4), \quad (5.7)$$

которое определяется только типом базовой ЭС.

На рис. 5.1, а прямыми линиями представлены зависимости от нормированной частоты ν величины $\beta_o = \beta_{oc} \cdot \nu$ для ряда значений $\beta_{oc} = \text{const}$, которые определяют угол наклона этих прямых; здесь же построены зависимости от ν величины $\beta_o^{kp} = 1 / \Delta b(\nu)$ для узлов типов «a», «b», «c». Критическому режиму соответствуют точки пересечения графиков $\beta_o(\nu)$ и $\beta_o^{kp}(\nu)$; абсцисса точки пересечения определяет частоту, на которой обеспечивается критический режим при фиксированном значении $\beta_{oc} = \text{const}$.

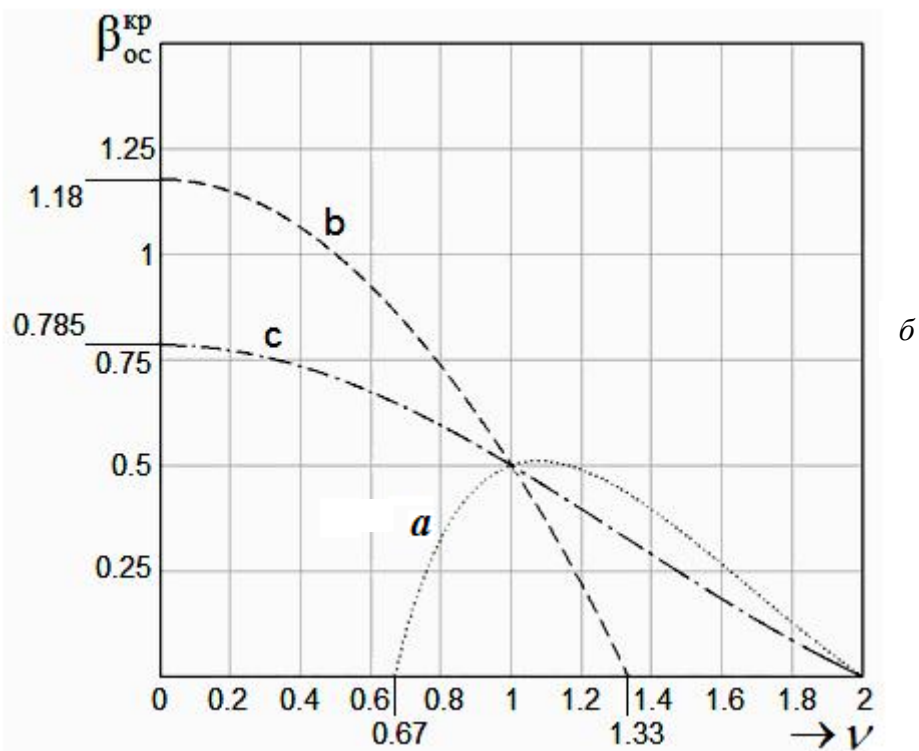
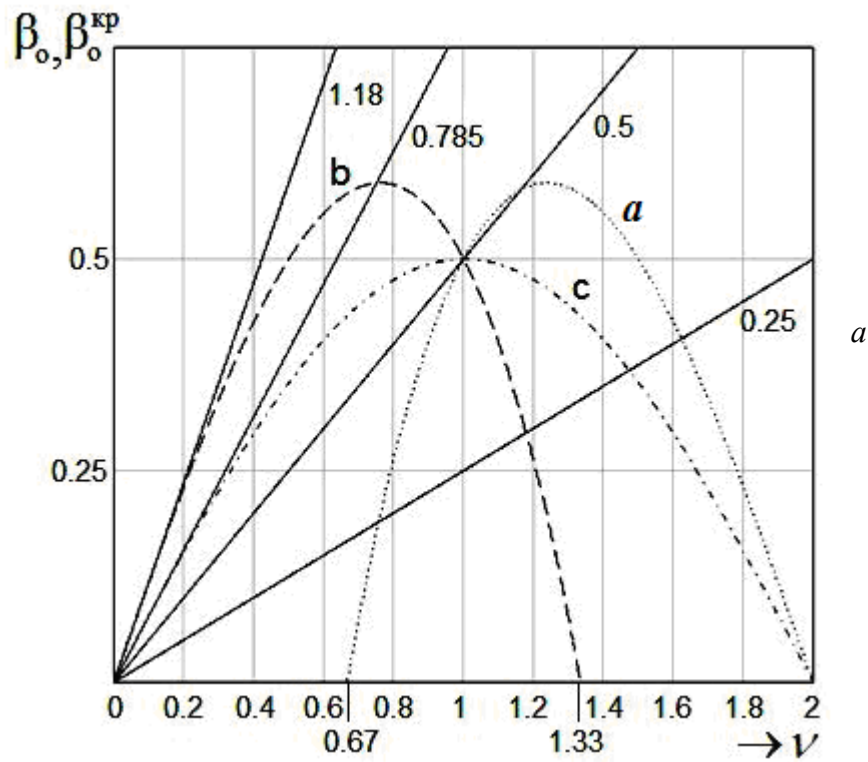


Рис. 5.1 – Зависимости от нормированной частоты $\nu = f / f_c$:

a – коэффициента связи ГР с регулярной линией $\beta_o = \beta_{oc} \cdot \nu$ (—) при $\beta_{oc} = \text{const}$ (цифры у графиков) и критического значения $\beta_o^{kp} = 1 / \Delta b$ параметра β_o ;

b – критического значения β_{oc}^{kp} параметра β_{oc} ; для узлов типа « a » (.....), « b » (— —), « c » (- - - -)

Напомним, что величина $\beta_{oc} = \beta_o|_{\nu=1}$ есть коэффициент связи ГР с регулярной линией на средней частоте $f_c(\nu=1)$. Этот коэффициент не зависит от типа сочленения. Согласно (3.19) при выбранных базовой линии и положении ГР в её поперечном сечении коэффициент β_{oc} определяется только собственными параметрами ГР (его объёмом V , намагниченностью насыщения M_o , собственной полосой резонанса $2\Delta H_o$) и может рассматриваться как обобщённый параметр ГР. При выбранном типе ЭС требуемый режим связи обеспечивается путём подбора ГР, т.е. вариации параметра β_{oc} . Критический режим реализуется при условии, что параметр β_{oc} достигает критического значения β_{oc}^{KP} , определяемого соотношением (5.7).

На рис.5.1, б представлены зависимости величины β_{oc}^{KP} от нормированной частоты ν для узлов типа «а», «b», «с». Для узла типа «а» максимальное значение величины β_{oc}^{KP} достигается на частоте $\nu \approx 1,08$ и составляет $\max \beta_{oc}^{KP} = \beta_{oc}^{KP}|_{\nu=1,08} \approx 0,51$; критический режим возможен при $\beta_{oc} < 0,51$ в частотном диапазоне $0,67 < \nu < 2$, на границах которого $\beta_{oc}^{KP} = 0$; при любом $\beta_{oc} = \text{const} < 0,51$ имеется две частоты критического режима. Для узла типа «b» $\max \beta_{oc}^{KP} = \beta_{oc}^{KP}|_{\nu=0} \approx 1,18$; критический режим возможен при $\beta_{oc} < 1,18$ в частотном диапазоне $0 < \nu < 1,33$; при каждом значении $\beta_{oc} = \text{const} < 1,18$ имеется одна частота критического режима. Для узла типа «с» $\max \beta_{oc}^{KP} = \beta_{oc}^{KP}|_{\nu=0} = \pi/4 \approx 0,785$; критический режим возможен при $\beta_{oc} < 0,785$ в частотном диапазоне $0 < \nu < 2$, где каждому значению $\beta_{oc} = \text{const} < 0,785$ соответствует одна частота критического режима. Обеспечение критического режима на средней частоте $f_c(\nu=1)$ требует значения $\beta_{oc}^{KP}|_{\nu=1} = 0,5$ для узлов всех трёх типов («а», «b», «с»).

На средней частоте рабочего диапазона $\nu = f / f_c = 1$ для всех трех типов ЭС с однородными реактивными шлейфами, обозначенных выше символами «а», «b», «с», получим:

$$b_3 = -b_4 = 1; \quad b_\Sigma = 0; \quad \Delta b = 2;$$

$$S_{jj}^{\mathcal{Q}} = 0; \quad S_{12}^{\mathcal{Q}} = S_{21}^{\mathcal{Q}} = 1; \quad \mathcal{Q} = \mathcal{Q}^{(1)} = -\mathcal{Q}^{(2)} = 1;$$

$$\beta'' = 0; \quad \beta = \beta' = 2\beta_0(f_c) = 2\beta_{oc}; \quad S_{jj}^P = 0;$$

$$B_{12} = 0; \quad \tilde{C}_{12}^P = A_{12} = 0; \quad S_{12}^P = \tilde{S}_{12}^P = 1;$$

$$B_{21} = 0; \quad \tilde{C}_{21}^P = A_{21} = -4\beta_{oc} / (1 + 2\beta_{oc}); \quad 0 \geq A_{21} > -2 \text{ (при } 0 \leq \beta_{oc} < \infty);$$

$$S_{21}^P = \tilde{S}_{21}^P = (1 - 2\beta_{oc}) / (1 + 2\beta_{oc});$$

$$\operatorname{tg} \varphi_{21} = 4\beta_{oc} \cdot \xi / \left[1 - 2\beta_{oc} + (1 + 2\beta_{oc}) \xi^2 \right]; \quad \operatorname{tg} \varphi_{21}^P = 0.$$

Как видим, на средней частоте резонансную зависимость от расстройки ГР имеет только коэффициент передачи S_{21} ; при этом в силу равенства $B_{21} = 0$ ЭРХ и крутизна ФРХ передачи симметричны (режим «...с»). Поскольку $D_{21}^P = |\tilde{S}_{21}^P|^2 < 1$ при любом β_{oc} , реализуется только режим резонансного заграждения (режим «R...с»). Возможен критический для S_{21} режим (режим «R2с»), который реализуется при условии $\tilde{S}_{21}^P = 1 + A_{21} = 0$, т.е. при критическом значении β_{oc} : $\beta_{oc}^{kp} = 0,5$. При $\beta_{oc} > 0,5$ имеет место закритический режим (режим «R1с»), а при $\beta_{oc} < 0,5$ – докритический режим (режим «R3с»). Режим выравнивания ЭРХ для S_{21} ($A_{21} = -2$) требует значения $\beta_{oc} = \infty$, то есть недостижим на средней частоте.

5.2. Баланс комплексных мощностей гироманнитного узла

Выше (глава 2) получены соотношения для комплексных мощностей излучения ГР P^u и колебаний намагниченности ГР в самосогласованном поле P , выраженные через произведения плотности магнитного тока на соответствующие поля. Зависимости активных составляющих этих мощностей $P_A^u(\xi)$, $P_A(\xi)$ от расстройки ξ имеют вид симметричной резонансной кривой – кривой Лоренца. Целесообразно рассмотреть, как связаны эти мощности с мощностями в плечах узла, передаваемыми через их поперечные сечения, и каким образом при симметрии резонансных ха-

рактик $P_A''(\xi)$, $P_A(\xi)$ формируются несимметричные энергетические резонансные характеристики расходящихся полей в плечах узла.

Комплексную мощность колебаний намагниченности ГР P можно определить как поток комплексного вектора Пойнтинга внутрь объема ГР V через ограничивающую его поверхность S , а этот поток представить в виде суммы комплексных мощностей P_j , поступающих в объем V через все плечи узла $j=1\div 4$:

$$P = -\oint_S \overline{\Pi} \bar{n}_n dS = \sum_j P_j; \quad (5.8)$$

$$P_j = \int_{S_j} \overline{\Pi}^{(j)} \bar{1}_{\zeta j} dS = 0,5 U_j I_j^*,$$

где $\bar{1}_n$ – орт внешней нормали к поверхности S ; $\bar{1}_{\zeta j}$ – орт оси j -го плеча, направленный к центру структуры; S_j – поперечное сечение j -го плеча. Соотношение (5.8) есть уравнение баланса комплексных мощностей гиромагнитного узла. Определим слагаемые этого уравнения, т.е. комплексные мощности P_j в плечах узла при его возбуждении с плеча 1, когда $U_1'' \neq 0$, $U_2'' = 0$ (рис.5.2).

Комплексная мощность во входном плече 1:

$$\begin{aligned} P_1 &= 0,5 U_1 I_1^* = (1 + S_{11}) \left(1 - S_{11}^* \right) |U_1''|^2 / 2 = \\ &= \left[1 - |S_{11}|^2 + \left(S_{11} - S_{11}^* \right) \right] P_1'' = P_1'' - P_1^{OT} + i P_{1R}. \end{aligned}$$

Здесь $P_1'' = 0,5 |U_1''|^2$ – мощность падающей волны; $P_1^{OT} = |S_{11}|^2 P_1''$ – активная отражённая мощность в плече 1; $P_{1R} = \text{Im}(P_1)$ – реактивная мощность в плече 1.

Активная отражённая мощность в плече 1 может быть представлена в виде:

$$P_1^{OT} = |S_{11}|^2 P_1'' = |S_{11}^\partial + C_{11}|^2 P_1'' = P_1^{OT.\partial} + P_1'' + \Delta P_1;$$

где $P_1^{OT.\mathcal{E}}$ – активная мощность волны, отражённой от ЭС:

$$P_1^{OT.\mathcal{E}} = |S_{11}^{\mathcal{E}}|^2 P_1^{\Pi} = P_1^{\Pi} b_{\Sigma}^2 / (4 + b_{\Sigma}^2);$$

P_1^{Π} – активная мощность излучения ГР в плечо 1:

$$P_1^{\Pi} = 0,5 \cdot |U_H^{(-1)}|^2 = |C_{11}|^2 P_1^{\Pi} = P_1^{\Pi} |S_{11}^{\mathcal{E}}|^2 (A_{11}^2 + B_{11}^2) / (1 + \xi^2);$$

ΔP_1 – интерференционная активная мощность в плече 1, обусловленная интерференцией поля излучения ГР и поля, отражённого ЭС:

$$\Delta P_1 = \left(S_{11}^{\mathcal{E}*} C_{11} + S_{11}^{\mathcal{E}} C_{11}^* \right) P_1^{\Pi} = |S_{11}^{\mathcal{E}}|^2 \left(\tilde{C}_{11}^* + \tilde{C}_{11} \right) P_1^{\Pi} = |S_{11}^{\mathcal{E}}|^2 \cdot 2 \cdot \left(\frac{A_{11} + B_{11} \cdot \xi}{1 + \xi^2} \right) P_1^{\Pi}.$$

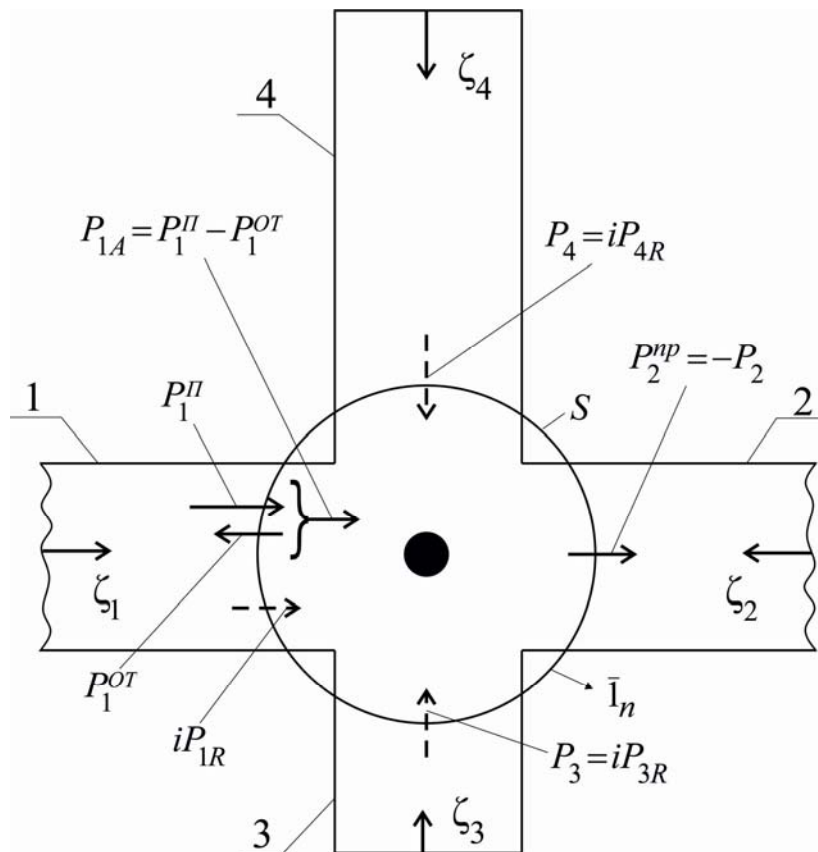


Рис. 5.2 – Активные P_{jA} ($\longrightarrow$) и реактивные P_{jR} ($\dashrightarrow$) мощности в плечах узла ($j=1\div4$)

С учётом этих соотношений активная отражённая мощность в плече 1 выразится через энергетическую резонансную характеристику (ЭРХ) отражённого сигнала $D_{11}(\xi)$, введённую в главе 4:

$$P_1^{OT} = |S_{11}^\partial|^2 \left(\frac{D_{11}^P + 2B_{11} \cdot \xi + \xi^2}{1 + \xi^2} \right) P_1^H = |S_{11}^\partial|^2 D_{11}(\xi) P_1^H.$$

Нетрудно убедиться, что приведённое здесь выражение для P_1^H и введённое выше соотношение $P_1^H = \beta_1 P_T$ дают одинаковый результат.

Реактивную мощность в плече 1 можно представить в виде:

$$\begin{aligned} P_{1R} &= \text{Im}(P_1) = 2\text{Im}(S_{11})P_1^H = -i \left(S_{11} - S_{11}^* \right) P_1^H = \\ &= -i \left[\left(S_{11}^\partial - S_{11}^{*\partial} \right) + \left(C_{11} - C_{11}^* \right) \right] P_1^H = P_{1R}^\partial + P_{1R}^H, \end{aligned}$$

где P_{1R}^∂ – реактивная мощность в плече 1, обусловленная фазовым сдвигом между волной, отражённой ЭС, и падающей волной:

$$P_{1R}^\partial = -i \left(S_{11}^\partial - S_{11}^{*\partial} \right) P_1^H = -P_1^H \cdot 4b_\Sigma / (4 + b_\Sigma^2);$$

P_{1R}^H – реактивная мощность в плече 1, обусловленная фазовым сдвигом между полем излучения ГР и падающей волной:

$$\begin{aligned} P_{1R}^H &= -i \cdot 0,5 \left(U_H^{(-1)} U_1^{H*} - U_H^{(-1)*} U_1^H \right) = -i \left(C_{11} - C_{11}^* \right) P_1^H = -i \left(S_{11}^\partial \tilde{C}_{11} - S_{11}^{*\partial} \tilde{C}_{11}^* \right) P_1^H = \\ &= -\frac{2b_\Sigma}{(1 + \xi^2)(4 + b_\Sigma^2)} \left[(2A_{11} + B_{11}b_\Sigma) + \xi(2B_{11} - A_{11}b_\Sigma) \right] P_1^H. \end{aligned}$$

Мощность в согласованном выходном плече 2 при возбуждении узла с плеча 1 является чисто активной и определяется соотношением:

$$\begin{aligned} P_2 &= 0,5 \cdot U_2 I_2^* = -0,5 |U_2^{OT}|^2 = -|S_{21}|^2 |U_1^H|^2 / 2 = -|S_{21}^\partial + C_{21}|^2 P_1^H = \\ &= -(P_2^\partial + P_2^H + \Delta P_2) = -P_2^{HP}, \end{aligned}$$

где P_2^∂ – мощность, передаваемая в плечо 2 ЭС при отсутствии ГР:

$$P_2^{\mathfrak{I}} = |S_{21}^{\mathfrak{I}}|^2 P_1^{\Pi} = P_1^{\Pi} \cdot 4 / (4 + b_{\Sigma}^2);$$

$P_2^{\mathfrak{I}}$ – мощность излучения ГР в плечо 2:

$$P_2^{\mathfrak{I}} = 0,5 \cdot |U_{\mathfrak{H}}^{(-2)}|^2 = |C_{21}|^2 P_1^{\Pi} = P_1^{\Pi} |S_{21}^{\mathfrak{I}}|^2 (A_{21}^2 + B_{21}^2) / (1 + \xi^2);$$

ΔP_2 – интерференционная активная мощность, обусловленная интерференцией поля ЭС и поля излучения ГР в плече 2:

$$\begin{aligned} \Delta P_2 &= \left(S_{21}^{\mathfrak{I}} C_{21}^* + S_{21}^{\mathfrak{I}*} C_{21} \right) P_1^{\Pi} = |S_{21}^{\mathfrak{I}}|^2 \left(\tilde{C}_{21}^* + \tilde{C}_{21} \right) P_1^{\Pi} = \\ &= P_1^{\Pi} |S_{21}^{\mathfrak{I}}|^2 2(A_{21} + B_{21} \cdot \xi) / (1 + \xi^2); \end{aligned}$$

$P_2^{\Pi\Pi}$ – прошедшая в плечо 2 активная мощность; суммируя составляющие этой мощности, получим её выражение через ЭРХ прошедшего сигнала $D_{21}(\xi)$, введённую в главе 4:

$$P_2^{\Pi\Pi} = |S_{21}^{\mathfrak{I}}|^2 \left(\frac{D_{21}^P + 2B_{21} \cdot \xi + \xi^2}{1 + \xi^2} \right) P_1^{\Pi} = |S_{21}^{\mathfrak{I}}|^2 D_{21}(\xi) P_1^{\Pi}.$$

Представленное здесь соотношение для $P_2^{\mathfrak{I}}$ приводится к полученному выше выражению $P_2^{\mathfrak{I}} = \beta_2 P_{\Gamma}$.

Комплексная мощность в шлейфах (инд. «ш», $k=3,4$):

$$\begin{aligned} P_{\text{ш}} &= \sum_k P_k = \sum_k 0,5 U_k I_k^* = \sum_k 0,5 \left(U_0^{(k)} + U_{\mathfrak{H}}^{(k)} \right) \left(I_0^{(k)} + I_{\mathfrak{H}}^{(k)} \right)^* = \\ &= P_{\text{ш}}^{\mathfrak{I}} - P_{\text{ш}}^{\mathfrak{H}} + \Delta P_{\text{ш}}, \end{aligned}$$

где $U_0^{(k)}, I_0^{(k)}$ – первичные напряжение и ток k -го шлейфа; $P_{\text{ш}}^{\mathfrak{I}}$ – мощность, возбуждаемая в шлейфах первичным полем ЭС (без ГР):

$$P_{\text{ш}}^{\mathfrak{I}} = \sum_k 0,5 U_0^{(k)} I_0^{(k)*} = i \cdot P_1^{\Pi} 4b_{\Sigma} / (4 + b_{\Sigma}^2) = i \cdot P_{\text{шр}}^{\mathfrak{I}};$$

$P_{\text{ш}}^{\mathfrak{H}}$ – мощность излучения ГР в шлейфы:

$$\begin{aligned}
P_{III}^H &= \sum_k P_k^H = - \sum_k 0,5 U_H^{(k)} I_H^{(k)*} = -i \sum_k 0,5 \left| U_H^{(-k)} \right|^2 \cdot 4b_k / (1 + b_k^2) = \\
&= -i \cdot 8\beta_0^2 \left| \frac{\chi_H}{\chi_P} \right|^2 \cdot b_\Sigma \left(\frac{1 + b_3 b_4}{4 + b_\Sigma^2} \right) \left| \frac{\mathcal{H}_\Pi^{(1)}}{h} \right|^2 \cdot P_1^\Pi = -i \cdot \beta'' \cdot P_T = i \cdot P_{III}^H;
\end{aligned}$$

ΔP_{III} — интерференционная мощность, обусловленная интерференцией первичных полей и полей излучения в шлейфах:

$$\Delta P_{III} = \sum_k \Delta P_k = \sum_k 0,5 \left(U_0^{(k)} I_H^{(k)*} + I_0^{(k)*} U_H^{(k)} \right).$$

Подставляя выражения для амплитуд первичных полей шлейфов $U_0^{(k)}, I_0^{(k)}$ из (1.15), (1.16) и полей излучения в шлейфы $U_H^{(k)}, I_H^{(k)}$ из (2.6), (2.5), выражая M_Π через нагруженную восприимчивость χ_H и первичное поле $H_\Pi^O = \mathcal{H}_\Pi^{(1)} U_1^\Pi$, получим:

$$\Delta P_{III} = -i \frac{8\beta_0}{(1 + \xi^2)(1 + \beta')} \cdot \frac{\Delta b}{(4 + b_\Sigma^2)^2} \left\{ b_\Sigma \cdot \Delta b + \xi [b_\Sigma^2 + 2(2 + \Delta b)] \right\} P_1^\Pi = i \cdot \Delta P_{III}.$$

Раскрывая исходное уравнение энергетического баланса (5.8) с учётом введённых парциальных мощностей, получим:

$$P = P_1^\Pi - P_1^{OT} - P_2^{IP} + i \cdot (P_{1R} + P_{III});$$

$$P_A \equiv \text{Re}(P) = P_1^\Pi - (P_1^{OT, \varnothing} + P_1^H + \Delta P_1) - (P_2^\varnothing + P_2^H + \Delta P_2);$$

$$P_R \equiv \text{Im}(P) = (P_{1R}^\varnothing + P_{1R}^H) + (P_{IIIR}^\varnothing - P_{IIIR}^H + \Delta P_{IIIR}).$$

Баланс комплексных мощностей ЭС (без ГР) состоит в равенстве нулю комплексной мощности $P^\varnothing$, поступающей в объём, ограниченный воображаемой поверхностью ГР, при отсутствии последнего:

$$\text{Re}(P^\varnothing) = P_1^\Pi - (P_1^{OT, \varnothing} + P_2^\varnothing) = \left(1 - |S_{11}^\varnothing|^2 - |S_{21}^\varnothing|^2 \right) P_1^\Pi = 0;$$

$$\text{Im}(P^\varnothing) = P_{1R}^\varnothing + P_{IIIR}^\varnothing = 0.$$

С учётом последних соотношений баланс активных и реактивных мощностей гироманнитного узла запишется в виде:

$$P_A \equiv \operatorname{Re}(P) = -(\Delta P_1 + \Delta P_2) - (P_1'' + P_2'');$$

$$P_R \equiv \operatorname{Im}(P) = P_{1R}'' + \Delta P_{1R} - P_{1R}''.$$

Сумма $P_1'' + P_2''$ есть активная мощность излучения ГР:

$$P_A'' = P_1'' + P_2'' = (\beta_1 + \beta_2) P_T = \beta' P_T.$$

В сумме интерференционных активных мощностей $\Delta P_1 + \Delta P_2$ слагаемые $|S_{11}^{\mathfrak{A}}|^2 B_{11} \cdot \xi$ и $|S_{21}^{\mathfrak{A}}|^2 B_{21} \cdot \xi$, содержащие первую степень расстройки ξ , равны по величине и противоположны по знаку, т.е. выпадают, что приводит к результату:

$$\Delta P_1 + \Delta P_2 = \frac{2}{(1 + \xi^2)} \left(|S_{11}^{\mathfrak{A}}|^2 A_{11} + |S_{21}^{\mathfrak{A}}|^2 A_{21} \right) P_1'' = -(1 + \beta') P_T.$$

Реактивная мощность излучения ГР в шлейфы определяется соотношением:

$$P_{1R}'' = -i(P_3'' + P_4'') = -(\beta_3'' + \beta_4'') P_T = -\beta'' P_T.$$

В сумме реактивных мощностей $P_{1R}'' + \Delta P_{1R}$ сохраняются только члены, содержащие сомножителем 1-ю степень расстройки ξ , а остальные сокращаются, в результате чего получим:

$$P_{1R}'' + \Delta P_{1R} = -\xi(1 + \beta') P_T.$$

Таким образом, баланс активной, реактивной и комплексной мощностей гироманнитного узла сводится к полученным в главе 2 соотношениям:

$$P_A \equiv \operatorname{Re}(P) = P_T; \quad P_R \equiv \operatorname{Im}(P) = -[\xi(1 + \beta') - \beta''] P_T;$$

$$P \equiv P_A + iP_R = P_T \{1 - i[\xi(1 + \beta') - \beta'']\}.$$

5.3. Особенности характеристик гироманнитного узла на основе структуры с разомкнутым и короткозамкнутым шлейфами

Согласно принятым обозначениям ЭС типа «с» имеет однородные реактивные шлейфы длиной $l_3 = l_4 = \Lambda(f_c)/8$ (плечо 3 – ХХ-шлейф, плечо 4 – КЗ-шлейф), реактивные входные проводимости которых заданы соотношениями (1.6):

$$b_3 = tg(\pi\nu/4); \quad b_4 = -ctg(\pi\nu/4).$$

В этом случае базовая ЭС имеет параметры:

$$b_3 \cdot b_4 = -1; \quad b_\Sigma = b_3 + b_4 = -2 \cdot ctg(\pi\nu/2); \quad \Delta b = b_3 - b_4 = 2 / \sin(\pi\nu/2);$$

$$S_{jj}^\Theta = -\cos(\pi\nu/2) \cdot e^{-i \cdot \pi\nu/2}; \quad S_{12}^\Theta = S_{21}^\Theta = i \cdot \sin(\pi\nu/2) \cdot e^{-i \cdot \pi\nu/2};$$

$$\Theta = \frac{\sqrt{1 + \sin(\pi\nu/2)} - \sqrt{1 - \sin(\pi\nu/2)}}{\sqrt{1 + \sin(\pi\nu/2)} + \sqrt{1 - \sin(\pi\nu/2)}}.$$

Условие существования поля правой круговой поляризации при возбуждении ЭС с плеча 1 ($b_3 = -b_4 = 1$), условие согласования ЭС ($S_{jj}^\Theta = 0$) и условие максимальной передачи ($|S_{12}^\Theta| = |S_{21}^\Theta| = 1$) выполняются на средней частоте $\nu = f / f_c = 1$.

Параметры гироманнитного узла на основе ЭС типа «с» определяются соотношениями:

$$\beta = \beta' = 2\beta_0 = 2\beta_{oc} \cdot \nu; \quad \beta'' = 0; \quad B_{11} = B_{22} = B_{12} = B_{21} = 0; \quad (5.9)$$

$$\left. \begin{aligned} A_{jj} &= -2\beta_0 / (1 + 2\beta_0); \quad \tilde{S}_{jj}^P \equiv 1 + A_{jj} = 1 / (1 + 2\beta_0); \\ S_{jj}^P &= S_{jj}^\Theta \cdot \tilde{S}_{jj}^P = -e^{-i \cdot 0,5 \cdot \pi\nu} \cos(0,5 \cdot \pi\nu) / (1 + 2\beta_0); \end{aligned} \right\} \quad (5.10)$$

$$\left. \begin{aligned} A_{12} &= \frac{-2\beta_0}{(1 + 2\beta_0)} \left[1 \mp \frac{1}{\sin(\pi\nu/2)} \right]; \quad \tilde{S}_{12}^P \equiv 1 + A_{12} = \frac{1 \pm 2\beta_0 / \sin(0,5\pi\nu)}{1 + 2\beta_0}; \\ S_{12}^P &= S_{12}^\Theta \cdot \tilde{S}_{12}^P = i \cdot e^{-i \cdot 0,5 \cdot \pi\nu} \left[\frac{\sin(0,5 \cdot \pi \cdot \nu) \pm 2\beta_0}{1 + 2\beta_0} \right]. \end{aligned} \right\} \quad (5.11)$$

Как следует из (5.9), для всех коэффициентов рассеяния на всех частотах выполняется условие симметрии ЭРХ и крутизны ФРХ $B_{ij} = 0$ (режим «...с»).

Согласно (5.11) для коэффициента передачи S_{21} с изменением частоты ν (при $\beta_{oc} = \text{const}$) или β_{oc} (при $\nu = \text{const}$) возможен переход через критический режим (режим «R2с») и режим выравнивания ЭРХ (режим «S1с»).

Критический режим (режим «...2...») для коэффициента передачи S_{21} , определяемый соотношениями (4.10), (5.7), реализуется при условии, что коэффициент связи ГР с регулярной базовой линией $\beta_o = \beta_{oc} \cdot \nu$ достигает критического значения:

$$\beta_o^{kp} \equiv \beta_{oc}^{kp} \cdot \nu = 0,5 \cdot \sin(\pi \nu / 2). \quad (5.12)$$

Режим равномерной ЭРХ при монотонно-падающей ФРХ (режим «S1с»), определяемый соотношением (4.13), реализуется для S_{21} при условии:

$$\beta_o \equiv \beta_{oc} \cdot \nu = \sin(\pi \nu / 2) / [1 - \sin(\pi \nu / 2)]. \quad (5.13)$$

Для оценки возможности реализации тех или иных форм амплитудной и фазовой резонансных характеристик будем строить диаграммы режимов интерференции в координатах « $\beta_{oc} - \nu$ ». На рис. 5.3 построена такая диаграмма для коэффициента передачи (S_{21}) гироманнитного узла на ЭС типа «с». Разграничительными линиями этой диаграммы являются: линия критического режима (режим «R2с» – штриховая линия), определяемая уравнением (5.12); линия равномерной ЭРХ (режим «S1с» – сплошная линия), определяемая уравнением (5.13). Эти линии разделяют поле диаграммы на 4 области. Справа приведены обозначения режимов и формы ЭРХ и ФРХ, соответствующие различным областям и разграничительным линиям. В области, лежащей ниже линии критического режима ($\beta_{oc} < \beta_{oc}^{kp}$), реализуется докритический режим (режим «R3с»), которому свойственна полосно-заграждающая ЭРХ и немонотонная ФРХ. В области, лежащей выше линии критического режима ($\beta_{oc} > \beta_{oc}^{kp}$), реализуется

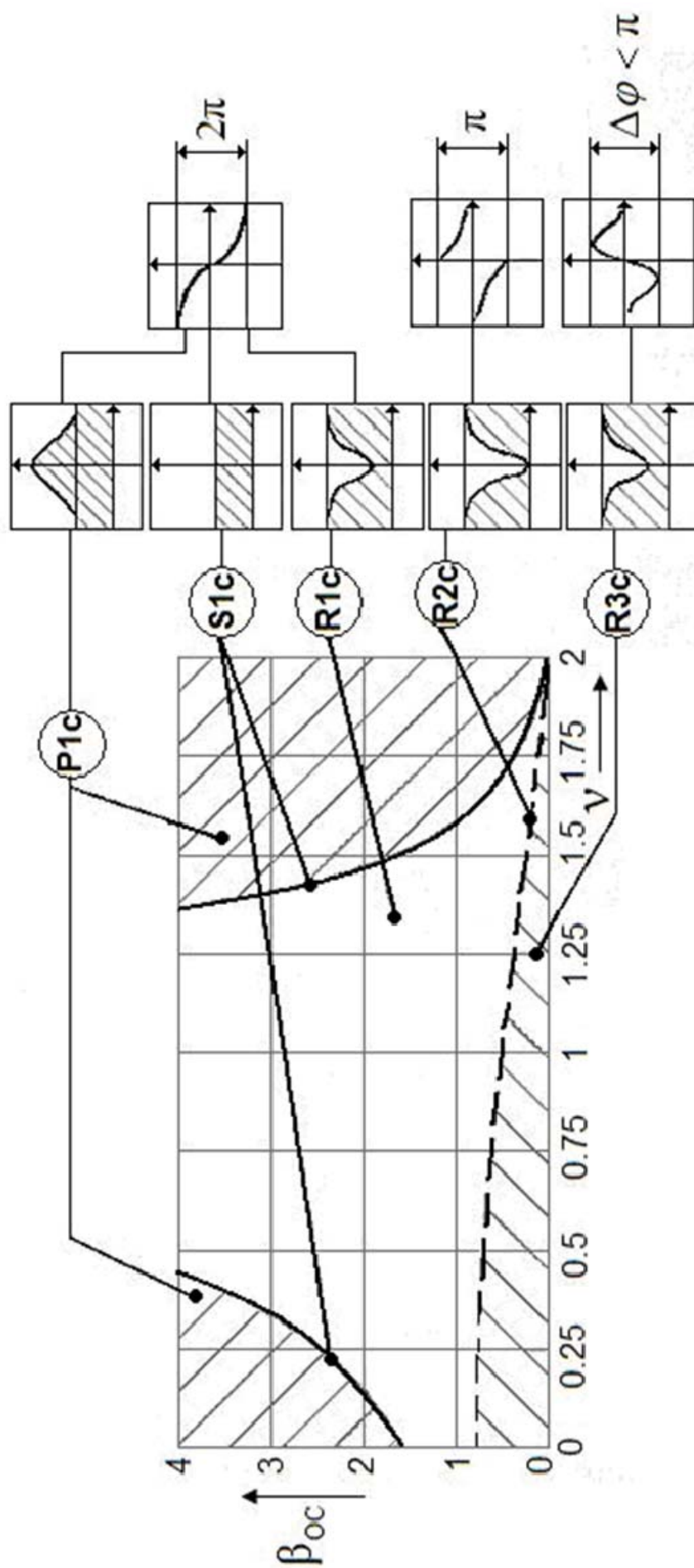


Рис. 5.3 – Диаграмма форм резонансных характеристик передачи (S_{21}) для узла на ЭС типа «с» в координатах $\beta_{oc} - \nu$: — критический режим («R2c»); — режим равномерной ЭРХ при монотонно-падающей ФРХ («S1c»); докритический режим («R3c»); закритический режим («R1c»); закритический режим («P1c»);

закритический режим (режим «...1с»), которому свойственна монотонно-падающая ФРХ и возможны различные формы ЭРХ. Линия равномерной ЭРХ целиком лежит в области закритического режима и имеет две ветви; слева от левой ветви и справа от правой реализуется режим полосно-пропускающей ЭРХ (режим «Р1с»), а между ветвями – режим полосно-заграждающей ЭРХ (режим «R1с»).

Возможность реализации тех или иных форм ЭРХ и ФРХ для коэффициента передачи S_{21} гироманнитного узла типа «с» поясняется рис. 5.4; поскольку возможные формы ЭРХ определяются значением $D_{21}^P = |\tilde{S}_{21}^P|^2$, а возможные формы ФРХ – значением $A_{21} = \text{Re}(\tilde{C}_{21}^P)$, на этом рисунке построены графики частотных зависимостей этих параметров $D_{21}^P(\nu)$, $A_{21}(\nu)$ при $\beta_{oc} = \text{const}$; слева и справа от графиков указаны области значений этих параметров, соответствующие возможным режимам интерференции, которые отмечены символами в кружочках:

$$D_{21}^P = D_{21}^3 < 1 (\text{реж. «R...»}); D_{21}^P = 1 (\text{реж. «S...»}); D_{21}^P = D_{21}^n > 1 (\text{реж. «P...»});$$

$$A_{21} < -1 (\text{реж. «...1...»}); A_{21} = -1 (\text{реж. «...2...»}); -1 < A_{21} < 0 (\text{реж. «...3...»}).$$

Поскольку для узла типа «с» всегда выполняется условие симметрии ЭРХ, равенство $D_{21}^P = 1$ соответствует режиму равномерной ЭРХ (реж. «S1с»).

На рис. 5.5 представлены частотные зависимости модуля коэффициента передачи вне полосы магнитного резонанса $|S_{21}^3|$ (т.е. коэффициента передачи базовой ЭС) и в точках экстремумов ЭРХ, которые для рассматриваемого узла совпадают с точкой резонанса: в точке наибольшего заграждения $|S_{21}^P| = |S_{21}^3| < |S_{21}^3|$ и в точке наибольшего пропускания $|S_{21}^P| = |S_{21}^n| > |S_{21}^3|$ – при $\beta_{oc} = \text{const}$; на рис.5.6 построены частотные зависимости соответствующих ослаблений: вне резонанса L_{21}^3 , в точках наибольшего заграждения $L_{21}^P = L_{21}^3 > L_{21}^3$ и пропускания $L_{21}^P = L_{21}^n < L_{21}^3$. В точках пересечения графиков резонансного и внерезонансного коэффициентов передачи или ослаблений реализуется режим равномерной ЭРХ; при переходе через эти точки ЭРХ преобразуется из полосно-заграждающей в полосно-пропускающую.

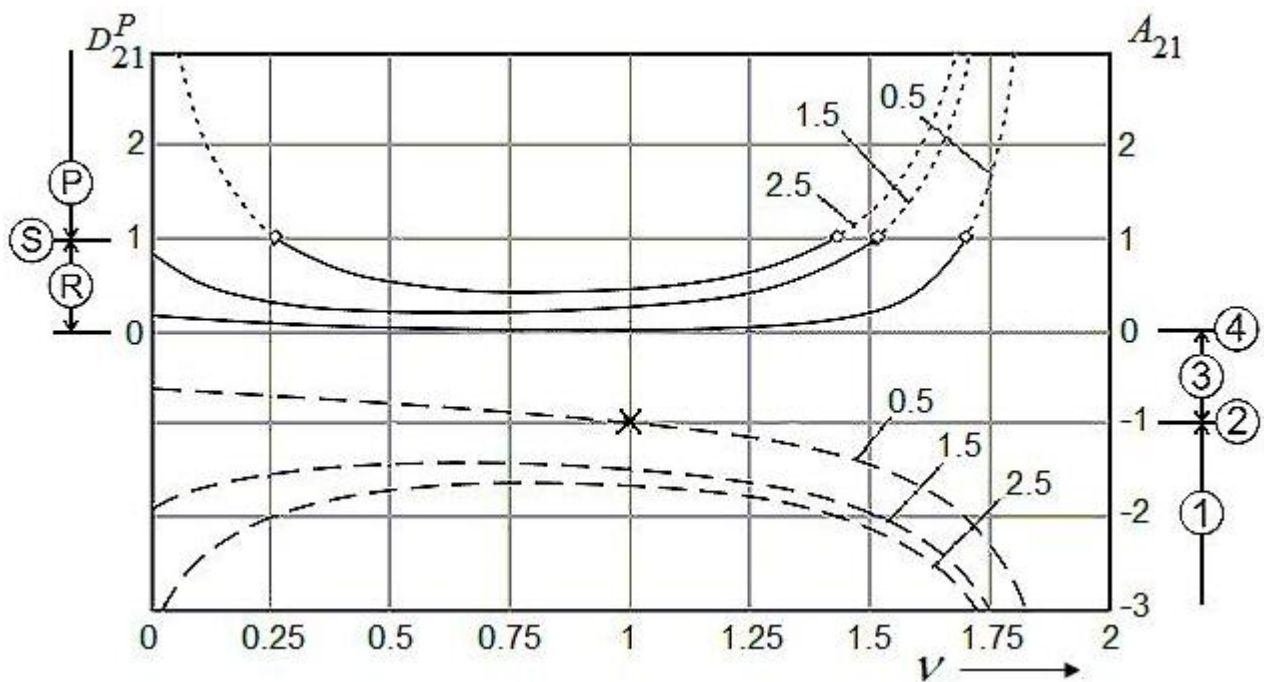


Рис. 5.4 – Частотные зависимости параметров резонансных характеристик передачи A_{21} (—), $D_{21}^p = D_{21}^s < 1$ (---), $D_{21}^p = D_{21}^n > 1$ (.....) для узла типа «с» при $\beta_{oc} = \text{const}$ ($\beta_{oc} = 0.5; 1.5; 2.5$; – цифры на графике):
 $\times$ – точки критического режима ($A_{21} = -1$); $\diamond$ – точки равномерной ЭРХ ($D_{21}^p = 1$); символы в кружочках – индексы режимов интерференции

Согласно (5.12) критическое значение коэффициента β_{oc} определяется соотношением

$$\beta_{oc}^{kp} = 0,785 \cdot \sin(0,5 \cdot \pi \cdot \nu) / (0,5 \cdot \pi \cdot \nu)$$

и имеет наибольшую величину $\beta_{oc}^{kp}|_{\nu=0} = 0,785$. При $\beta_{oc} > 0,785$ критический режим невозможен и реализуется только закритический режим; в этом режиме $|S_{21}^p|$ монотонно растет, а L_{21}^p монотонно падает с ростом ν (при $\beta_{oc} = \text{const}$) и с ростом β_{oc} (при $\nu = \text{const}$). В области $\beta_{oc} < 0,785$ при любом фиксированном значении $\beta_{oc} = \text{const}$ критический режим достигается на некоторой критической частоте $\nu_{kp} = \nu_{kp}(\beta_{oc})$, определяемой решением уравнения (5.12); критическая частота растет с уменьшением β_{oc} и совпадает со средней частотой рабочего диапазона при

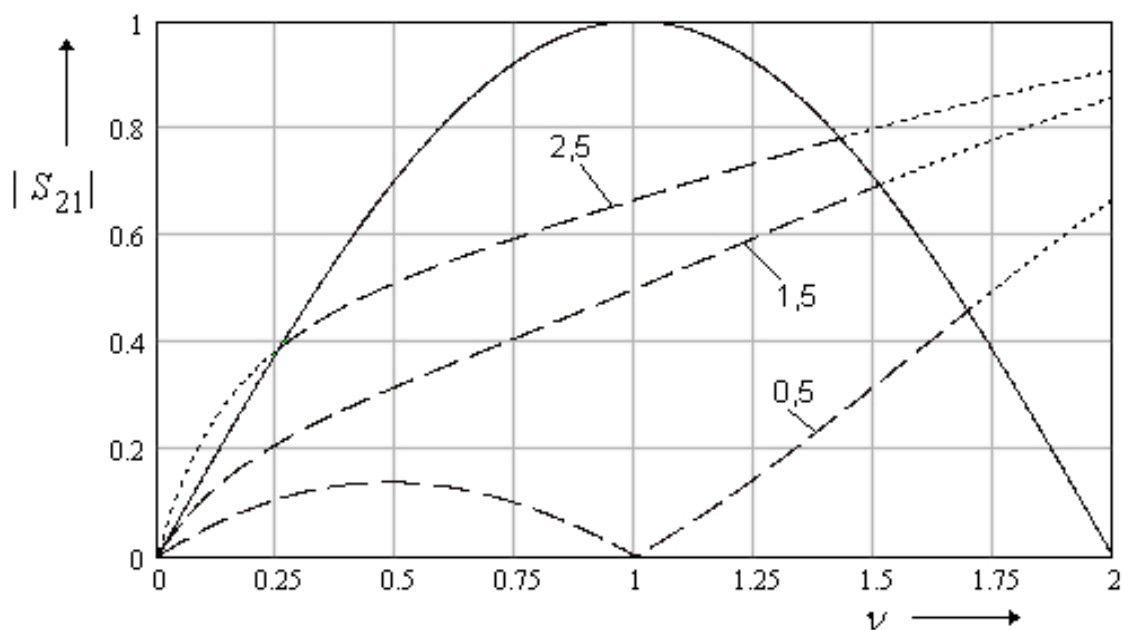


Рис. 5.5 – Частотные зависимости модуля коэффициента передачи вне резонанса $|S_{21}^3|$ (—), в точках наибольшего загораживания $|S_{21}^p| = |S_{21}^3| < |S_{21}^3|$ (---) и пропускания $|S_{21}^p| = |S_{21}^n| > |S_{21}^3|$ (.....) для узла типа «с» при $\beta_{OC} = \text{const}$ ($\beta_{OC} = 0.5; 1.5; 2.5$ – цифры на графике)

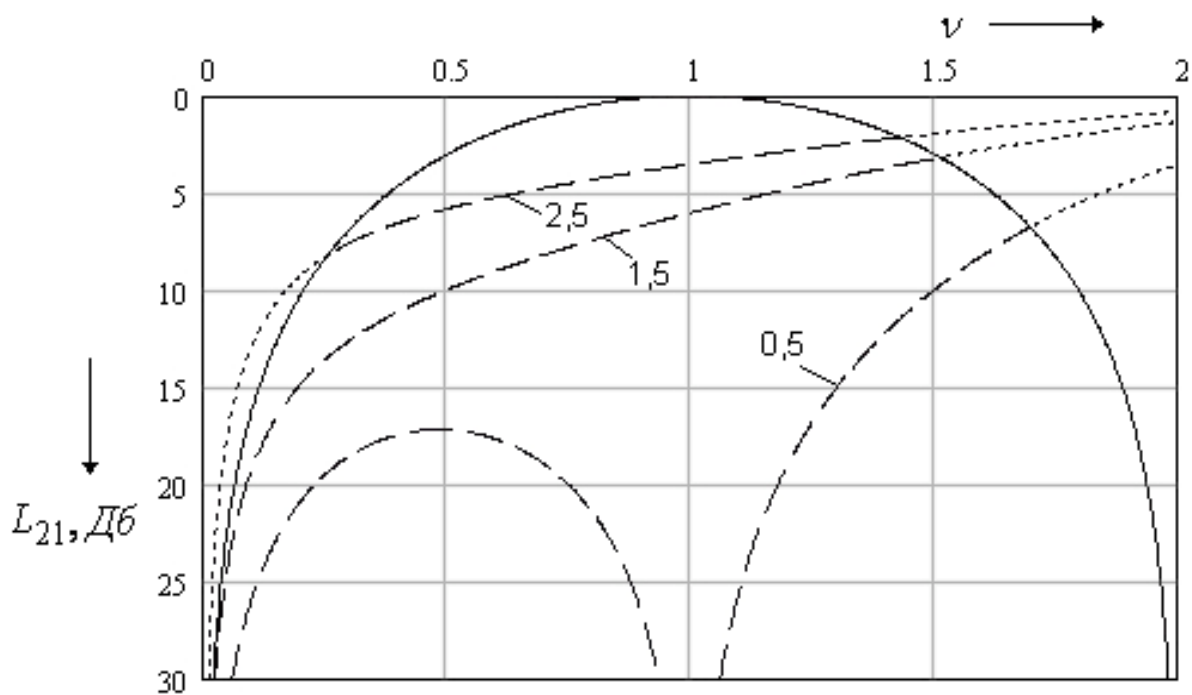


Рис. 5.6 – Частотные зависимости прямого ослабления вне резонанса L_{21}^3 (—), в точках наибольшего загораживания $L_{21}^p = L_{21}^3 > L_{21}^3$ (---) и пропускания $L_{21}^p = L_{21}^n < L_{21}^3$ (.....) для узла типа «с» при $\beta_{OC} = \text{const}$ ($\beta_{OC} = 0.5; 1.5; 2.5$ – цифры на графике)

$\beta_{oc} = 0,5$: $\nu_{кр}(0,5) = 1$. На критической частоте $S_{21}(\nu_{кр}) = 0$, $L_{21}(\nu_{кр}) = \infty$; в области $\nu > \nu_{кр}$ (при $\beta_{oc} = \text{const} < 0,785$), соответствующей закритическому режиму, $|S_{21}^P|$ монотонно растет, а L_{21}^P монотонно падает с ростом частоты.

На рис. 5.7 представлены частотные зависимости крутизны ФРХ коэффициента передачи (S_{21}) в точке резонанса для узла типа «с» $k_{21}(\xi_R) = k_{21}(0) = d\varphi_{21}/d\xi|_{\xi=\xi_R=0}$ при $\beta_{oc} = \text{const}$. В соответствии с вышеизложенным при $\beta_{oc} = \text{const} > 0,785$ ($\beta_{oc} = 1,5; 2,5; 3,5$) на всех частотах $k_{21}(\xi_R) < 0$, что соответствует монотонно-падающей ФРХ, т.е. закритическому режиму; при этом абсолютное значение крутизны ФРХ $|k_{21}(\xi_R)|$ уменьшается с ростом β_{oc} . При $\beta_{oc} = \text{const} < 0,785$ $k_{21}(\xi_R) = \infty$ на критической частоте $\nu_{кр}(\beta_{oc})$; $k_{21}(\xi_R) > 0$ при $\nu < \nu_{кр}$, что соответствует докритическому режиму; $k_{21}(\xi_R) < 0$ при $\nu > \nu_{кр}$, что соответствует закритическому режиму.

Для определения возможных форм резонансных характеристик коэффициента обратной передачи (S_{12}) на рис. 5.8 представлены частотные зависимости параметров A_{12} и D_{12}^P , определяющих формы ФРХ и ЭРХ соответственно. Из графиков следует, что на всех частотах (кроме точки $\nu = 1$, где отсутствует излучение ГР в 1-е плечо) $D_{12}^P = D_{12}^n > 1$, что соответствует полосно-пропускающей ЭРХ (реж., Р...“), а $A_{12} > 0$, что соответствует немонотонной ФРХ с двумя экстремумами и отрицательной крутизной между ними (реж. «5...»). Таким образом, для резонансных характеристик обратной передачи реализуется только один режим «Р5с». С этим выводом согласуются графики рис. 5.9, 5.10, где представлены частотные зависимости модуля коэффициента обратной передачи (рис. 5.9) и обратного ослабления (рис. 5.10) вне резонанса и в точках наибольшего пропускания.

Сопоставление графиков рис. 5.5, 5.6 и рис. 5.9, 5.10 показывает, что рассматриваемый узел обладает невзаимными свойствами. Невзаимность ослабления принято характеризовать параметром, называемым вентильным отношением, под которым понимается отношение ослабле-

ний в двух противоположных направлениях передачи – большего к меньшему. Для рассматриваемого узла резонансное вентиляющее отношение выразится соотношением:

$$B^P = B|_{\xi=0} = (L_{21}/L_{12})|_{\xi=0} = L_{21}^3/L_{12}^n = \lg|S_{21}^P|/|\lg|S_{12}^P||.$$

Расчетное значение B^P на средней частоте составляет $B^P|_{\nu=1} = \infty$, поскольку $L_{12}^P|_{\nu=1} = 0$. При расстройке от средней частоты B^P становится конечным. Например, при $\beta_{oc} = 0,5$ на границах частотного диапазона $\mp 25\%$ B^P уменьшается до значений: $B^P = 40$ при $\nu = 0,75$; $B^P = 33$ при $\nu = 1,25$.

На рис. 5.11 представлены частотные зависимости модуля коэффициента передачи в прямом направлении вне полосы магнитного резонанса $|S_{21}^{\mathcal{O}}|$ и в точках резонансного заграждения $|S_{21}^P| = |S_{21}^3| < |S_{21}^{\mathcal{O}}|$ и резонансного пропускания $|S_{21}^P| = |S_{21}^H| > |S_{21}^{\mathcal{O}}|$ при $\beta_{oc} = \beta_o|_{\nu=1} = \text{const}$ для узла типа «с» в пределах трёх частотных зон ($0 \leq \nu \leq 6$). В 1-й частотной зоне ($0 \leq \nu \leq 2$) графики рис. 5.11 совпадают с графиками рис.5.5 при одинаковых значениях $\beta_{oc} = \text{const}$. Во 2-й частотной зоне ($2 \leq \nu \leq 4$), где первичное поле ЭС имеет отрицательный коэффициент эллиптичности, т.е. левую поляризацию, зависимости $|S_{21}(\nu)|$ подобны зависимостям $|S_{12}(\nu)|$ для 1-й зоны. Так как коэффициент связи ГР с регулярной линией пропорционален частоте $\beta_o = \beta_{oc} \cdot \nu$, в центре 3-й зоны ($\nu_{cp}^{(3)} = 5$) $\beta_o(\nu_{cp}^{(3)}) = 5\beta_{oc}$. Поэтому в 3-й зоне зависимости $|S_{21}(\nu)|$ такие же, как в 1-й зоне при значениях β_{oc} , в 5 раз больших. Так величина $|S_{21}^P| = |S_{21}^3|$ имеет одно и то же значение в центре 3-й зоны при $\beta_{oc} = 0,5$ и в центре 1-й зоны при $\beta_{oc} = 2,5$.

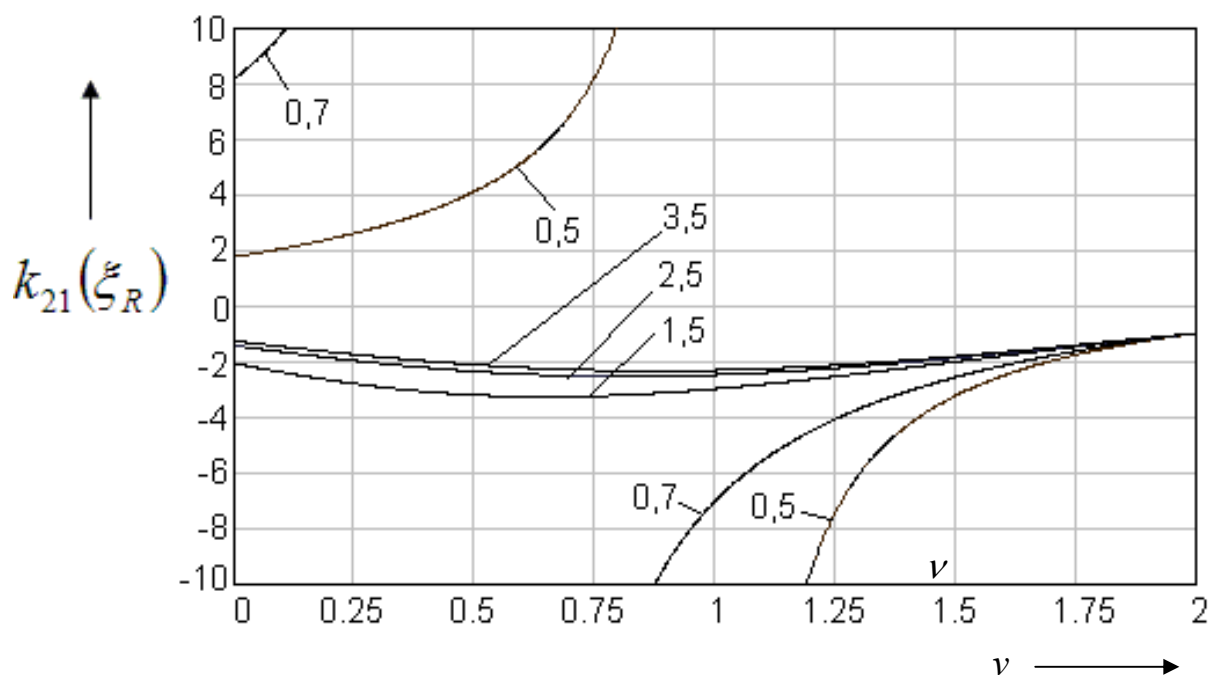


Рис. 5.7 – Частотные зависимости крутизны ФРХ передачи $k_{21}(\xi_R) = k_{21}(0) = d\varphi_{21}/d\xi|_{\xi=\xi_R=0}$ для узла типа «с» при $\beta_{oc} = \text{const}$ ($\beta_{oc} = 0.5; 0.7; 1.5; 2.5; 3.5$ – цифры на графике)

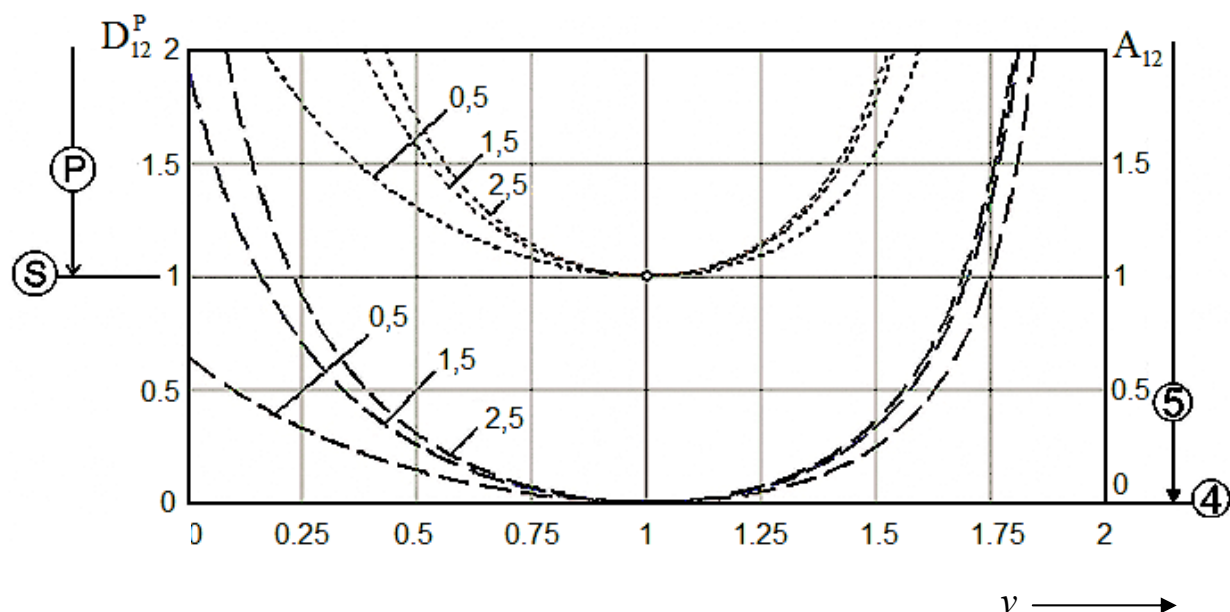


Рис. 5.8 – Частотные зависимости параметров резонансных характеристик обратной передачи A_{12} (---), $D_{12}^P = D_{12}^n > 1$ (.....) для узла типа «с» при $\beta_{oc} = \text{const}$ ($\beta_{oc} = 0.5; 1.5; 2.5$ – цифры на графике): $\diamond$ – точки равномерной ЭРХ ($D_{21}^P = 1$); символы в кружочках – индексы режимов интерференции

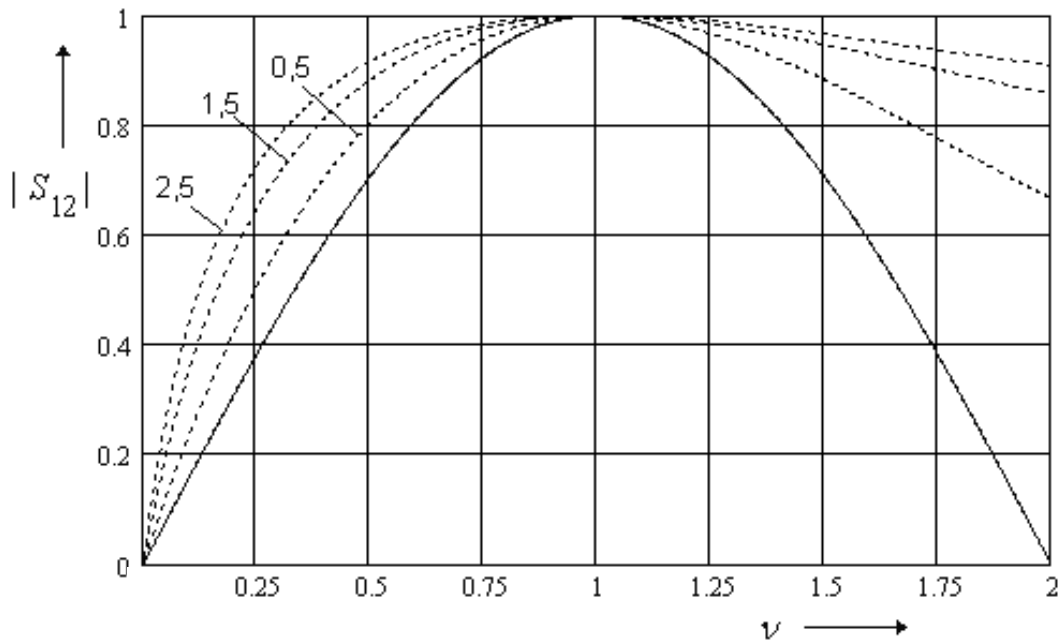


Рис. 5.9 – Частотные зависимости модуля коэффициента обратной передачи вне резонанса $|S_{12}^o|$ (—) и в точках наибольшего пропускания $|S_{12}^p| = |S_{12}^n| > |S_{12}^o|$ (-----) для узла типа «с» при $\beta_{oc} = \text{const}$ ($\beta_{oc} = 0.5; 1.5; 2.5$ – цифры на графике)

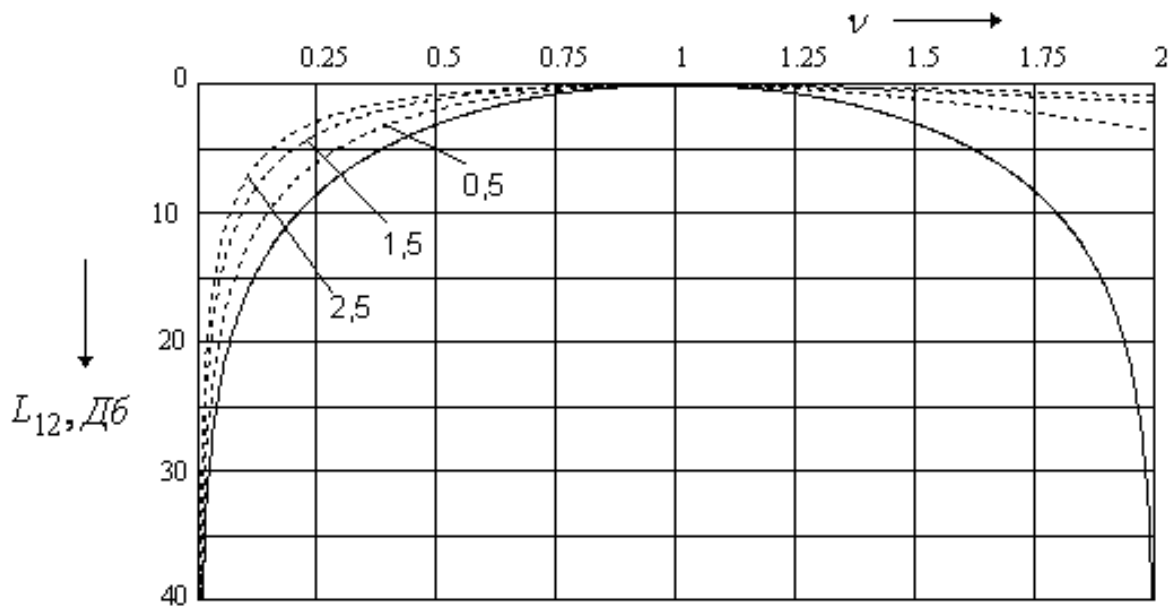


Рис. 5.10 – Частотные зависимости обратного ослабления вне резонанса L_{12}^o (—) и в точках наибольшего пропускания $L_{12}^p = L_{12}^n < L_{12}^o$ (-----) для узла типа «с» при $\beta_{oc} = \text{const}$ ($\beta_{oc} = 0.5; 1.5; 2.5$ – цифры на графике)

Для определения возможных форм резонансных характеристик отражения (S_{11}) на рис. 5.12 приведены частотные зависимости параметров A_{11} и D_{11}^P , определяющих формы ФРХ и ЭРХ соответственно. Из графиков видно, что при любом значении β_{oc} на всех частотах (исключая чисто теоретическую точку $\nu = 0$) $-1 < A_{11} < 0$, что соответствует немонотонной ФРХ с двумя экстремумами и положительной крутизной между ними (реж. «...3...»), а $D_{11}^P < 1$, что соответствует полосно-заграждающей ЭРХ (реж. «R...»). Таким образом, для резонансных характеристик отражения реализуется только режим «R3с», что подтверждается графиками рис. 5.13, 5.14, где представлены частотные зависимости модуля коэффициента отражения (рис. 5.13) и ослабления отраженного сигнала (рис. 5.14) вне резонанса и в точке резонанса.

Рассмотрим энергетические характеристики гиромагнитного узла типа «с», нормированные по мощности падающей волны $P_1^H = 0,5|U_1^H|^2$. Нормированная активная отражённая мощность в плече 1:

$$P_1^{OT}(\xi)/P_1^\Pi \equiv |S_{11}(\xi)|^2 = |S_{11}^\Xi|^2 D_{11}(\xi) = |S_{11}^\Xi|^2 \left(\left| \tilde{S}_{11}^P \right|^2 + \xi^2 \right) / (1 + \xi^2).$$

Нормированная мощность, прошедшая в плечо 2:

$$P_2^{\Pi\Pi}(\xi)/P_1^\Pi \equiv |S_{21}(\xi)|^2 = |S_{21}^\Xi|^2 D_{21}(\xi) = |S_{21}^\Xi|^2 \left(\left| \tilde{S}_{21}^P \right|^2 + \xi^2 \right) / (1 + \xi^2).$$

Нормированная средняя мощность тепловых потерь или коэффициент поглощения:

$$P_T(\xi)/P_1^H \equiv R(\xi) = R^P / (1 + \xi^2).$$

Эти параметры связаны уравнением баланса активных мощностей:

$$|S_{11}(\xi)|^2 + |S_{21}(\xi)|^2 + R(\xi) = 1.$$

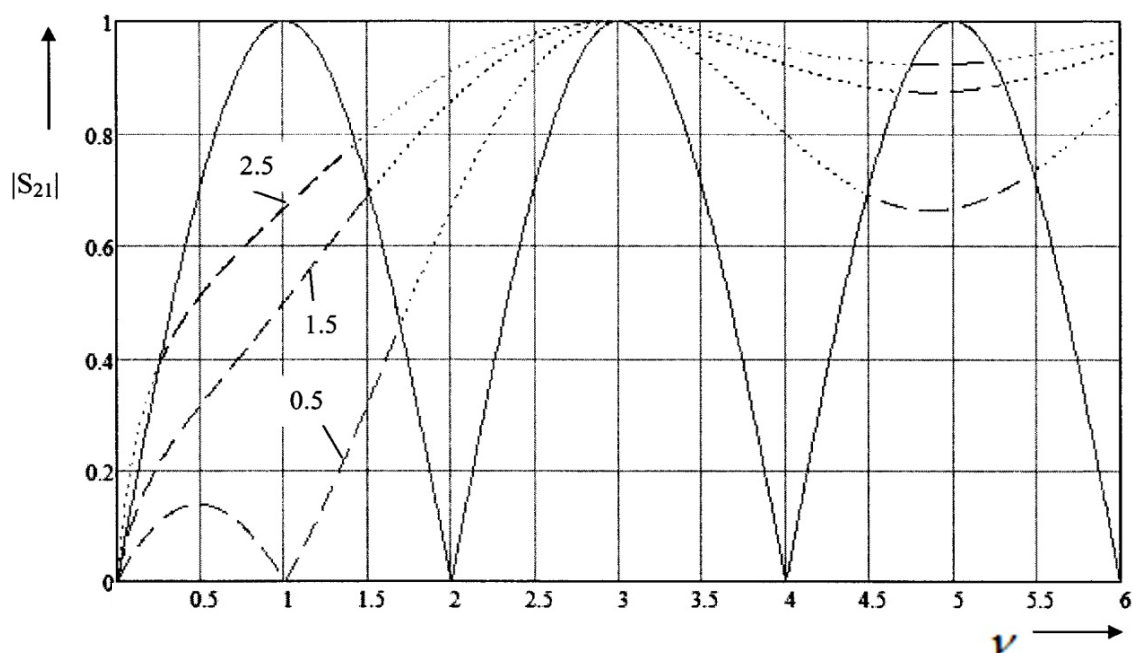


Рис.5.11 – Частотные зависимости модуля коэффициента передачи вне резонанса $|S_{21}^o|$ (—), в точках наибольшего загораживания $|S_{21}^p|=|S_{21}^s|<|S_{21}^o|$ (---) и пропускания $|S_{21}^p|=|S_{21}^n|>|S_{21}^o|$ (.....) для узла типа «с» при $\beta_{OC} = \text{const}$ ($\beta_{OC} = 0,5; 1,5; 2,5$ – цифры на графике) в пределах трёх частотных зон

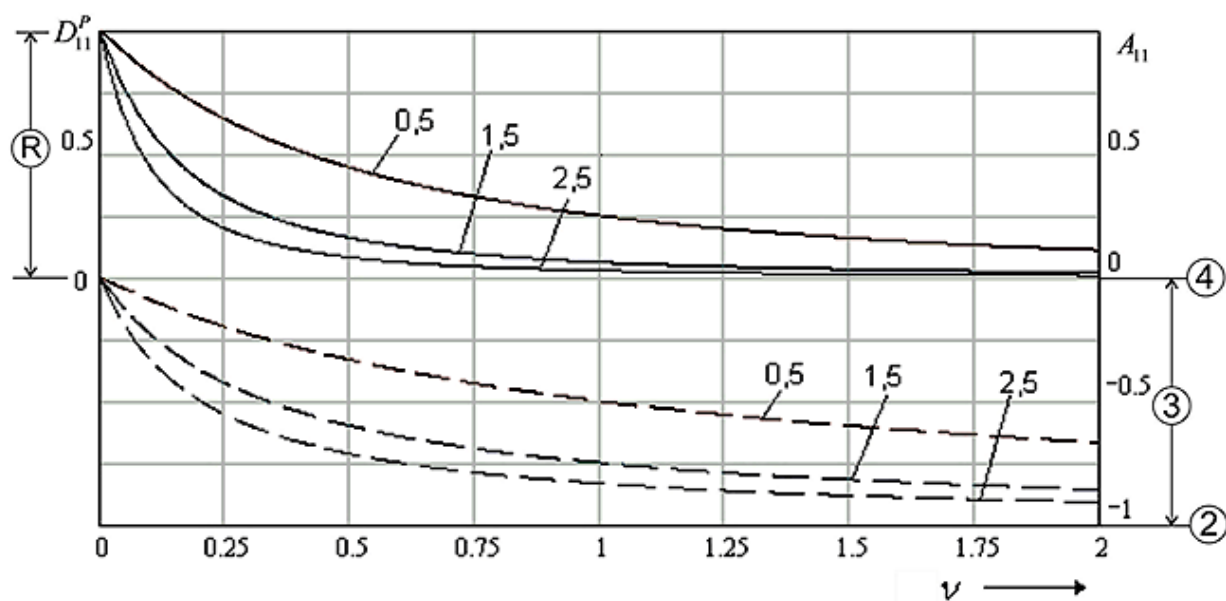


Рис. 5.12 – Частотные зависимости параметров резонансных характеристик отражения A_{11} (---), $D_{11}^p=D_{11}^s<1$ (—) для узла типа «с» при $\beta_{OC} = \text{const}$ ($\beta_{OC} = 0,5; 1,5; 2,5$ – цифры на графике), символы в кружочках – индексы режимов интерференции

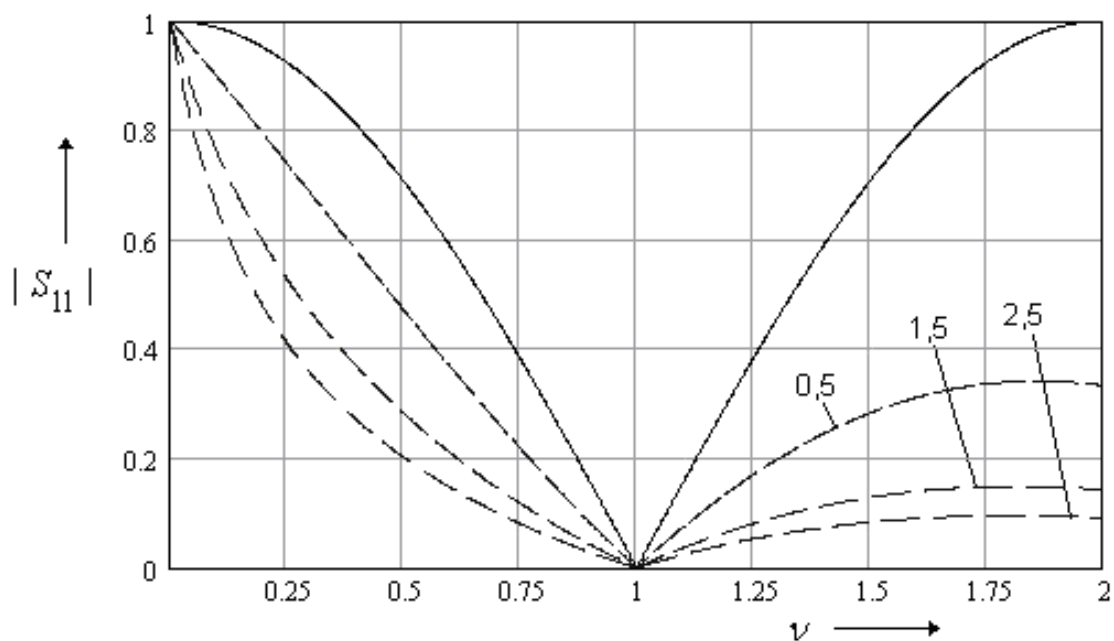


Рис. 5.13 – Частотные зависимости модуля коэффициента отражения вне резонанса $|S_{11}^o|$ (—) и в точках наибольшего загораживания $|S_{11}^p| = |S_{11}^z| < |S_{11}^o|$ (---) для узла типа «с» при $\beta_{OC} = \text{const}$ ($\beta_{OC} = 0,5; 1,5; 2,5$ – цифры на графике)

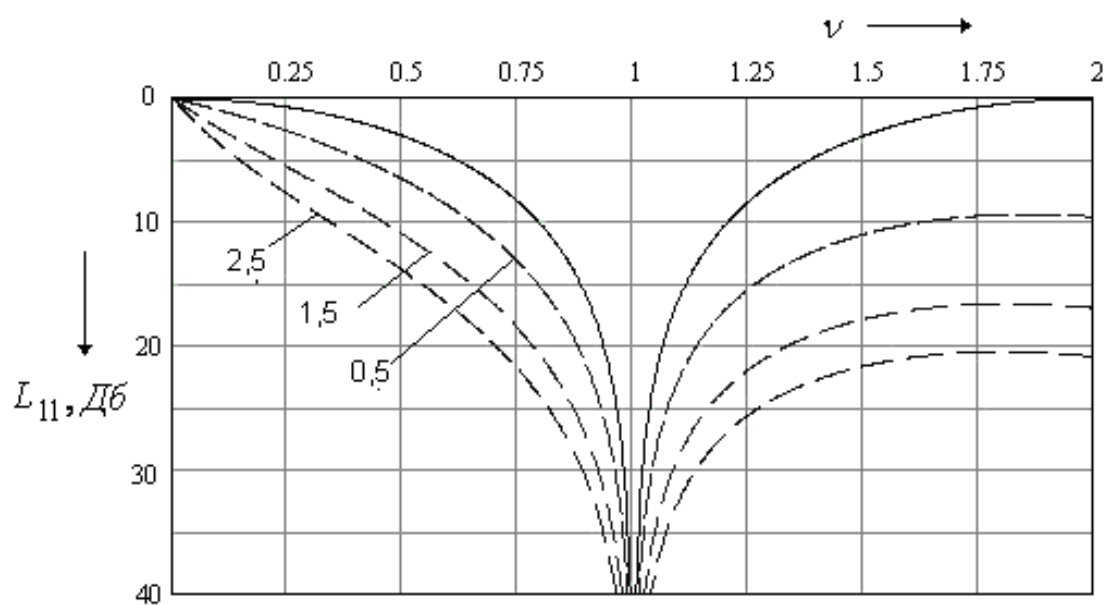


Рис. 5.14 – Частотные зависимости ослабления отражения вне резонанса L_{11}^o (—) и в точках наибольшего загораживания $L_{11}^p = L_{11}^z > L_{11}^o$ (---) для узла типа «с» при $\beta_{OC} = \text{const}$ ($\beta_{OC} = 0,5; 1,5; 2,5$ – цифры на графике)

Резонансные значения энергетических параметров ($\xi = 0$, инд. «р») узла типа «с» определяются соотношениями:

$$|S_{11}^P|^2 = |S_{11}^\Delta|^2 |\tilde{S}_{11}^P|^2 = \cos^2(0,5 \cdot \pi \nu) / (1 + 2\beta_0)^2;$$

$$|S_{21}^P|^2 = |S_{21}^\Delta|^2 |\tilde{S}_{21}^P|^2 = \sin^2(0,5 \cdot \pi \nu) \left[(1 - \beta_o / \beta_o^{KP}) / (1 + 2\beta_o) \right]^2;$$

$$R^P = 4\beta_0 (1 + 2\beta_0^{KP}) / (1 + 2\beta_0)^2,$$

где β_0^{KP} определяется выражением (5.12).

На рис. 5.15 представлены зависимости резонансных энергетических параметров узла типа «с» от β_{oc} для трёх значений нормированной частоты ν ($\nu_1 = 0,5$; $\nu_c = 1$; $\nu_2 = 1,5$). Величина $|S_{11}^P|^2$ монотонно падает с ростом β_{oc} . На средней частоте ($\nu_c = 1$) $|S_{11}^\Delta| = 0$, $|S_{21}^\Delta| = 1$ и, следовательно, $|S_{11}^P|^2 = 0$, $R^P = 1 - |S_{21}^P|^2$. В режиме критической связи ($\beta_{oc} = \beta_{oc}^{KP}$): $|S_{21}^P|^2 = 0$, $R^P = 1 - |S_{11}^P|^2$. При докритической связи ($\beta_{oc} < \beta_{oc}^{KP}$) $|S_{21}^P|^2$ падает с ростом β_{oc} , при закритической связи ($\beta_{oc} > \beta_{oc}^{KP}$) $|S_{21}^P|^2$ растёт с ростом β_{oc} .

Если $\beta_o^{KP} \equiv \nu \cdot \beta_{oc}^{KP} < 0,5$, то в режиме закритической связи при некотором значении β_o , определяемом соотношением

$$\beta_o \equiv \beta_{oc} \cdot \nu = \beta_o^{KP} / (0,5 - \beta_o^{KP}),$$

имеет место режим равномерной ЭРХ передачи (реж. «S1с»):

$$\tilde{S}_{21}^P = -1; \quad D_{21}(\xi) = |\tilde{S}_{21}(\xi)|^2 = 1; \quad |S_{21}(\xi)|^2 = |S_{21}^\Delta|^2.$$

На рис. 5.15 режим равномерной ЭРХ отображён точкой, которой соответствуют параметры: $\nu_2 = 1,5$; $\beta_{oc} = 1,6$; $\beta_o \equiv \nu \cdot \beta_{oc} = 2,4$; $|S_{21}^\Delta|^2 = |S_{21}^\Delta|^2 = 0,5$. В закритическом режиме ($\beta_{oc} > \beta_{oc}^{KP}$) при значениях β_{oc} , меньших величины, соответствующей режиму «S1с», наблюдается режим резонансного заграждения (реж. «R1с»):

$$|\tilde{S}_{21}^P| < 1; \quad |S_{21}^P|^2 \equiv |S_{21}^\Delta|^2 |\tilde{S}_{21}^P|^2 < |S_{21}^\Delta|^2.$$

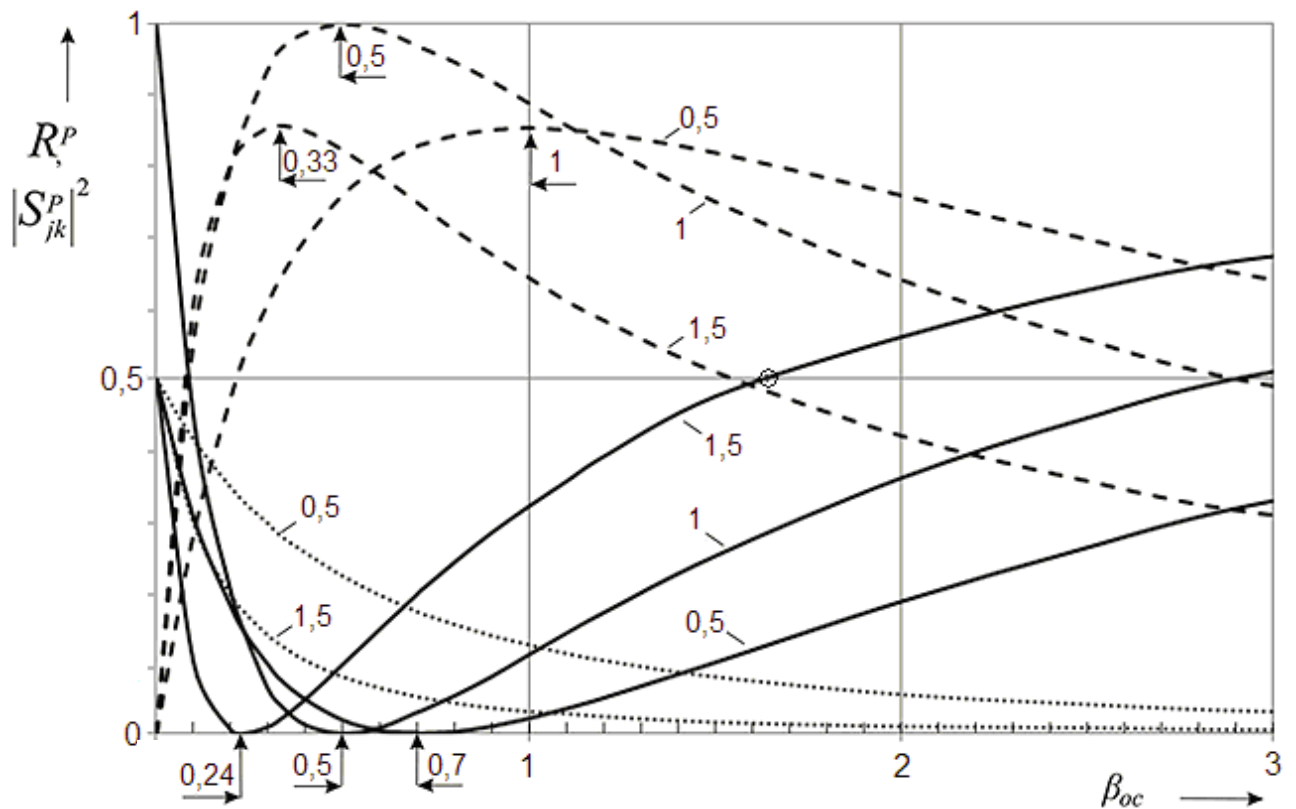


Рис. 5.15 – Зависимости от β_{oc} резонансных энергетических параметров узла типа «с»: $|S_{21}^P|^2$ —; $|S_{11}^P|^2$; R^P —; цифры на графике – значения ν ($\nu_1 = 0,5$; $\nu_c = 1$; $\nu_2 = 1,5$); стрелками отмечены значения β_{oc}^{KP} (0,7 при ν_1 ; 0,5 при ν_c ; 0,24 при ν_2) и абсциссы максимумов R^P (1 при ν_1 ; 0,5 при ν_c ; 0,33 при ν_2); $\diamond$ – точка равномерной ЭРХ при $\nu_2 = 1,5$

$$\left(|S_{21}|^2 = |S_{21}^P|^2 = |S_{21}^\Delta|^2 = 0,5 \right).$$

При увеличении β_{oc} выше значения, соответствующего режиму «S1c», имеет место режим резонансного пропускания (реж. «P1c»):

$$|\tilde{S}_{21}^P| > 1; \quad |S_{21}^P|^2 \equiv |S_{21}^\Delta|^2 |\tilde{S}_{21}^P|^2 > |S_{21}^\Delta|^2.$$

Резонансный коэффициент поглощения R^P имеет максимум в функции β_o при $\beta_o \equiv \nu \cdot \beta_{oc} = 0,5$:

$$\max R^P = R^P \Big|_{\beta_o=0,5} = 0,5 + \nu \cdot \beta_{oc}^{KP} = 0,5 \left[1 + \sin(0,5 \cdot \pi \cdot \nu) \right].$$

Анализ полученных соотношений и построенных по ним графиков показывает, что для использования гироманитного узла на ЭС с разомкнутым и короткозамкнутым шлейфами в качестве магнитоуправляемого режекторного фильтра и амплитудного модулятора коэффициент связи β_{oc} целесообразно выбирать близким к критическому значению на средней частоте рабочего диапазона $\beta_{oc} \approx \beta_{oc}^{kp}(\nu_{cp}) = 0,5$. Для использования узла в качестве магнитоуправляемого фазовращателя следует выбирать $\beta_{oc} > 0,785$, что обеспечивает закритический режим на всех частотах; при этом с увеличением β_{oc} уменьшается амплитудная неравномерность в области резонанса, паразитная для устройств с фазовым управлением, но вместе с тем падает и абсолютное значение крутизны ФРХ, что снижает эффективность управления. Режим равномерной ЭРХ может быть использован для создания фазового модулятора, не вносящего паразитной амплитудной модуляции, однако при $\beta_{oc} = const$ строго равномерная ЭРХ реализуется только на одной частоте. Оценка достижимых параметров этих устройств будет дана ниже.

5.4. Особенности характеристик гироманитного узла на основе структуры с разомкнутыми шлейфами

Согласно принятым обозначениям ЭС типа «а» имеет однородные реактивные шлейфы длиной $l_4 = 3 \cdot l_3 = \Lambda(f_c) \cdot 3/8$, нагруженные магнитными стенками (режим холостого хода), что реализуется выполнением шлейфов разомкнутыми. Реактивные входные проводимости шлейфов заданы соотношениями (1.4):

$$b_3 = tg(\nu \cdot \pi/4); \quad b_4 = tg(\nu \cdot \pi \cdot 3/4).$$

Для гироманитного узла на ЭС типа «а» режим симметрии ЭРХ и крутизны ФРХ (реж. «...с»), определяемый условиями (4.12), (5.3), достигается в пределах 1-й частотной зоны только на средней частоте ($\nu = 1$). Режим равномерной ЭРХ (реж. «S1с») для узла типа «а» невозможен.

Как показано выше (см.рис. 2.1), для узла типа «а» на всех частотах $\beta'' \geq 0$; при этом согласно (5.1), (5.2) $B_{12} = B_{21} \leq 0$, $B_{11} = B_{22} \geq 0$. Это означает, что для коэффициента передачи как в прямом (S_{21}), так и в обратном (S_{12}) направлениях имеет место режим смещения импульса пропускания в сторону низких и импульса заграждения в сторону высоких частот (реж. «...а»), а для коэффициента отражения – режим смещения импульса заграждения в сторону низких и импульса пропускания в сторону высоких частот (реж. «...b»).

Для оценки возможности реализации тех или иных форм резонансных характеристик коэффициента передачи (S_{21}) гироманнитного узла типа «а» на рис.5.16 построена диаграмма режимов интерференции в координатах « $\beta_{oc} - \nu$ ». Разграничительными линиями этой диаграммы являются:

- линии S-образных ЭРХ – сплошные линии, определяемые уравнением (5.4), одна из которых, соответствующая докритическому режиму «S3а», – почти вертикальная линия $\nu = 0,4 \div 0,43 \approx \text{const}$, а другая имеет две ветви в частотном диапазоне $0,67 \leq \nu \leq 2$;
- линия критического режима (реж. «...2...») – штриховая линия, определяемая уравнением (5.7);
- линия одnogорбой ФРХ (режим «P4 а») – вертикальная штрихпунктирная линия $\nu = 0,43 = \text{const}$, положение которой, определяемое уравнением (5.6), не зависит от β_{oc} .

В частотном диапазоне $0 < \nu < 0,67$ реализуются только докритические режимы: режим полосно-заграждающей ЭРХ «R3а» на частотах $0 < \nu < 0,4$ (слева от линии «S3а»); режим полосно-пропускающей ЭРХ «P3а» между линиями «S3а» и «P4а» ($\nu = 0,43 = \text{const}$); режим полосно-пропускающей ЭРХ «P5 а» между линиями $\nu = 0,43 = \text{const}$ и $\nu = 0,67 = \text{const}$.

Для узла типа «а» диапазон частот $0 < \nu < 0,67$ не представляет большого интереса, поскольку здесь коэффициент эллиптичности первичного поля ЭС отрицателен и не превышает 0,3 по модулю, что не обеспечивает эффективного гироманнитного взаимодействия. Кроме того, в этом диапазоне наблюдается резкая смена режимов интерференции с изменением частоты, что затрудняет обеспечение стабильности заданных форм резонансных характеристик.

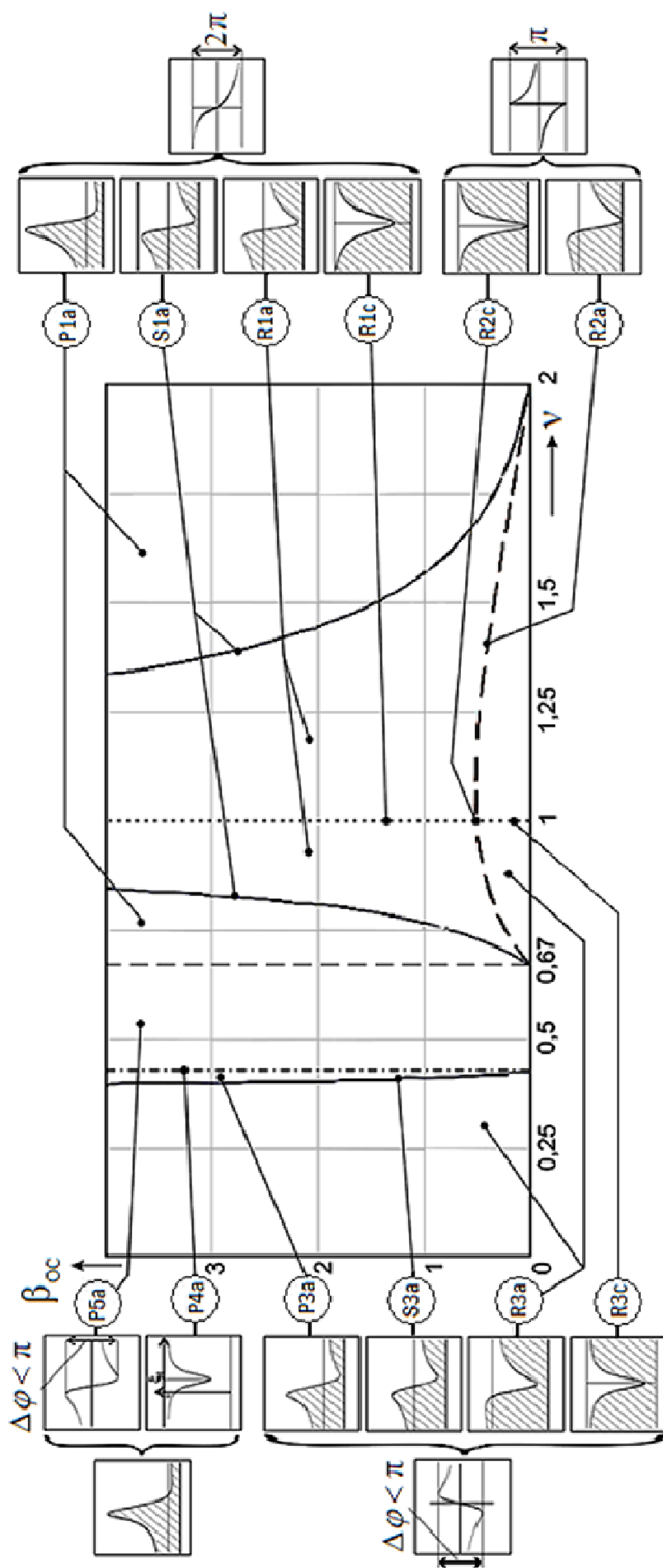


Рис. 5.16 – Диаграмма форм резонансных характеристик передачи (S_{21}) для узла типа «a» в координатах $\beta_{oc} - \nu$: — режим S-образной ЭРХ («S...»); -- -- критический режим («...2...»); - · - · - режим односторонней ФРХ («...4...»); режим симметрии ЭРХ («...c»); символы в кружочках – индексы режимов интерференции

С точки зрения реализации эффективного гироманнитного взаимодействия и его использования для создания функциональных устройств наиболее интересной для узла типа «а» является высокочастотная область 1-й частотной зоны $0,67 < \nu < 2$, где первичное поле ЭС имеет правую эллиптическую поляризацию ($0 < \Theta \leq 1$); при этом в разложении первичного поля по циркулярному базису преобладает правая циркулярная составляющая, согласованная по поляризации с высокочастотной намагниченностью изотропного ГР. На диаграмме режимов интерференции « $\beta_{oc} - \nu$ » (рис.5.16) в этой частотной области имеются две ветви линии S-образной ЭРХ (реж. «S1а» – сплошные линии) и линия критического режима (реж. «R2а» – штриховая линия).

Критический режим для коэффициента передачи (S_{21}), определяемый соотношением (5.7), реализуется для узла типа «а» при условии, что коэффициент связи ГР с регулярной базовой линией $\beta_o = \beta_{oc} \cdot \nu$ достигает критического значения:

$$\beta_o^{KP} = \beta_{oc}^{KP} \cdot \nu = 1/\Delta b = 0,5 \cdot \text{ctg}(\pi\nu/4) [4 \sin^2(\pi\nu/4) - 1]. \quad (5.14)$$

Критический режим возможен в частотном диапазоне $0,67 < \nu < 2$, в крайних точках которого $\beta_o^{KP} = 0$. Частотная зависимость критического коэффициента связи $\beta_{oc}^{KP}(\nu)$ немонотонна (рис. 5.1, 5.16) и имеет максимум $\max \beta_{oc}^{KP}(\nu) \approx 0,51$ при $\nu \approx 1,08$. При любом $\beta_{oc} = \text{const} < 0,51$ критический режим реализуется при двух («критических») значениях частоты $\nu_{1,2}^{KP}$, которые определяются решением уравнения (5.14) относительно ν . На этих частотах в рамках используемой расчётной модели коэффициент передачи в точке наибольшего загораживания обращается в нуль: $|S_{21}^3(\nu^{KP})| = 0$. В интервале между критическими частотами ($\nu_1^{KP} < \nu < \nu_2^{KP}$) наблюдается максимум $|S_{21}^3|$.

В области $\beta_{oc} < \beta_{oc}^{KP}$, лежащей ниже линии критического режима (рис. 5.16), реализуется докритический режим с полосно-загораживающей ЭРХ (реж. «R3а»). В области $\beta_{oc} > \beta_{oc}^{KP}$, лежащей выше линии критического режима, реализуются закритические режимы. Линия S-образной ЭРХ целиком лежит в области закритического режима (реж. «S1а») и

имеет две ветви; слева от левой ветви и справа от правой реализуется закритический режим с полосно-пропускной ЭРХ (реж. «P1a»), а между ветвями – закритический режим с полосно-заграждающей ЭРХ (реж. «R1a»).

Возможность реализации тех или иных форм ЭРХ и ФРХ для коэффициента передачи S_{21} гиромагнитного узла на ЭС типа «a» поясняется рис. 5.17, где представлены частотные зависимости параметров $D_{21}^P = |\tilde{S}_{21}^P|^2$, $A_{21} = \text{Re}(\tilde{C}_{21}^P)$ и $B_{21} = \text{Im}(\tilde{C}_{21}^P)$ при $\beta_{OC} = \text{const}$: $\beta_{OC} = 0,5$ – рис. 5.17, а, $\beta_{OC} = 1,5$ – рис. 5.17, б, $\beta_{OC} = 2,5$ – рис. 5.17, в. Символами в кружочках указаны индексы режимов интерференции.

На рис.5.18 представлены зависимости от нормированной частоты $\nu = f/f_c$ энергетического коэффициента передачи в точках экстремумов пропускания $D_{21}^H \geq 1$ и заграждения $D_{21}^3 \leq 1$ (рис. 5.18, а) и частотных расстройек $\xi_H \leq 0$, $\xi_3 \geq 0$, соответствующих этим экстремумам (рис. 5.18, б), при $\beta_{OC} = \text{const}$ для узла типа «a». На средней частоте ($\nu = 1$) $\xi_H = -\infty$, $D_{21}^H = 1$, $\xi_3 = 0$, $D_{21}^3 = D_{21}^P < 1$, что соответствует отсутствию импульса пропускания и реализации симметричной ЭРХ заграждения (режимы «R...c»).

На рис. 5.19 представлены частотные зависимости модуля коэффициента передачи в прямом направлении вне полосы магнитного резонанса $|S_{21}^3|$ и в точках экстремумов ЭРХ: в точке наибольшего заграждения $|S_{21}^3| < |S_{21}^H|$ и в точке наибольшего пропускания $|S_{21}^H| > |S_{21}^3|$ – при $\beta_{OC} = \text{const}$; на рис. 5.20 приведены частотные зависимости соответствующих ослаблений: вне резонанса L_{21}^3 , в точках наибольшего заграждения $L_{21}^3 > L_{21}^3$ и пропускания $L_{21}^H < L_{21}^3$. В точках пересечения графиков экстремальных значений ЭРХ $(|S_{21}^{3,H}|, L_{21}^{3,H})$ с графиком внерезонансного коэффициента передачи $(|S_{21}^3|, L_{21}^3)$ реализуется режим S-образной ЭРХ (реж. «S1a»). При $\beta_{OC} = 0,5$ наблюдается переход через критический режим при двух значениях частоты, на которых $|S_{21}^3| = 0$, $L_{21}^3 = \infty$; в интервале между этими частотами реализуется докритический режим (реж. «R3a»), а снаружи этого интервала – закритический режим (реж. «R1a»).

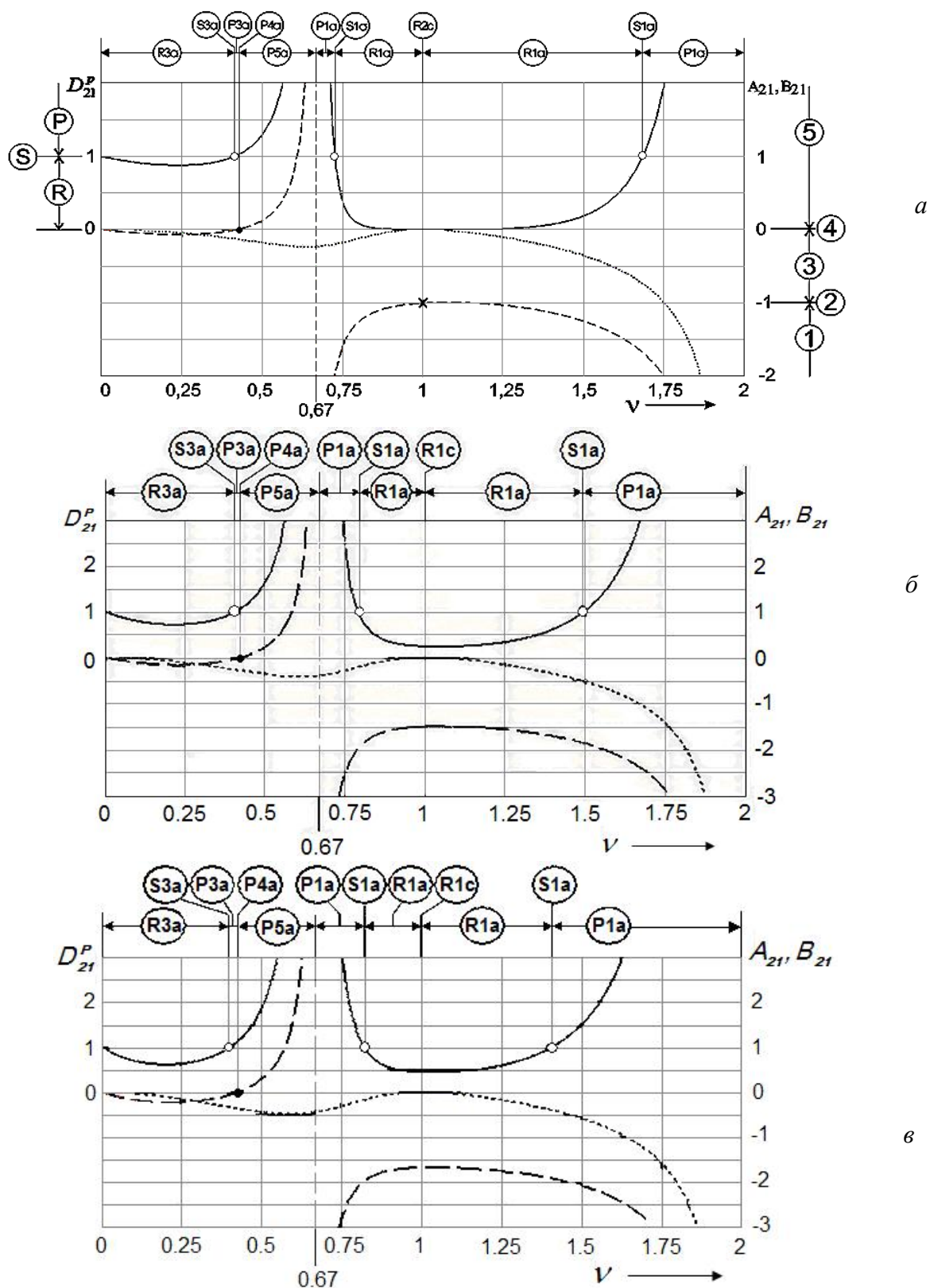


Рис. 5.17 – Частотные зависимости параметров резонансных характеристик передачи D_{21}^P (—), A_{21} (---), B_{21} (.....) для узла типа «а» при $\beta_{oc} = \text{const}$:

а) $\beta_{oc} = 0,5$; б) $\beta_{oc} = 1,5$; в) $\beta_{oc} = 2,5$; × – точки критического режима ($A_{21} = -1$);

◊ – точки S-образной ЭРХ ($D_{21}^P = 1$); • – точки одnogорбой ФРХ ($A_{21} = 0$);

символы в кружочках – индексы режимов интерференции

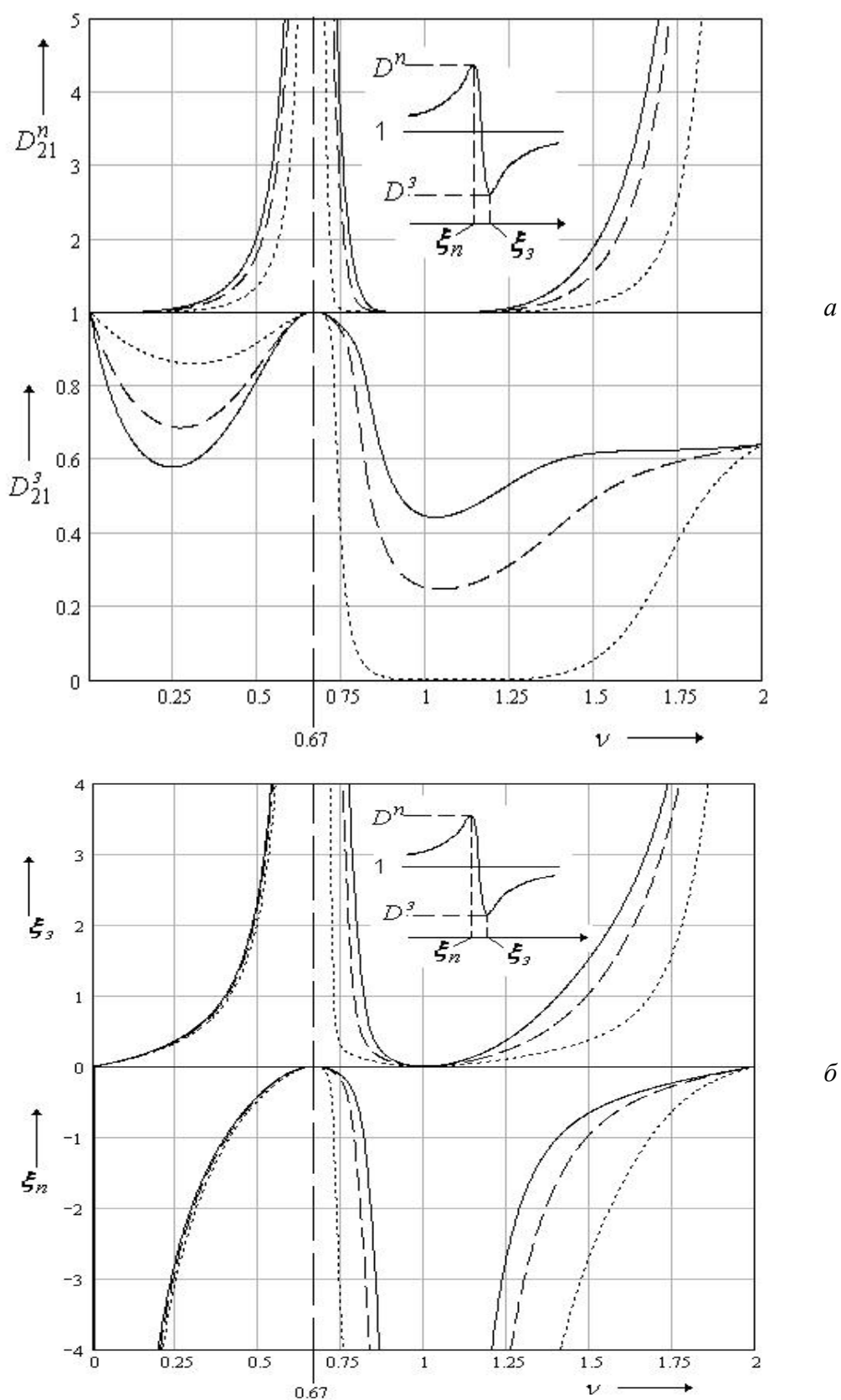


Рис. 5.18 – Частотные зависимости параметров ЭРХ передачи $D_{21}^n > 1$, $D_{21}^3 < 1$ (а)

и $\xi_n < 0$, $\xi_3 > 0$ (б) для узла типа «а» при $\beta_{oc} = \text{const}$:

$\beta_{oc} = 0,5$ (.....); $\beta_{oc} = 1,5$ (— —); $\beta_{oc} = 2,5$ (—)

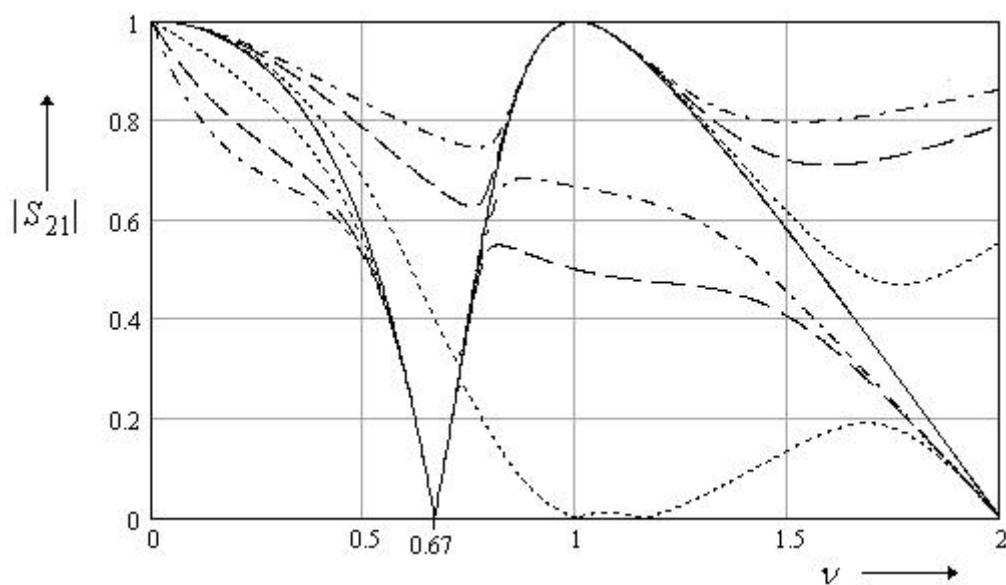


Рис. 5.19 – Частотные зависимости модуля коэффициента передачи вне резонанса $|S_{21}^{\vartheta}|$ (—), в точках наибольшего пропускания $|S_{21}^n| > |S_{21}^{\vartheta}|$ и загораживания $|S_{21}^3| < |S_{21}^{\vartheta}|$ для узла типа «а» при $\beta_{oc} = \text{const}$:
 $\beta_{oc} = 0,5$ (.....); $\beta_{oc} = 1,5$ (— —); $\beta_{oc} = 2,5$ (- - - -)

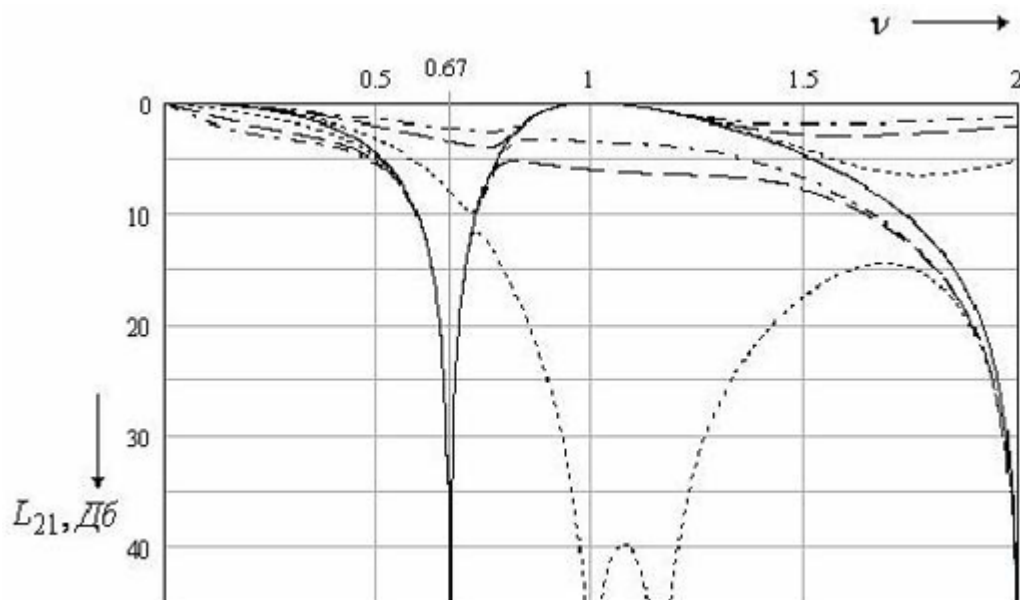


Рис.5.20 – Частотные зависимости ослабления передачи вне резонанса L_{21}^{ϑ} (—), в точках наибольшего пропускания $L_{21}^n < L_{21}^{\vartheta}$ и загораживания $L_{21}^3 > L_{21}^{\vartheta}$ для узла типа «а» при $\beta_{oc} = \text{const}$:
 $\beta_{oc} = 0,5$ (.....); $\beta_{oc} = 1,5$ (— —); $\beta_{oc} = 2,5$ (- - - -)

Для определения возможных форм резонансных характеристик коэффициента обратной передачи (S_{12}) гиромагнитного узла типа «а» на рис. 5.21 представлены частотные зависимости параметров $D_{12}^P = |\tilde{S}_{12}^P|^2$, $A_{12} = \text{Re}(\tilde{C}_{12}^P)$, $B_{12} = \text{Im}(\tilde{C}_{12}^P)$ при $\beta_{OC} = \text{const}$. Напомним, что S_{12} есть коэффициент передачи от 2-го плеча к 1-му, т.е. коэффициент рассеяния при возбуждении структуры с плеча 2. В частотном диапазоне $0,67 < \nu < 2$ коэффициент эллиптичности первичного поля ЭС при возбуждении с плеча 2 отрицателен $\mathcal{E}^{(2)} = -\mathcal{E} < 0$. На средней частоте ($\mathcal{E}^{(2)}|_{\nu=1} = -1$) гиромагнитное взаимодействие отсутствует ($D_{12}^P = 1$, $A_{12} = 0$). На остальных частотах диапазона $0,67 < \nu < 2$ поле ЭС при возбуждении с плеча 2 имеет левую эллиптическую поляризацию ($-1 < \mathcal{E}^{(2)} \leq 0$) и, следовательно, содержит составляющую правой круговой поляризации, которая взаимодействует с ГР. Поэтому слева ($0,67 < \nu < 1$) и справа ($1 < \nu < 2$) от средней частоты реализуется режим «P5 а» ($D_{12}^P > 1$, $A_{12} > 0$).

На частотах $0 < \nu < 0,67$ первичное поле ЭС типа «а» при возбуждении с плеча 2 имеет эллиптическую поляризацию правого вращения ($\mathcal{E}^{(2)} = -\mathcal{E} > 0$, $|\mathcal{E}| \leq 0,3$) и, следовательно, большую по интенсивности составляющую круговой поляризации правого вращения, взаимодействующую с ГР. В этом диапазоне существует частота, на которой $D_{12}^P = 1$ при $A_{12} < -1$, т.е. реализуется режим «S1а». Выше этой частоты вплоть до $\nu=0,67$ реализуется режим полосно-пропускающей ЭРХ «P1а», а ниже этой частоты – режимы полосно-заграждающей ЭРХ: закритический режим «R1а» ($D_{12}^P < 1$, $A_{12} < -1$), критический режим «R2а» ($D_{12}^P < 1$, $A_{12} = -1$) и докритический режим «R3а» ($D_{12}^P < 1$, $-1 < A_{12} < 0$). Однако малая ширина частотного диапазона $0 < \nu < 0,67$ и резкая смена режимов интерференции с изменением частоты ограничивают возможности целенаправленного использования этого диапазона.

Отмеченные особенности резонансных характеристик коэффициента обратной передачи подтверждаются графиками рис 5.22, где представлены частотные зависимости модуля коэффициента обратной передачи вне резонанса $|S_{12}^{\mathcal{E}}|$, в точках наибольшего пропускания $|S_{12}^{\mathcal{E}}| > |S_{12}^{\mathcal{E}}|$ и

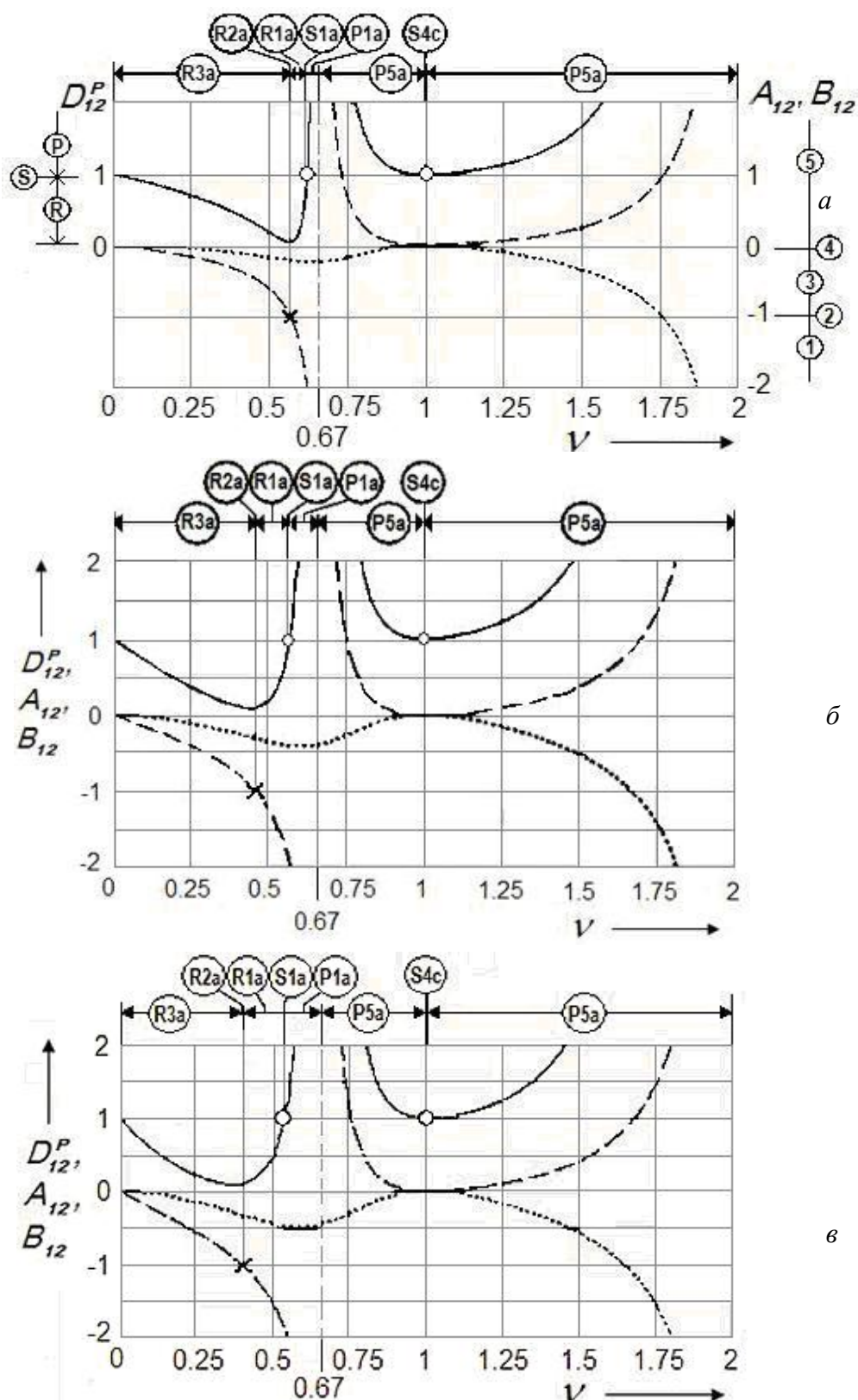


Рис. 5.21 – Частотные зависимости параметров резонансных характеристик обратной передачи A_{12} (---), B_{12} (.....), D_{12}^P (—) для узла типа «а» при $\beta_{OC} = \text{const}$: а) $\beta_{OC} = 0,5$; б) $\beta_{OC} = 1,5$; в) $\beta_{OC} = 2,5$; $\diamond$ – точки S-образной ЭРХ ($D_{12}^P = 1$); $\times$ – точки критического режима ($A_{12} = -1$); символы в кружочках – индексы режимов интерференции

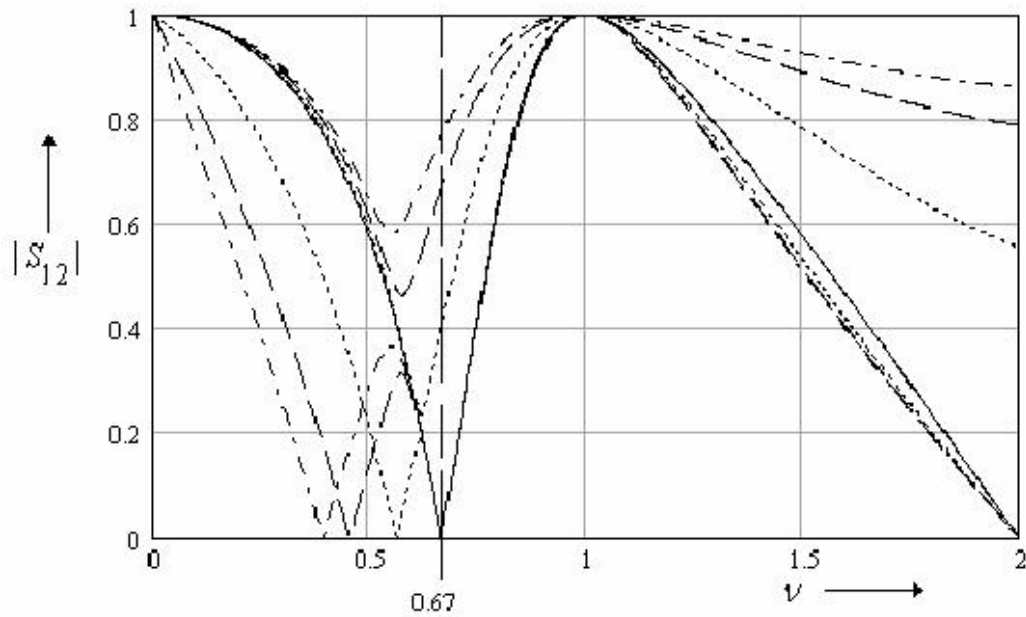


Рис. 5.22 – Частотные зависимости модуля коэффициента обратной передачи вне резонанса $|S_{12}^{\vartheta}|$ (—), в точках наибольшего пропускания $|S_{12}^n| > |S_{12}^{\vartheta}|$ и загораждения $|S_{12}^3| < |S_{12}^{\vartheta}|$ для узла типа «а» при $\beta_{OC} = \text{const}$:
 $\beta_{OC} = 0,5$ (.....); $\beta_{OC} = 1,5$ (— —); $\beta_{OC} = 2,5$ (- - - -)

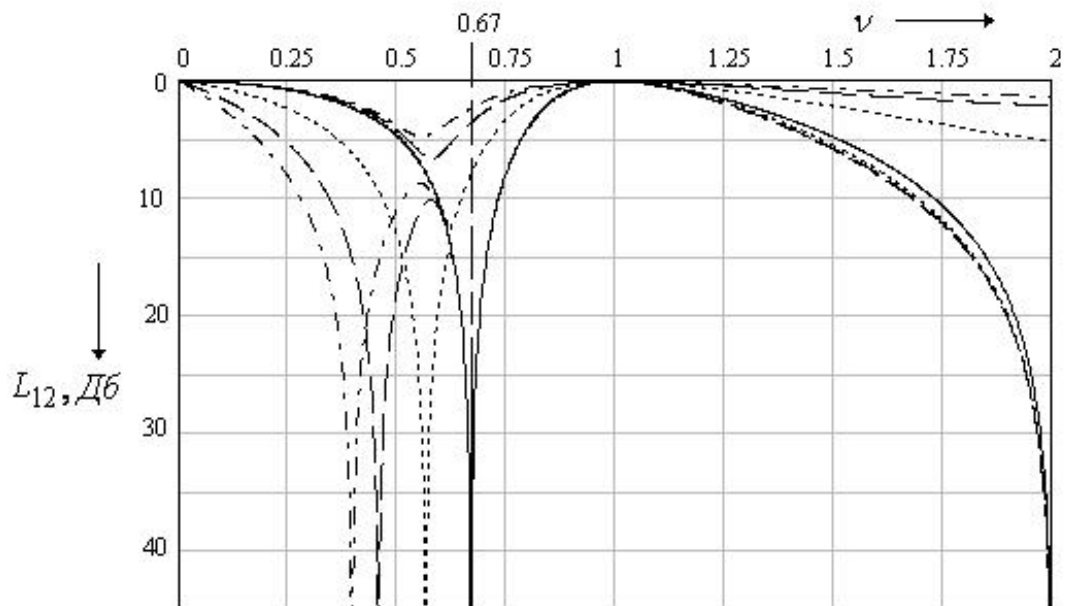


Рис. 5.23 – Частотные зависимости обратного ослабления вне резонанса L_{12}^{ϑ} (—), в точках наибольшего пропускания $L_{12}^n < L_{12}^{\vartheta}$ и загораждения $L_{12}^3 > L_{12}^{\vartheta}$ для узла типа «а» при $\beta_{OC} = \text{const}$: $\beta_{OC} = 0,5$ (.....);
 $\beta_{OC} = 1,5$ (— —); $\beta_{OC} = 2,5$ (- - - -)

заграждения $|S_{12}^3| < |S_{12}^9|$ при $\beta_{OC} = \text{const}$, и рис. 5.23, где построены частотные зависимости соответствующих ослаблений: вне резонанса L_{12}^9 , в точках наибольшего пропускания $L_{12}^{\Pi} < L_{12}^9$ и заграждения $L_{12}^3 > L_{12}^9$.

Возможность формирования тех или иных резонансных характеристик отражения (S_{11}) для гиромагнитного узла типа «а» поясняется рис. 5.24, где представлены частотные зависимости параметров D_{11}^P , A_{11} , B_{11} при $\beta_{OC} = \text{const}$. Как уже отмечалось, для коэффициента отражения узла типа «а» реализуются режимы смещения импульса заграждения в сторону низких и импульса пропускания в сторону высоких частот ($B_{11} = B_{22} \geq 0$ – режимы «...b»). На средней частоте ($\nu = 1$) гиромагнитный узел является неотражающим: $|S_{11}|_{\nu=1} = 0$. При любом значении β_{OC} на всех частотах (кроме $\nu = 1$) $-1 < A_{11} < 0$, что соответствует докритическому режиму «...3b». На низких частотах вблизи нулевой частоты существует частота ν_s ($\nu_s \leq 0,25$), на которой $D_{11}^P = 1$, т.е. реализуется режим S-образной ЭРХ «S3b».

В сравнительно небольшом частотном интервале $0 \leq \nu < \nu_s$ вблизи нулевой частоты $D_{11}^P > 1$, что соответствует режиму полосно-пропускающей ЭРХ «P3b». В остальной, преобладающей, части диапазона 1-й частотной зоны ($\nu_s < \nu < 2$) $D_{11}^P < 1$, т.е. реализуется режим преобладания импульса заграждения «R3b». На частоте $\nu = 0,67$ $|S_{11}^9| = 1$ и $B_{11} = 0$, что соответствует симметричной полосно-заграждающей ЭРХ (реж. «R3с»).

Сформулированные выводы о режимах интерференции отражённых полей подтверждаются графиками рис. 5.25 и 5.26. На рис. 5.25 представлены частотные зависимости модуля коэффициента отражения вне резонанса $|S_{11}^9|$, в точках наибольшего пропускания $|S_{11}^{\Pi}| > |S_{11}^9|$ и заграждения $|S_{11}^3| < |S_{11}^9|$ при $\beta_{OC} = \text{const}$, а на рис. 5.26 – частотные зависимости соответствующих ослаблений: вне резонанса L_{11}^9 , в точках наибольшего пропускания $L_{11}^{\Pi} < L_{11}^9$ и заграждения $L_{11}^3 > L_{11}^9$.

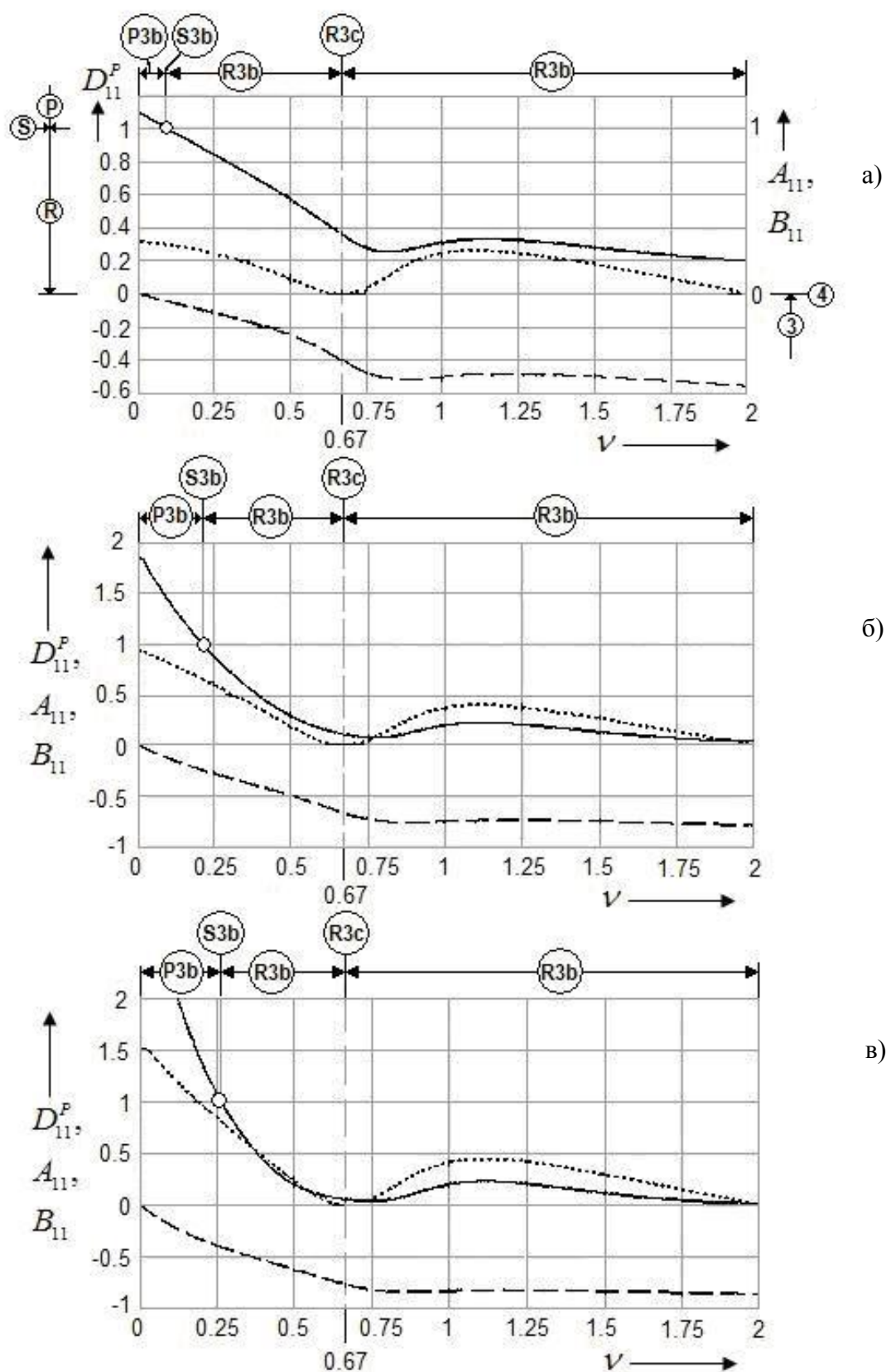


Рис. 5.24 – Частотные зависимости параметров резонансных характеристик отражения D_{11}^p (—), A_{11} (---), B_{11} (.....), для узла типа «a» при $\beta_{OC} = \text{const}$: а) $\beta_{OC} = 0,5$; б) $\beta_{OC} = 1,5$; в) $\beta_{OC} = 2,5$

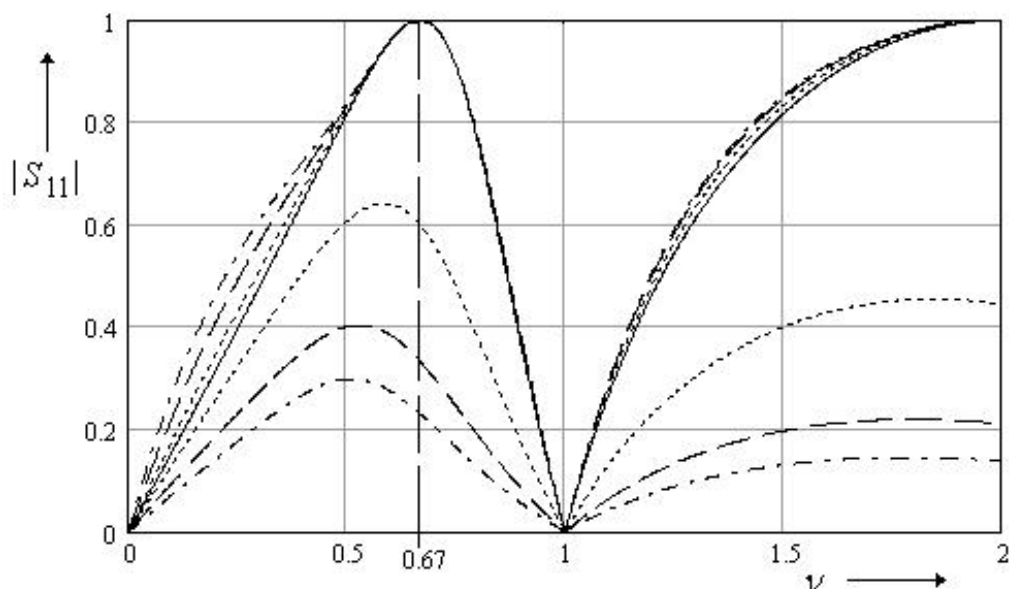


Рис. 5.25 – Частотные зависимости модуля коэффициента отражения вне резонанса $|S_{11}^{\vartheta}|$ (—), в точках наибольшего пропускания $|S_{11}^n| > |S_{11}^{\vartheta}|$ и загораживания $|S_{11}^3| < |S_{11}^{\vartheta}|$ для узла типа «а» при $\beta_{OC} = \text{const}$:
 $\beta_{OC} = 0,5$ (.....); $\beta_{OC} = 1,5$ (— —); $\beta_{OC} = 2,5$ (- - - -)

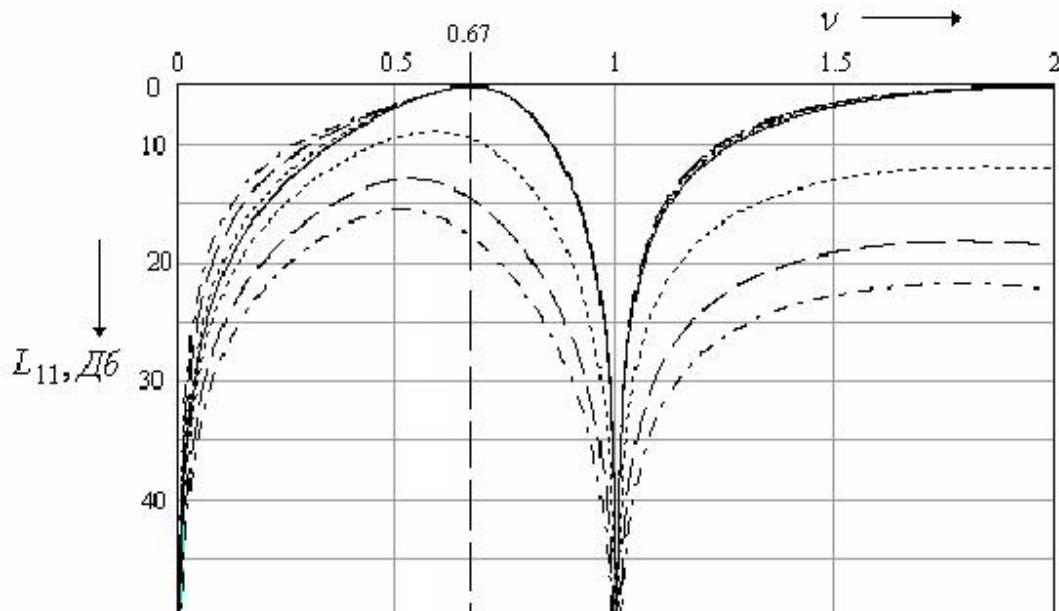


Рис.5.26 – Частотные зависимости ослабления отражения вне резонанса L_{11}^{ϑ} (—), в точках наибольшего пропускания $L_{11}^n < L_{11}^{\vartheta}$ и загораживания $L_{11}^3 > L_{11}^{\vartheta}$ для узла типа «а» при $\beta_{OC} = \text{const}$:
 $\beta_{OC} = 0,5$ (.....); $\beta_{OC} = 1,5$ (— —); $\beta_{OC} = 2,5$ (- - - -)

Гиромагнитный узел на ЭС типа «а», как и узел на ЭС типа «с», может быть использован для создания магнитоуправляемых микроволновых устройств: режекторных фильтров (при выборе $\beta_{oc} \leq \beta_{oc}^{KP} \leq 0,51$), фазовращателей и фазовых модуляторов (при выборе $\beta_{oc} > \beta_{oc}^{KP}$). Однако частотный диапазон положительной эллиптичности первичного поля для узла типа «а» ($0,67 < \nu < 2$) меньше, чем для узла типа «с» ($0 < \nu < 2$), вследствие чего и рабочий диапазон частот, в котором обеспечиваются требуемые параметры названных устройств, при использовании ЭС типа «а» меньше, чем при использовании ЭС типа «с».

В отличие от узла типа «с» в случае узла типа «а» для коэффициента передачи в прямом направлении (S_{21}) нереализуем режим равномерной ЭРХ «S1с», но реализуем режим S-образной ЭРХ «S1а», который может быть использован для создания частотных дискриминаторов и амплитудных модуляторов с малым уровнем нелинейных искажений. Для построения устройств с S-образной ЭРХ на ЭС типа «а» целесообразно использовать правую (высокочастотную) ветвь линии S-образной ЭРХ на диаграмме режимов « $\beta_{oc} - \nu$ » (см. рис. 5.16), так как эта ветвь имеет меньшую крутизну по частоте, чем левая (низкочастотная). Приемлемой для этой цели можно считать область частот $1,3 \leq \nu \leq 1,5$, где S-образная ЭРХ реализуется при $4 \geq \beta_{oc} \geq 1,4$, модуль внерезонансного коэффициента передачи лежит в пределах $0,79 \geq |S_{21}^0| \geq 0,57$, а внерезонансное ослабление – в пределах $2\text{дБ} \leq L_{21}^0 \leq 4,8\text{дБ}$.

Следует отметить, что гиромагнитный узел на ЭС типа «а», имеющий разомкнутые шлейфы, технологически проще, чем узлы на ЭС типа «с» и типа «б», в которых выполнение короткого замыкания шлейфов требует нарушения монолитности диэлектрической подложки полосковой линии.

5.5 Особенности характеристик гиромагнитного узла на основе структуры с короткозамкнутыми шлейфами

ЭС с двумя короткозамкнутыми шлейфами длиной $l_3 = 3l_4 = \Lambda(f_c) \cdot 3/8$, обозначенная выше как структура типа «б», имеет согласно (1.5) реактивные входные проводимости шлейфов:

$$b_3 = -\operatorname{ctg}(\nu \cdot \pi \cdot 3/4); b_4 = -\operatorname{ctg}(\nu \cdot \pi/4).$$

Для гиромагнитного узла на ЭС типа «*b*», как и для узла на ЭС типа «*a*», режим симметрии ЭРХ и крутизны ФРХ (реж. «...*c*») достигается в пределах 1-й частотной зоны только на средней частоте ($\nu=1$), а режим равномерной ЭРХ (реж. “S1*c*”) невозможен.

Как видно из графиков рис.2.1, для узла типа «*b*» на всех частотах $\beta'' \leq 0$; при этом согласно (5.1), (5.2) $B_{12} = B_{21} \geq 0$, $B_{11} = B_{22} \leq 0$, т.е. для коэффициентов передачи как в прямом (S_{21}), так и в обратном (S_{12}) направлениях имеет место режим смещения импульса заграждения в сторону низких и импульса пропускания в сторону высоких частот (реж. «...*b*»), а для коэффициента отражения – режим смещения импульса пропускания в сторону низких и импульса заграждения в сторону высоких частот (реж. «... *a* »).

Для узла типа «*b*» областью положительной эллиптичности первичного поля ЭС ($0 < \mathcal{E} \leq 1$), где в разложении этого поля по циркулярному базису преобладает правая циркулярная составляющая, является низкочастотная область 1-й частотной зоны ($0 < \nu < 1,33$).

Частотные зависимости внерезонансных параметров $|S_{21}^{\mathcal{E}}| = |S_{12}^{\mathcal{E}}|$, $|S_{11}^{\mathcal{E}}| = |S_{22}^{\mathcal{E}}|$, $\mathcal{E}$, $\beta_o^{KP} = 1/\Delta b$, определяемых свойствами только ЭС и не зависящих от свойств ГР, для ЭС типа «*b*» являются зеркальными отображениями относительно оси $\nu=1$ одноименных зависимостей для ЭС типа «*a*»: те значения перечисленных параметров, которые для узла типа «*a*» имеют место на частоте ν_a ($0 \leq \nu_a \leq 2$), для узла типа «*b*» обнаруживаются на «зеркальной» частоте $\nu_b = 2 - \nu_a$. Эта особенность не распространяется на частотные характеристики параметров, зависящих от свойств ГР, которые учтены коэффициентом связи ГР с регулярной линией β_o ; график прямопропорциональной частотной зависимости этого коэффициента ($\beta_o = \beta_{oc} \cdot \nu$) имеет различное положение относительно областей положительной эллиптичности первичного поля узлов типа «*a*» ($0,67 < \nu < 2$) и типа «*b*» ($0 < \nu < 1,33$). Тем не менее, последовательность чередования режимов интерференции для узлов типа «*a*» и типа «*b*» одна и та же, но в противоположных направлениях изменения частоты: для узла типа «*b*» режимы интерференции чередуются с увеличением частоты (от $\nu=0$ до $\nu=2$) в той же последовательности, в какой они чередуются для узла типа «*a*» с уменьшением частоты (от $\nu=2$ до $\nu=0$).

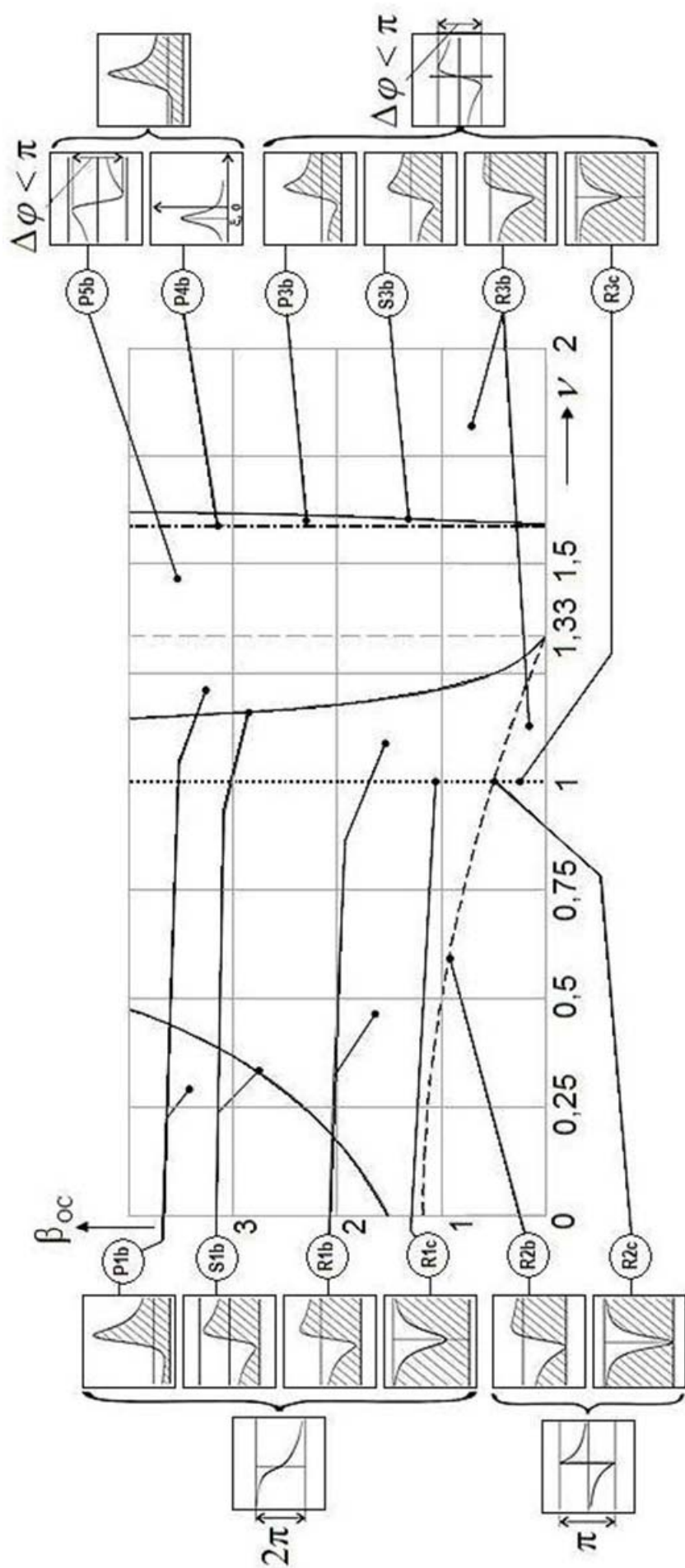


Рис. 5.27 – Диаграмма форм резонансных характеристик передачи (S_{21}) для узла типа «b» в координатах « $\beta_{oc} - \nu$ »: — режим S-образной ЭРХ («S...»); - - - критический режим («...2...»); - - - - режим односторонней ФРХ («...4...»); режим симметрии ЭРХ («...c»); символы в кружочках – индексы режимов интерференции

Как и для рассмотренных выше узлов типа «с» и типа «а», возможность реализации тех или иных форм резонансных характеристик коэффициента передачи (S_{21}) для узла типа «b» поясняется диаграммой режимов интерференции в координатах « $\beta_{oc} - \nu$ », представленной на рис. 5.27. На этой диаграмме в частотной области положительной эллиптичности первичного поля для узла типа «b» ($0 < \nu < 1,33$) имеются две ветви линии S-образной ЭРХ (реж. «S1b» – сплошные линии) и линия критического режима (реж. «R2b» – штриховая линия).

Критический режим для коэффициента передачи (S_{21}) узла типа «b» реализуется при условии, что коэффициент связи ГР с регулярной базовой линией $\beta_o = \beta_{oc} \cdot \nu$ достигает критического значения:

$$\beta_o^{KP} = \beta_{oc}^{KP} \cdot \nu = 1/\Delta b = 0,5 \cdot \operatorname{tg}(\nu\pi/4) [4 \cos^2(\nu\pi/4) - 1]. \quad (5.15)$$

Критический режим возможен в частотном диапазоне $0 < \nu < 1,33$. Максимальное значение β_{oc}^{KP} имеет место при $\nu = 0$ и составляет $\max \beta_{oc}^{KP} = \beta_{oc}^{KP}|_{\nu=0} \approx 1,18$. При любом значении $\beta_{oc} = \text{const} < 1,18$ критический режим реализуется для узла типа «b» на одной частоте. На средней частоте $\beta_{oc}^{KP}|_{\nu=1} = 0,5$, как и для узлов типа «а» и типа «с».

В области $\beta_{oc} < \beta_{oc}^{KP}$, лежащей ниже линии критического режима на диаграмме « $\beta_{oc} - \nu$ » (рис. 5.27), реализуется докритический режим с полосо-заграждающей ЭРХ (реж. «R3b»), в области $\beta_{oc} > \beta_{oc}^{KP}$, лежащей выше линии критического режима, – закритические режимы. Линия S-образной ЭРХ расположена в области закритического режима и имеет две ветви; слева от левой ветви и справа от правой реализуется закритический режим с полосо-пропускающей ЭРХ (реж. «P1b»), а между ветвями – закритический режим с полосо-заграждающей ЭРХ (реж. «R1b»).

Для узла типа «b» на рис. 5.28 представлены частотные зависимости модуля коэффициента передачи в прямом направлении вне полосы магнитного резонанса $|S_{21}^{\varnothing}|$ и в точках экстремумов ЭРХ: в точке наибольшего заграждения $|S_{21}^3| < |S_{21}^{\varnothing}|$ и в точке наибольшего пропускания $|S_{21}^{\Pi}| > |S_{21}^{\varnothing}|$, а на рис. 5.29 – частотные зависимости соответствующих ослаблений: вне резонанса $L_{21}^{\varnothing}$ и в точках наибольшего заграждения $L_{21}^3 > L_{21}^{\varnothing}$ и пропускания $L_{21}^{\Pi} < L_{21}^{\varnothing}$.

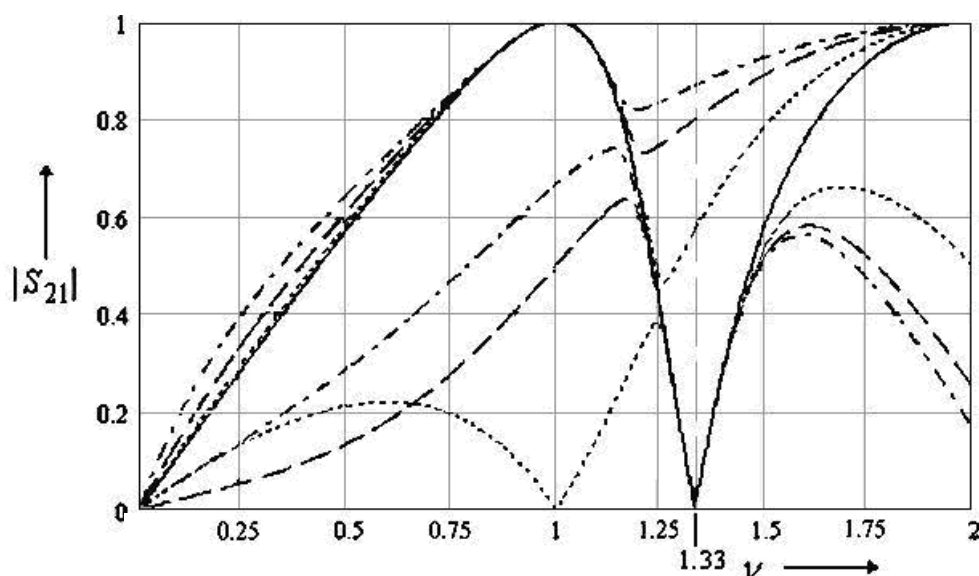


Рис. 5.28 – Частотные зависимости модуля коэффициента передачи вне резонанса $|S_{21}^{\Delta}|$ (—), в точках наибольшего пропускания $|S_{21}^n| > |S_{21}^{\Delta}|$ и загораживания $|S_{21}^3| < |S_{21}^{\Delta}|$ для узла типа «b» при $\beta_{oc} = \text{const}$: $\beta_{oc} = 0,5$ (.....); $\beta_{oc} = 1,5$ (— —); $\beta_{oc} = 2,5$ (- - - -)

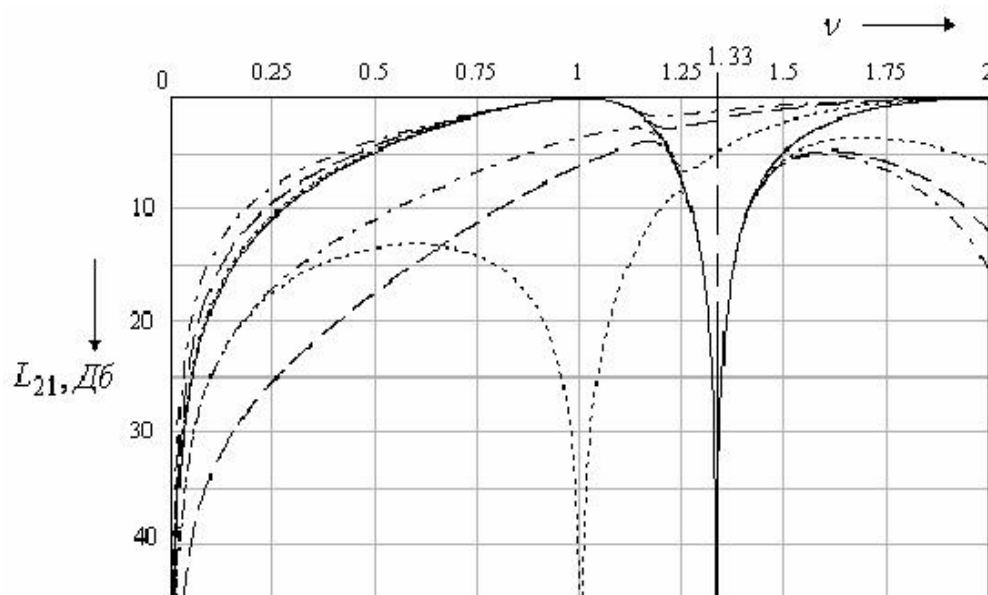


Рис. 5.29 – Частотные зависимости ослабления передачи вне резонанса L_{21}^{Δ} (—), в точках наибольшего пропускания $L_{21}^n < L_{21}^{\Delta}$ и загораживания $L_{21}^3 > L_{21}^{\Delta}$ для узла типа «b» при $\beta_{oc} = \text{const}$: $\beta_{oc} = 0,5$ (.....); $\beta_{oc} = 1,5$ (— —); $\beta_{oc} = 2,5$ (- - - -)

На средней частоте ($\nu=1$) значения параметров $|S_{21}|$, L_{21} для узла типа «b» совпадают со значениями этих параметров для узла типа «a» при одних и тех же значениях $\beta_{oc} = \text{const}$. На остальных частотах этого совпадения нет – даже и на зеркальных частотах диапазонов положительной эллиптичности первичного поля узлов типа «a» ($\nu_a = 0,67 \div 2$) и типа «b» ($\nu_b = 2 - \nu_a = 1,33 \div 0$), на которых внерезонансные параметры этих узлов одинаковы. Объясняется это тем, что при одном и том же значении параметра $\beta_{oc} = \text{const}$ коэффициент связи $\beta_o = \beta_{oc} \cdot \nu$ различен в диапазонах положительной эллиптичности первичного поля узлов типов «a» и «b». Так на участке $\nu = 0,67 \div 1$ для узла типа «a» $\beta_o = (0,67 \div 1)\beta_{oc}$, а на зеркальном участке $\nu = 1,33 \div 1$ для узла типа «b» $\beta_o = (1,33 \div 1)\beta_{oc}$; на участке $\nu = 1 \div 2$ для узла типа «a» $\beta_o = (1 \div 2)\beta_{oc}$, а на зеркальном участке $\nu = 1 \div 0$ для узла типа «b» $\beta_o = (1 \div 0)\beta_{oc}$. Эти различия особенно заметны вблизи крайних точек 1-й частотной зоны.

Сопоставление частотных зависимостей параметров прямой передачи (S_{21}) для узлов типа «b» (рис. 5.28, 5.29) и типа «a» (рис. 5.19, 5.20) при одинаковых значениях $\beta_{oc} = \text{const}$ показывает, что узел типа «b» имеет большую частотную неравномерность экстремальных значений ЭРХ (наибольших заграждения и пропускания) в диапазоне положительной эллиптичности поля этого узла ($0 < \nu < 1,33$), чем узел типа «a» в диапазоне положительной эллиптичности его поля ($0,67 < \nu < 2$).

На рис. 5.30 для узла типа «b» представлены частотные зависимости модуля коэффициента обратной передачи вне резонанса $|S_{12}^{\exists}|$, в точках наибольшего пропускания $|S_{12}^{\Pi}| > |S_{12}^{\exists}|$ и заграждения $|S_{12}^3| < |S_{12}^{\exists}|$ при $\beta_{oc} = \text{const}$, а на рис. 5.31 – частотные зависимости соответствующих ослаблений: вне резонанса $L_{12}^{\exists}$, в точках наибольшего пропускания $L_{12}^{\Pi} < L_{12}^{\exists}$ и заграждения $L_{12}^3 > L_{12}^{\exists}$.

На рис. 5.32 приведены частотные зависимости модуля коэффициента отражения для узла типа «b» вне резонанса $|S_{11}^{\exists}|$, в точках наибольшего пропускания $|S_{11}^{\Pi}| > |S_{11}^{\exists}|$ и заграждения $|S_{11}^3| < |S_{11}^{\exists}|$ при $\beta_{oc} = \text{const}$, а на рис. 5.33 – частотные зависимости соответствующих ослаблений: вне

резонанса $L_{11}^{\exists}$, в точках наибольшего пропускания $L_{11}^{\Pi} < L_{11}^{\exists}$ и заграждения $L_{11}^{\exists} > L_{11}^{\Pi}$.

В средней части 1-й частотной зоны ($\nu = 0,5 \div 1,5$) частотные зависимости параметров обратной передачи (рис. 5.30, 5.31) и отражения (рис. 5.32, 5.33) для узла типа «b» повторяют в общих чертах частотные зависимости тех же параметров для узла типа «a» (рис. 5.22, 5.23 и 5.25, 5.26 соответственно) при изменении частоты в противоположных направлениях: изменению $\nu_b = 0,5 \rightarrow 1,5$ соответствует изменение $\nu_a = 1,5 \rightarrow 0,5$. На участках, примыкающих к крайним точкам 1-й частотной зоны ($\nu_b = 0 \rightarrow 0,5$, $\nu_a = 2 \rightarrow 1,5$ и $\nu_b = 1,5 \rightarrow 2$, $\nu_a = 0,5 \rightarrow 0$), обсуждаемые частотные зависимости для узлов типа «b» и типа «a» имеют существенные отличия, что объясняется значительным различием коэффициента связи $\beta_o = \beta_{oc} \cdot \nu$ при $\beta_{oc} = \text{const}$ в зеркальных частотных областях узлов типа «b» и типа «a».

Приемлемые параметры режекторного фильтра на ЭС типа «b» – наибольший диапазон частотной перестройки при заданном минимально допустимом заграждении на границах этого диапазона – достигается при выборе β_{oc} , близком к критическому значению этого параметра на средней частоте $\nu_b^{CP} = 0,67$ диапазона положительной эллиптичности поля для узла типа «b»: $\beta_{oc}^{KP}(\nu_b^{CP}) = 0,85$.

Для создания на ЭС типа «b» устройств с S-образной ЭРХ целесообразно использовать левую (низкочастотную) ветвь линии S-образной ЭРХ на диаграмме режимов « $\beta_{oc} - \nu$ » (см. рис. 5.27), так как эта ветвь имеет меньшую крутизну по частоте, чем правая (высокочастотная). Приемлемой для этой цели можно считать область частот $0,5 \leq \nu \leq 0,7$, где модуль внерезонансного коэффициента передачи лежит в пределах $0,57 \leq |S_{21}^{\exists}| \leq 0,79$, внерезонансное ослабление – в пределах $4,8 \text{ дБ} \geq L_{21}^{\exists} \geq 2 \text{ дБ}$, а S-образная ЭРХ реализуется при $4,3 \leq \beta_{oc} \leq 9,1$.

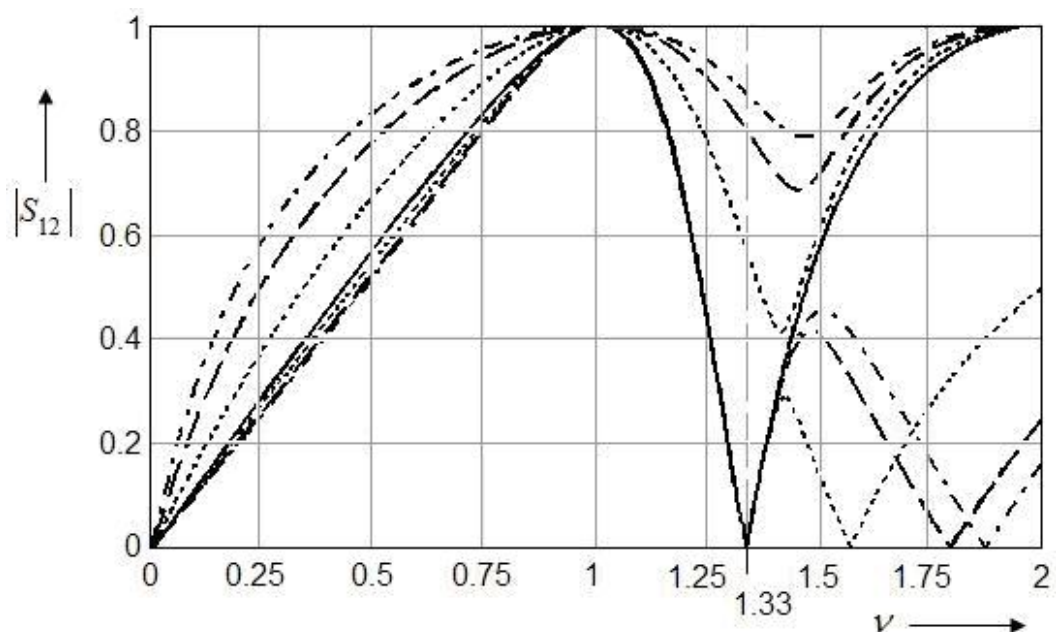


Рис. 5.30 – Частотные зависимости модуля коэффициента обратной передачи вне резонанса $|S_{12}^{\ominus}|$ (—), в точках наибольшего пропускания $|S_{12}^n| > |S_{12}^{\ominus}|$ и загораживания $|S_{12}^3| < |S_{12}^{\ominus}|$ для узла типа «b» при $\beta_{OC} = \text{const}$:
 $\beta_{OC} = 0,5$ (.....); $\beta_{OC} = 1,5$ (— —); $\beta_{OC} = 2,5$ (- - - -)

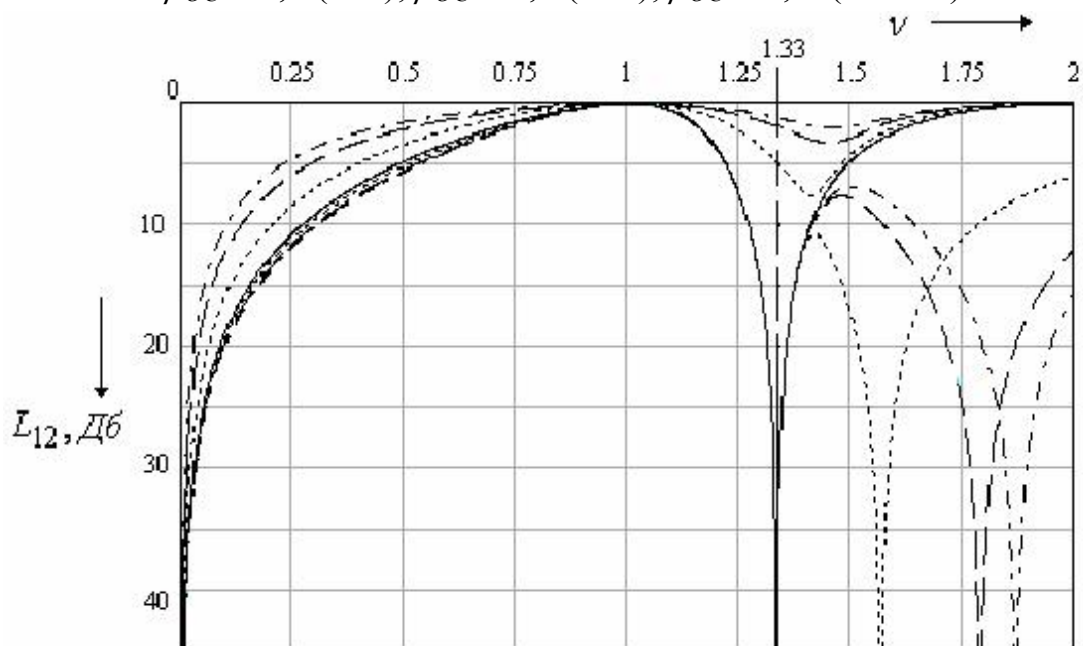


Рис. 5.31 – Частотные зависимости ослабления обратной передачи вне резонанса $L_{12}^{\ominus}$ (—), в точках наибольшего пропускания $L_{12}^n < L_{12}^{\ominus}$ и загораживания $L_{12}^3 > L_{12}^{\ominus}$ для узла типа «b» при $\beta_{OC} = \text{const}$:
 $\beta_{OC} = 0,5$; (.....); $\beta_{OC} = 1,5$ (— —); $\beta_{OC} = 2,5$ (- - - -)

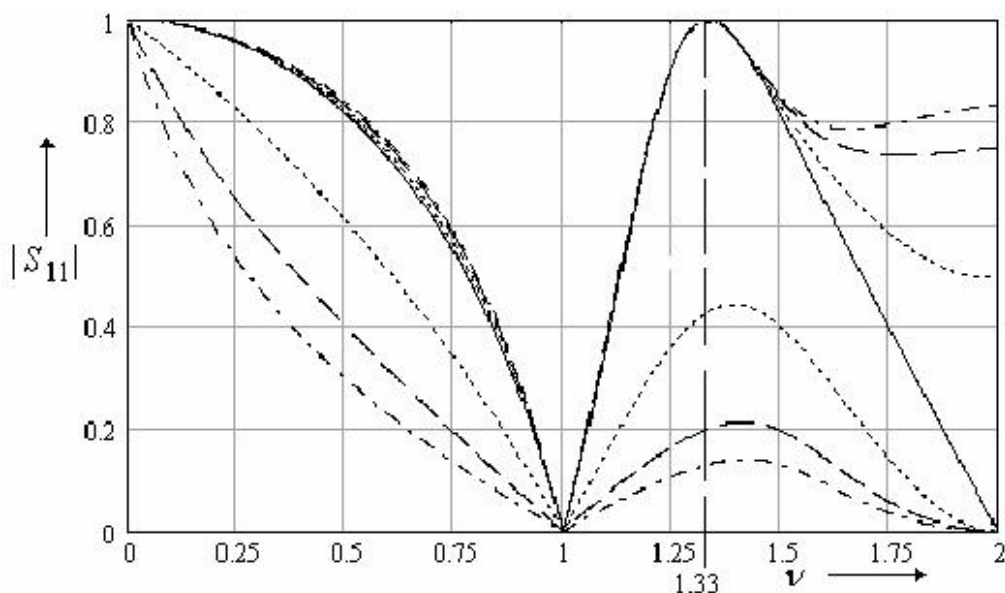


Рис. 5.32 – Частотные зависимости модуля коэффициента отражения вне резонанса $|S_{11}^{\partial}|$ (—), в точках наибольшего пропускания $|S_{11}^n| > |S_{11}^{\partial}|$ и загораживания $|S_{11}^3| < |S_{11}^{\partial}|$ для узла типа «b» при $\beta_{OC} = \text{const}$:

$$\beta_{OC} = 0,5 (\cdots); \beta_{OC} = 1,5 (- -); \beta_{OC} = 2,5 (- \cdot - \cdot -)$$

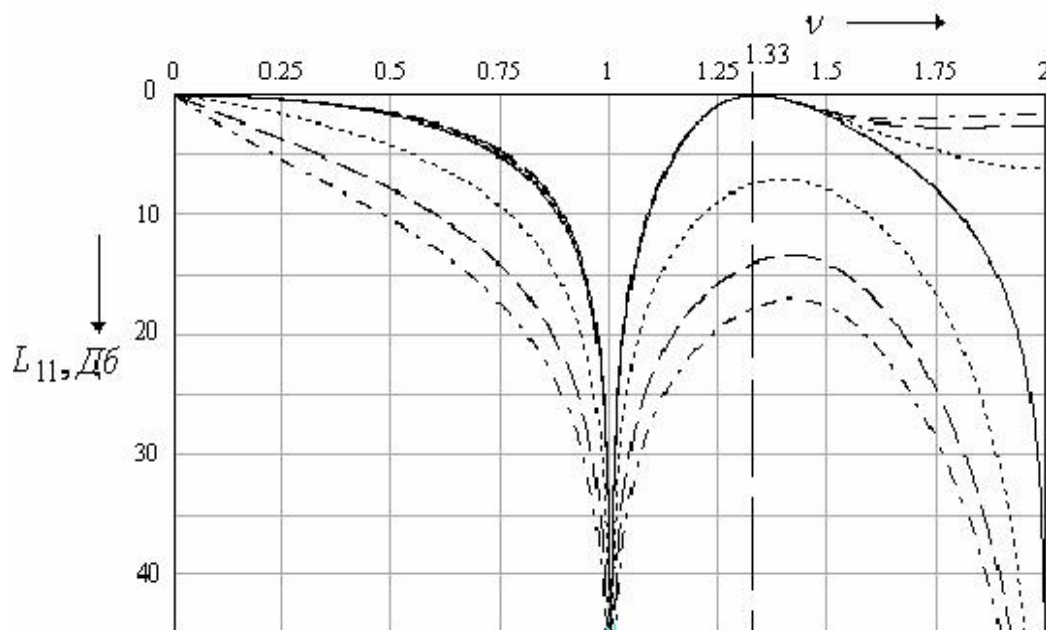


Рис. 5.33 – Частотные зависимости ослабления отраженного сигнала вне резонанса L_{11}^{∂} (—), в точках наибольшего пропускания $L_{11}^n < L_{11}^{\partial}$

и загораживания $L_{11}^3 > L_{11}^{\partial}$ для узла типа «b» при $\beta_{OC} = \text{const}$:

$$\beta_{OC} = 0,5 (\cdots); \beta_{OC} = 1,5 (- -); \beta_{OC} = 2,5 (- \cdot - \cdot -)$$

Сопоставление этих оценок с аналогичными оценками для узла типа « a » (см. конец параграфа 5.4) показывает, что для реализации S-образной ЭРХ при равных значениях внерезонансного ослабления $L_{21}^{\mathfrak{D}}$ в случае узла типа « b » требуются существенно большие значения коэффициента связи β_{oc} , чем в случае узла типа « a ».

6. ВОЗМОЖНЫЕ ПРИМЕНЕНИЯ ГИРОМАГНИТНЫХ УЗЛОВ НА СОЧЛЕНЕНИЯХ ПОЛОСКОВЫХ ЛИНИЙ С РЕАКТИВНЫМИ ШЛЕЙФАМИ

6.1. Конструктивные решения гироманнитных узлов на сочленениях полосковых линий

Микроволновые устройства на основе гироманнитных резонаторов (ГР), включенных в сочленения полосковых линий с реактивными шлейфами, могут быть выполнены как в виде автономных функциональных узлов, так и в виде бескорпусных и безразъёмных компонентов, входящих в состав многокомпонентных гибридных интегральных схем микроволнового диапазона.

Рассмотрим пример конструктивного решения автономного узла обсуждаемого типа, устройство которого показано на рис. 6.1.

Несущей частью конструкции базовой электродинамической структуры (ЭС) является диэлектрическая подложка в виде прямоугольной пластины (позиция 1 на рис. 6.1). Одна поверхность подложки («внешняя») имеет сплошную «заземляющую» металлизацию – тонкий слой металлического покрытия в виде фольги или плёнки. На противоположную («внутреннюю») поверхность подложки нанесён металлизированный печатный рисунок (топология) полосковой структуры (поз. 2). В качестве базовой линии в рассматриваемой конструкции (рис. 6.1) используется симметричная полосковая линия (СПЛ), но может быть выбрана и несимметричная полосковая линия (НПЛ). При выполнении ЭС на основе СПЛ пластина с топологией полосковой структуры дополняется второй пластиной, идентичной первой, но без металлизации на внутренней поверхности (поз. 3). При выполнении ЭС на основе НПЛ используется только одна пластина с топологией полосковой структуры, а место второй пластины занимает воздушный слой.

Для изготовления подложек используются различные листовые или пластинчатые диэлектрики [13], например, неорганические диэлектрики – керамика, ситалл, поликор; либо органические диэлектрики типа: ПТ-3; -5; -7; -10; -16; СТ-3; -5; -7; -10; -16; ФФ-4; ФАФ-4; ФЛАН-2,8; -3,8; -5; -7,2; -10; -16 и др. (цифры в этих обозначениях – ориентировочные значения диэлектрической проницаемости). Толщины подложек стандартизированы: 0,25; 0,5; 0,75; 1,0; 1,5; 2,0; 2,5; 3,0; 4,0; 5,0 мм. Диэлектрическая проницаемость и толщина подложки, а также ширина полоскового проводника выбираются в процессе расчёта волнового сопротивления базовой линии и её коэффициента связи с ГР.

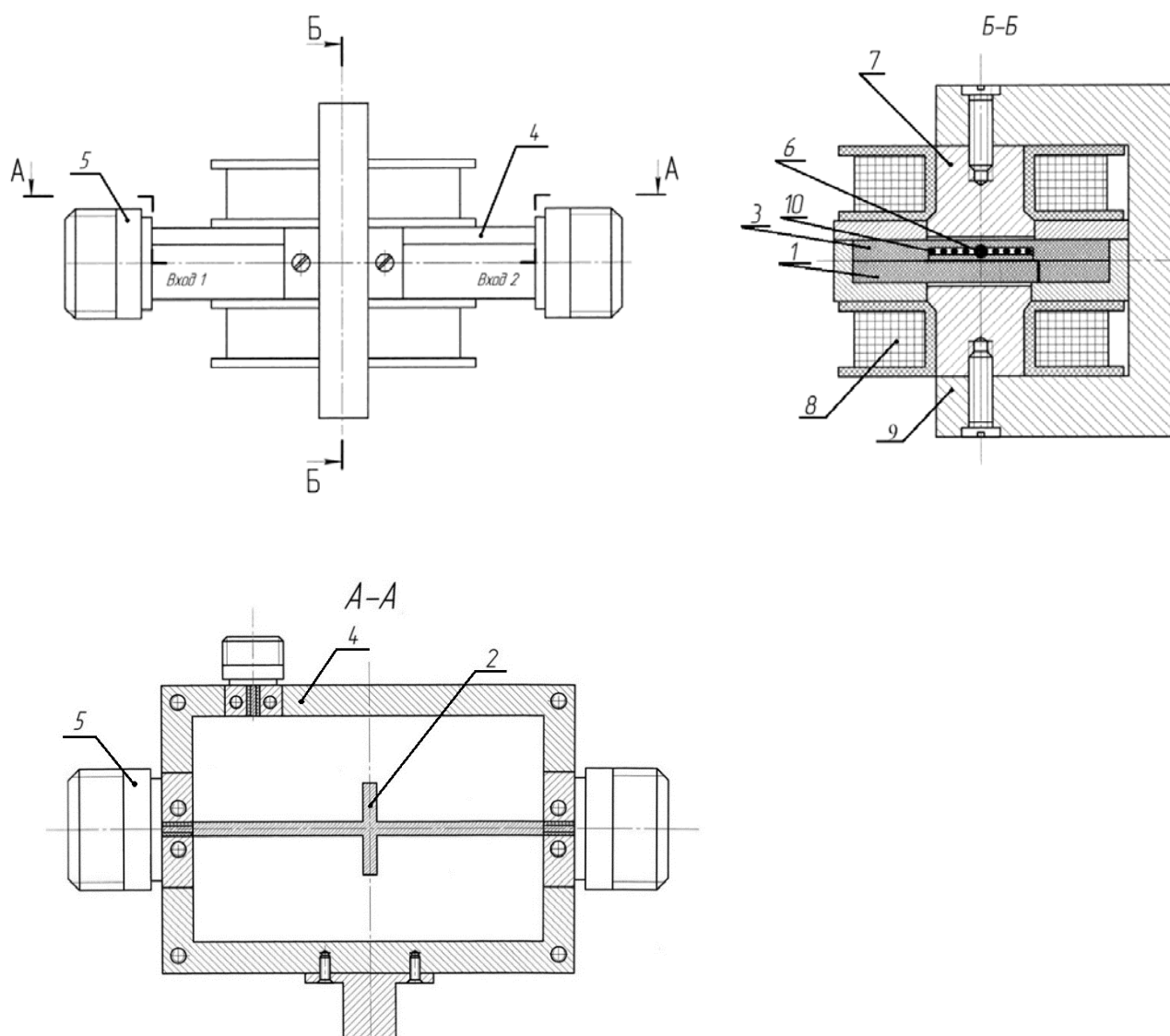


Рис. 6.1 – Пример конструкции гиромагнитного узла

Печатные платы, образуемые диэлектрическими подложками совместно с заземляющей металлизацией и топологией полосковой структуры, размещаются в металлическом корпусе (поз. 4 на рис. 6.1), выполненном в виде замкнутой прямоугольной коробки (параллелепипеда). Корпус является экраном микроволнового узла и обеспечивает жёсткость его конструкции. Внутренний размер корпуса в направлении нормали к подложке приблизительно равен удвоенной толщине последней. Остальные размеры корпуса выбираются так, чтобы собственные частоты образуемого им объёмного резонатора не попадали в рабочий диапазон частот узла. Корпус и все крепежные элементы выполняются из немагнитных металлов.

Для соединения узла с внешними цепями в корпус встраиваются переходы с полосковой линии на базовую линию внешнего тракта. В дециметровом диапазоне радиоволн и длинноволновой части сантиметрового диапазона преимущественно используется коаксиальный измерительный тракт с волновым сопротивлением 50 Ом и коаксиальными соединителями сечением «7/3». Для стыковки с таким трактом в рассматриваемом узле предусмотрены коаксиально-полосковые переходы типа Э2-116/1 и Э2-116/2 (поз. 5).

Образец ГР шарообразной формы (поз. 6) располагается внутри корпуса, в середине диэлектрического зазора полосковой линии, над центром сочленения основной линии со шлейфами, и закреплён на диэлектрическом стержне-держателе, параллельном плоскости подложки. Стержень-держатель с помощью специального механизма может поворачиваться вокруг собственной оси и перемещаться в направлении оси. Этим обеспечивается требуемая ориентация кристаллографических осей ГР относительно направления намагничивающего поля, необходимая для термостабилизации резонансной частоты, а также корректировка положения ГР в микроволновом поле ЭС с целью достижения нужного режима связи.

Корпус ЭС располагается между полюсами внешней магнитной системы (ВМС) так, чтобы ось полюсных наконечников была перпендикулярна плоскости подложки. ВМС служит для создания намагничивающего поля, обеспечивающего условия резонанса ГР и перестройку его резонансной частоты по рабочему диапазону. ВМС может быть выполнена в следующих вариантах:

- электромагнит с магнитопроводом из магнитомягкого материала и намагничивающими катушками, питаемыми постоянным или медленно меняющимся током;
- постоянный магнит с магнитопроводом из магнитомягкого материала и источником намагничивающей силы в виде встроенных в магнитопровод дисков из магнитотвёрдого материала (в частности, магнитов на основе редкоземельных элементов, например, магнитов типа КС37 из самарий-кобальтового сплава SmCO_5); регулировка поля в рабочем зазоре ВМС такого типа осуществляется либо с помощью магнитного шунта, либо изменением длины рабочего зазора путём перемещения полюсных наконечников;
- комбинированная или «поляризованная» ВМС, в которой постоянная составляющая намагничивающего поля создаётся постоянным магнитом, а переменная – током электромагнитной катушки.

В рассматриваемой конструкции гироманитного узла (рис. 6.1) ВМС (поз. 7) выполнена в виде электромагнита с двумя намагничивающими катушками (поз. 8) и магнитопроводом (поз. 9) С-образного типа. Возможно использование магнитопровода Ф-образного и броневого типов. Последний имеет наименьший поток рассеяния и обеспечивает экранировку узла от сторонних магнитных полей. Магнитопровод выполняется из магнитомягкого материала, например, из электротехнической стали. В узлах с широким диапазоном электрической перестройки частоты (и, следовательно, с широкими пределами изменения магнитной индукции в рабочем зазоре) магнитопровод целесообразно выполнять из пермаллоя (например, марки 50Н), имеющего высокую крутизну кривой намагничивания, в десятки раз большую, чем у электротехнических сталей.

Источники намагничивающей силы (электромагнитные катушки и постоянные магниты) обычно располагают в частях магнитопровода, прилегающих к рабочему зазору, что повышает эффективность ВМС. Для сокращения длины рабочего зазора ВМС и уменьшения неоднородности намагничивающего поля в пределах этого зазора в стенки немагнитного корпуса ЭС в области расположения ГР впаиваются диски из электротех-

нической стали, диаметр которых близок диаметру полюсных наконечников и примерно в 10 раз больше диаметра ГР.

Для быстрой частотной перестройки ГР и создания модулирующего магнитного поля служит управляющая магнитная система (УМС – поз. 10 на рис. 6.1), располагаемая внутри корпуса ЭС. Обычно УМС выполняется в виде плоской спиральной катушки из провода диаметром $0,05 \div 0,1$ мм с числом витков $10 \div 30$, ось которой проходит через центр ГР и совпадает с направлением поля ВМС. Как показали эксперименты, возмущающее влияние витков УМС на микроволновое поле приводит к уменьшению коэффициента связи между ГР и этим полем; для уменьшения этого влияния целесообразно смещать плоскость УМС относительно экваториальной плоскости ГР. Обычно УМС градуируется по смещению резонансной частоты ГР в зависимости от величины постоянного питающего тока, в результате чего строится градуировочная характеристика в координатах «ток-частота» и определяется её крутизна $S_f = \partial f / \partial I$. По результатам известных разработок типичные значения этого параметра лежат в пределах $S_f = 100 \div 200$ МГц/А.

Функция преобразования микроволнового сигнала, осуществляемая гиромагнитным узлом, определяется режимом связи между ГР и микроволновым полем. Согласно полученным выше соотношениям (2.18), (2.20), (3.21) коэффициент связи ГР с интерференционным полем ЭС может быть представлен в виде:

$$\beta = \nu \cdot \beta_{oc} \cdot W(b_3, b_4).$$

Здесь $W(b_3, b_4)$ – функция входных проводимостей шлейфов b_3, b_4 , которая определяется только структурой сочленения; $\beta_{oc} = \beta_{o|\nu=1}$ – коэффициент связи ГР с регулярной базовой линией на средней частоте ($\nu = 1$), для которого согласно вышеизложенному можно использовать приближенное соотношение:

$$\beta_{oc} \approx \beta_{oc}^u \approx |\chi_p| K_3;$$

$|\chi_p| = M_0 / (2\Delta H_0)$ – резонансная восприимчивость образца ГР;
 $K_3 = \gamma(f_c)V / S_t$ – коэффициент заполнения линии с поперечным сечением S_t гироманитным резонатором объёмом V . При выбранных типах базовой линии и сочленения требуемый режим связи обеспечивается путём подбора параметра β_{oc} , т.е. резонансной восприимчивости ГР $|\chi_p|$ и коэффициента заполнения K_3 .

Коэффициент заполнения линии гироманитным резонатором можно увеличивать путём увеличения размеров последнего. Однако в случае больших образцов ГР выше вероятность наличия поверхностных неоднородностей и выше неоднородность микроволнового поля в объёме образца за счёт эффекта распространения электромагнитной волны, в результате чего увеличивается опасность возбуждения неоднородных (паразитных) типов колебаний намагниченности, искажающих характеристики узла. Для уменьшения такой опасности целесообразно обеспечивать требуемое значение коэффициента связи при наименьших размерах ГР.

Увеличения коэффициента заполнения можно достичь путём уменьшения размера линии в направлении намагничивания, что целесообразно и с точки зрения уменьшения длины магнитного зазора, а значит и габаритов ВМС. Однако надо иметь в виду, что соотношение поперечных размеров линии определяет её волновое сопротивление.

Увеличение коэффициента заполнения как путём увеличения размеров ГР, так и путём уменьшения поперечных размеров линии, увеличивает опасность возбуждения паразитных типов колебаний намагниченности ГР за счёт неоднородности микроволнового поля вблизи проводящих стенок вследствие скин-эффекта. Для уменьшения такой опасности диаметр шарообразного ГР d_Γ и расстояние r от центра ГР до проводящей стенки следует выбирать согласно условию:

$$r \geq (2 \div 3) d_\Gamma / 2.$$

6.2. Магнитоуправляемые фазовращатели на сочленении с короткозамкнутым и разомкнутым шлейфами (типа «с»)

Устройства на основе ГР могут использоваться в качестве магнитоуправляемых фазовращателей (ФВ) – фазовых регуляторов и модуляторов. Это возможно в таких режимах взаимодействия ГР с микроволновым полем базовой электродинамической структуры (ЭС), когда существует однозначное соответствие между фазой выходного сигнала $\varphi_{21} = \arg \tilde{S}_{21}$ в широких пределах её изменения и расстройкой ξ , т.е. реализуется монотонная фазовая резонансная характеристика (ФРХ) $\varphi_{21}(\xi)$.

Как следует из общего анализа резонансных характеристик микроволновых структур с ГР (глава 4), монотонная ФРХ с размахом 360° реализуется в режимах закритической связи между ГР и микроволновым полем ЭС (режимы «...1...»). В закритическом режиме резонансное поле излучения ГР в рабочее плечо (в нормированном виде C_{21}^P) больше по амплитуде, чем нерезонансное поле прямого прохождения (в нормированном виде S_{21}^Δ), а фазовый сдвиг между этими полями $\Psi_{21}^P = \arg(C_{21}^P/S_{21}^\Delta)$ лежит в пределах $(0,5 \div 1,5)\pi$, благодаря чему и формируется монотонная ФРХ.

Основной характеристикой ФВ, определяющей полезную функцию преобразования микроволнового сигнала, является фазовая резонансная характеристика $\varphi_{21}(\xi) = \arg \tilde{S}_{21}(\xi)$. Обобщённая расстройка ξ рассматривается как управляющий параметр. Резонансное изменение амплитуды микроволнового сигнала, описываемое амплитудной резонансной характеристикой $|\tilde{S}_{21}(\xi)|$, определяет амплитудную неравномерность выходного сигнала, являющуюся для ФВ неблагоприятным фактором. В режиме закритической связи между ГР и полем ЭС амплитудная неравномерность падает с увеличением коэффициента связи, но вместе с этим падает и крутизна ФРХ, т.е. эффективность управления фазой. Поэтому при оценке возможности создания и достижимых параметров ФВ основной задачей является выбор коэффициента связи.

Напомним, что обобщённая нагруженная расстройка ξ есть нормированная по нагруженной полосе резонанса разность между частотой микроволнового поля ω и резонансной частотой нагруженного ГР $\omega_H(H_3)$, которая определяется проекцией H_3 намагничивающего поля на направление равновесной намагниченности $\bar{1}_3 = \bar{M}_3 / M_0$. В общем случае намагничивающее поле содержит постоянную (или медленно меняющуюся) и переменную составляющие: $H_3 = H_{30} + h_3(t)$. Постоянная составляющая намагничивающего поля создаётся внешней магнитной системой (ВМС). Для формирования переменной (модулирующей) составляющей намагничивающего поля в устройство, наряду с ВМС, вводится дополнительная управляющая магнитная система (УМС), питаемая модулирующим током.

Закритический режим, характеризуемый монотонно-падающей ФРХ, реализуется в гироманитных узлах на ЭС любого из трёх типов: «а», «b», «с». Ограничимся рассмотрением ФВ на ЭС типа «с». Как отмечалось выше, узел типа «с» имеет по сравнению с другими наибольшую частотную полосу пропускания базовой ЭС по уровню внерезонансного ослабления $3 \partial B$ ($\nu = 0,5 \div 1,5$) и наибольшую частотную область положительной эллиптичности поля ЭС ($\nu|_{\omega \rightarrow 0} = 0 \div 2$). Кроме того, в узле типа «с» реализуются только режимы симметрии ЭРХ и частотной зависимости крутизны ФРХ (режимы «...с»).

Для гироманитного узла типа «с» коэффициент связи является вещественной величиной:

$$\beta'' \equiv \text{Im}\beta = 0 ; \quad \beta = \beta' = \text{Re}\beta = 2\beta_0 = 2\beta_{oc} \cdot \nu .$$

Благодаря этому для всех коэффициентов рассеяния $S_{jk}(j, k=1,2)$ резонансные значения вещественны и имеет место симметрия ЭРХ $D_{jk}(\xi)$ и частотной зависимости крутизны ФРХ $k_{jk}(\xi)$:

$$B_{jk} = \text{Im}(\tilde{S}_{jk}^P) = 0 ; \quad \tilde{S}_{jk}^P = \text{Re}(\tilde{S}_{jk}^P) ;$$

$$D_{jk}(\xi) = \left| \tilde{S}_{jk}(\xi) \right|^2 = \frac{(\tilde{S}_{jk}^P)^2 + \xi^2}{1 + \xi^2}; \quad (6.1)$$

$$\varphi_{jk}(\xi) = \arg \tilde{S}_{jk}(\xi) = \text{Arctg} \left[\frac{(1 - \tilde{S}_{jk}^P)\xi}{\tilde{S}_{jk}^P + \xi^2} \right]; \quad (6.2)$$

$$k_{jk}(\xi) = \frac{d\varphi_{jk}(\xi)}{d\xi} = \frac{(1 - \tilde{S}_{jk}^P)(\tilde{S}_{jk}^P - \xi^2)}{(1 + \xi^2) \left[(\tilde{S}_{jk}^P)^2 + \xi^2 \right]}.$$

Далее в этом параграфе проводится анализ только характеристик передачи в прямом направлении (от плеча 1 к плечу 2), описываемых коэффициентом рассеяния S_{21} , поэтому индексы «21» опускаем. Резонансные параметры передачи можно представить в виде:

$$\begin{aligned} \tilde{C}^P &\equiv \tilde{C} \Big|_{\xi=0} \equiv \frac{C^P}{S^\varnothing} = - \left(\frac{\beta_0 / \beta_0^{kp} + 2\beta_0}{1 + 2\beta_0} \right); \\ \tilde{S}^P &\equiv \tilde{S} \Big|_{\xi=0} \equiv \frac{S^P}{S^\varnothing} = 1 + \tilde{C}^P = \frac{1 - \beta_0 / \beta_0^{kp}}{1 + 2\beta_0}; \end{aligned} \quad (6.3)$$

где β_0^{kp} – критическое значение коэффициента связи ГР с регулярной линией, определяемое по (5.12).

В закритическом режиме ($\beta_0 > \beta_0^{kp}$):

$$\tilde{C}^P = -|\tilde{C}^P| < -1; \quad |\tilde{C}^P| > 1; \quad \tilde{S}^P = -|\tilde{S}^P| < 0;$$

$$\text{tg} \varphi(\xi) = \left(\frac{1 + |\tilde{S}^P|}{\xi^2 - |\tilde{S}^P|} \right) \cdot \xi;$$

$$k(\xi) = \frac{d\varphi(\xi)}{d\xi} = - \frac{(|\tilde{S}^P| + 1) \cdot (|\tilde{S}^P| + \xi^2)}{(1 + \xi^2) \cdot (|\tilde{S}^P|^2 + \xi^2)};$$

$$k_p = k(0) = - \left(1 + |\tilde{S}^P|^{-1} \right).$$

Фазовый сдвиг кратен нечетному числу $\pi/2$ при расстройках ξ_i :

$$\xi_{i_2} = \mp \sqrt{|\tilde{S}^P|}; \quad \varphi(\xi_{i_2}) = -\begin{cases} 0,5 \cdot \pi \\ 1,5 \cdot \pi \end{cases};$$

при этом

$$|\tilde{S}(\xi_i)| = \sqrt{|\tilde{S}^P|}.$$

Как видим, для узла типа «с» в закритическом режиме резонансное поле излучения ГР в плечо 2 (в нормированном виде $\tilde{C}^P$) больше по амплитуде, чем нерезонансное поле прямого прохождения, ($|\tilde{C}^P| > 1$) и сдвинуто относительно последнего по фазе на π ($\tilde{C}^P = -|\tilde{C}^P|$), благодаря чему и формируется монотонно-падающая ФРХ.

На рис. 6.2 представлен график зависимостей $|\tilde{S}^P|$ от β_0 для ряда значений $\beta_0^{\text{кр}}$. По правой вертикальной шкале отсчитывается резонансный «пик» (экстремум) ослабления в децибелах $\Delta L^P = -20 \lg |\tilde{S}^P|$, который при $|\tilde{S}^P| < 1$ (т.е. $|S^P| < |S^{\mathcal{D}}|$) является пиком заграждения ($\Delta L^P = \Delta L^3 > 0$), а при $|\tilde{S}^P| > 1$ (т.е. $|S^P| > |S^{\mathcal{D}}|$) – пиком пропускания ($\Delta L^P = \Delta L^{\Pi} < 0$):

$$\Delta L^P = L^P - L^{\mathcal{D}} = -20 \lg |\tilde{S}^P| = \begin{cases} \Delta L^3 > 0, & (\text{при } |\tilde{S}^P| < 1); \\ \Delta L^{\Pi} = -|\Delta L^{\Pi}| < 0, & (\text{при } |\tilde{S}^P| > 1). \end{cases}$$

Абсолютная величина резонансного пика ослабления $|\Delta L^P|$ характеризует предельную амплитудную неравномерность сигнала на выходе ФВ при изменении расстройки ξ в пределах $0 \div \mp \infty$. Как видно из рис. 6.2, при докритической связи ($\beta_0 < \beta_0^{\text{кр}}$) $|\tilde{S}^P|$ падает, а $|\Delta L^P|$ растёт с ростом β_0 и с уменьшением $\beta_0^{\text{кр}}$. При $\beta_0 > \beta_0^{\text{кр}}$ $|\tilde{S}^P|$ растёт, а $|\Delta L^P|$ падает с ростом β_0 и с уменьшением $\beta_0^{\text{кр}}$. Если $\beta_0^{\text{кр}} < 0,5$, то при некотором значении β_0 , определяемом соотношением

$$\beta_0 = \beta_0^{\text{кр}} / (0,5 - \beta_0^{\text{кр}}),$$

имеет место режим выравнивания ЭРХ (реж. «S1c»):

$$\tilde{C}^P = -2; \quad \tilde{S}^P = -1; \quad \Delta L^P = 0.$$

На рис. 6.2 этому режиму соответствует точка $\beta_0 = 1,5$ при $\beta_0^{\text{кр}} = 0,3$. Возможность реализации ФВ с равномерной ЭРХ рассматривается в следующем параграфе. При увеличении β_0 выше значения, соответствующего режиму «S1c», резонансный пик ослабления трансформируется в пик пропускания ($\Delta L^P = \Delta L^{\text{II}} < 0$).

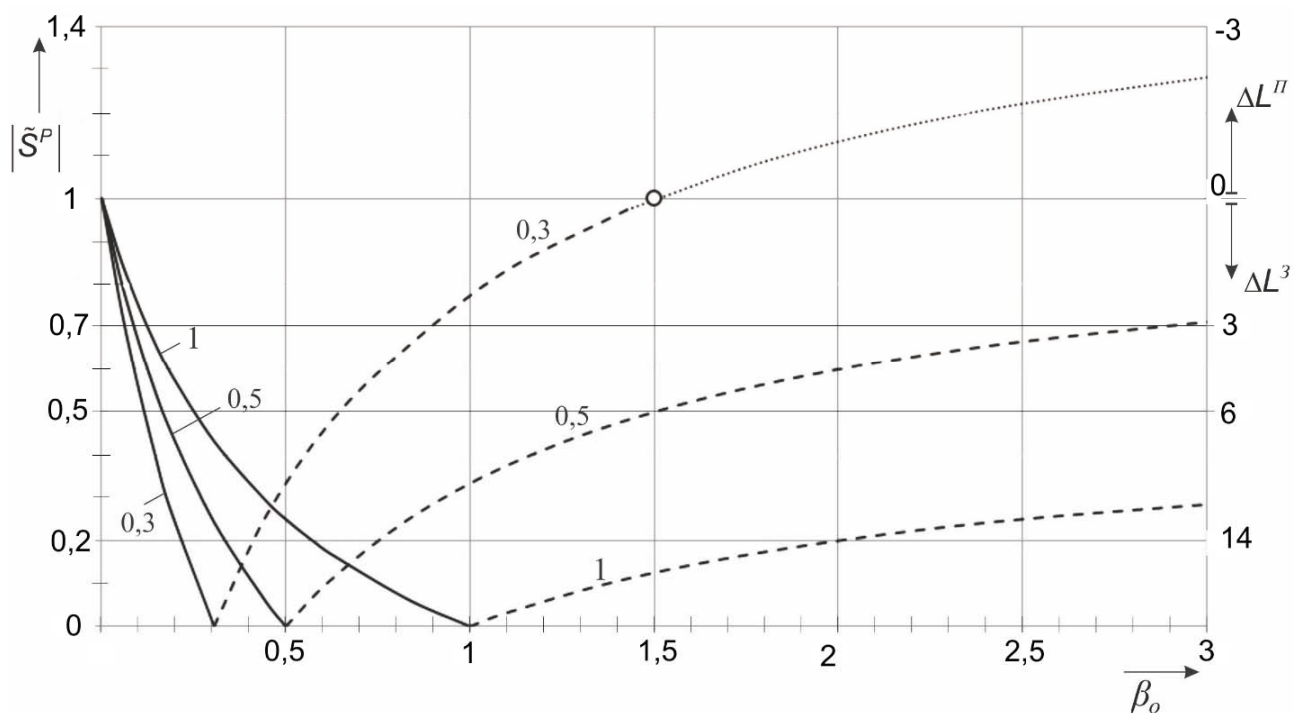


Рис. 6.2 – Зависимости $|\tilde{S}^P|$ и $\Delta L^P = -20\lg|\tilde{S}^P|$ от коэффициента связи β_0 для узла типа «с» при вариации $\beta_0^{\text{кр}}$ (цифры на графике):

— $\beta_0 < \beta_0^{\text{кр}}$; --- $\beta_0 > \beta_0^{\text{кр}}$, $|\tilde{S}^P| < 1$ (реж. «R1c»); $\beta_0 > \beta_0^{\text{кр}}$,

$|\tilde{S}^P| > 1$ (реж. «P1c»); ° – точка режима равномерной ЭРХ (реж. «S1c»)

В режиме фазовой модуляции для определения выходного сигнала в квазистационарном приближении можно использовать зависимость стационарного коэффициента передачи от расстройки ξ , заменив её статиче-

ское значение на временную зависимость $\xi(t)$. В этом приближении девиация фазы выходного сигнала φ_m при симметричном изменении расстройки $\xi(t)$ вокруг среднего значения $\xi_c = 0$ с амплитудой ξ_m определяется по стационарной ФРХ $\varphi(\xi)$ из условия:

$$\operatorname{tg} \varphi_m = \operatorname{tg} \varphi(-\xi_m).$$

Отсюда находится амплитуда расстройки ξ_m , необходимая для обеспечения заданной девиации фазы φ_m :

$$\xi_m = \frac{1}{2} \left[\sqrt{\left(|\tilde{S}^P| + 1 \right)^2 \cdot \operatorname{ctg}^2 \varphi_m + 4 |\tilde{S}^P|} - \left(|\tilde{S}^P| + 1 \right) \cdot \operatorname{ctg} \varphi_m \right]. \quad (6.4)$$

На рис. 6.3 представлен график зависимостей требуемой амплитуды расстройки ξ_m от заданной девиации фазы φ_m при изменении $\xi(t)$ вокруг среднего значения $\xi_c = 0$ для ряда значений $\Delta L^P = -20 \lg |\tilde{S}^P|$. При заданной девиации фазы $\varphi_m = \text{const}$ требуемое значение ξ_m тем больше, чем меньше ΔL^P . Девиация фазы $\varphi_m = \pi$ недостижима, поскольку требует значения $\xi_m = \infty$. Максимальное значение девиации фазы определяется максимально допустимой амплитудой тока УМС.

Амплитудная неравномерность сигнала на выходе фазового модулятора при симметричном изменении расстройки $\xi(t)$ вокруг среднего значения $\xi_c = 0$ с амплитудой ξ_m определяется соотношением:

$$\begin{aligned} \Delta L(\xi_m) &= \left| 10 \cdot \lg |S(\xi_m)/S^P|^2 \right| = \left| 10 \cdot \lg |\tilde{S}(\xi_m)|^2 - 10 \cdot \lg |\tilde{S}^P|^2 \right| = \\ &= \left| 10 \cdot \lg \left(\frac{|\tilde{S}^P|^2 + \xi_m^2}{1 + \xi_m^2} \right) + \Delta L^P \right|; \end{aligned}$$

где ΔL^P – резонансный пик ослабления. При максимальном использовании ФРХ ($\xi_m \rightarrow \infty$, $\varphi_m \rightarrow \pi$):

$$\Delta L|_{\xi_m \rightarrow \infty} = \max \Delta L(\xi_m) = |\Delta L^P|.$$

Таким образом, $|\Delta L^P|$ есть предельная амплитудная неравномерность, соответствующая предельному изменению фазы. Отметим, что при совмещении рабочей точки с точкой резонанса ($\xi_c = 0$) амплитуда выходного сигнала изменяется с частотой, вдвое большей частоты изменения расстройки $\xi(t)$ и фазы выходного сигнала $\varphi(t)$.

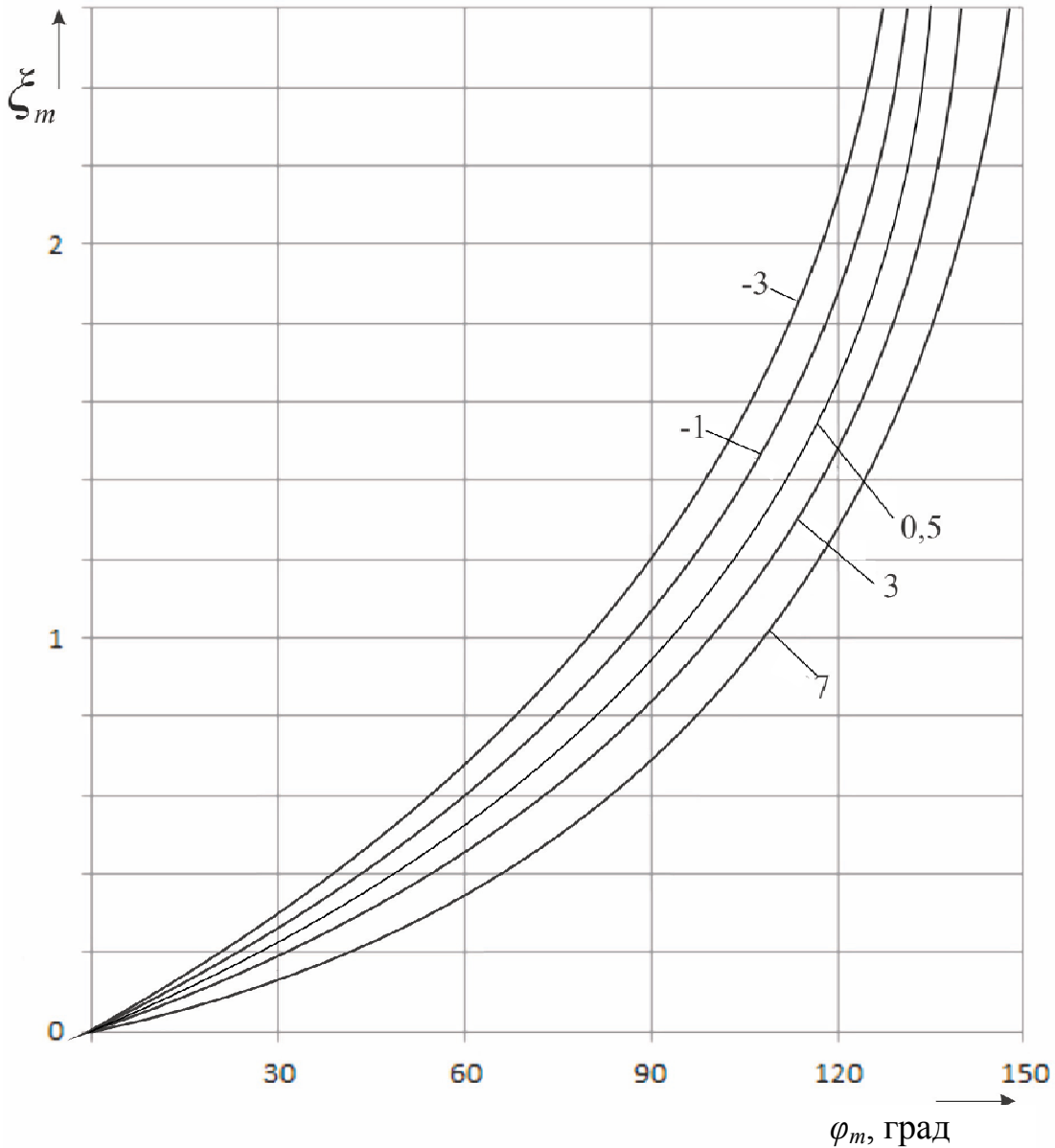


Рис. 6.3 – Амплитуда расстройки ξ_m , необходимая для обеспечения заданной девиации фазы φ_m ; цифры у кривых – значения $\Delta L^P = -20\lg|\tilde{S}^P|$ в децибелах

В частном случае $\varphi_m = \pi/2$ получим:

$$\xi_{\pi/2} = \xi_m|_{\varphi_m = \pi/2} = \sqrt{|\tilde{S}^P|}; \quad |\tilde{S}(\xi_{\pi/2})| = \sqrt{|\tilde{S}^P|};$$

$$\Delta L(\xi_{\pi/2}) = |\Delta L^P|/2.$$

При известной амплитуде расстройки $\xi_m(\varphi_m)$, необходимой для обеспечения заданной девиации фазы φ_m , требуемые амплитуды управляющего магнитного поля H_m и тока УМС I_m определяются соотношениями:

$$H_m = \Delta H_H \xi_m(\varphi_m) = \Delta H_0 (1 + \beta) \xi_m(\varphi_m);$$

$$I_m = \frac{\Delta f_H}{S_f} \xi_m(\varphi_m) = \frac{\Delta f_0}{S_f} (1 + \beta) \xi_m(\varphi_m) = \Delta I_0 (1 + \beta) \xi_m(\varphi_m),$$

где $S_f = \partial f / \partial I$ – крутизна градуировочной характеристики УМС в координатах «ток – резонансная частота»; $\Delta H_H, \Delta f_H$ – полуширина полосы резонанса нагруженного ГР в единицах магнитного поля и частоты соответственно:

$$\frac{\Delta H_H}{\Delta H_0} = \frac{\Delta f_H}{\Delta f_0} = 1 + \beta = 1 + 2\beta_{oc} \cdot v;$$

$\Delta H_0, \Delta f_0, \Delta I_0$ – полуширина собственной полосы резонанса образца ГР в единицах магнитного поля, частоты и тока УМС соответственно;

$$\Delta I_0 = \Delta f_0 / S_f.$$

Типичные значения S_f лежат в пределах $S_f = (100 \div 200)$ МГц/А, а типичные значения собственной полосы резонанса пригодных образцов ГР составляют $2\Delta H_0 = (0,5 \div 1)$ Э, $2\Delta f_0 = (1,4 \div 2,8)$ МГц; при этом ΔI_0 укладывается в пределы:

$$\Delta I_0 = (3,5 \div 14) \text{ мА}.$$

Для оценки достижимых параметров ФВ в качестве исходного прием требование, чтобы в рабочем диапазоне частотной перестройки, ограниченном частотами ν_1 и ν_2 , внерезонансное ослабление, вносимое ЭС (без ГР), не превышает 3 дБ:

$$L^3(\nu) \leq L^3(\nu_{1,2}) = 3 \text{ дБ.}$$

Для ЭС типа «с»: $\nu_1=0,5$; $\nu_2=1,5$; $\Delta\nu=\nu_2-\nu_1=1$. На средней частоте ($\nu_c=1$): $L^3(\nu_c)=0$.

Основными критериями при выборе коэффициента связи $\beta_{oc}=\beta_o(\nu_c)$ являются обеспечение малой амплитудной неравномерности и высокой эффективности управления фазой. Для оценки амплитудной неравномерности были рассчитаны предельные значения этого параметра $|\Delta L^P|$ на средней ($\nu_c=1$) и граничных (ν_1, ν_2) частотах при изменении β_{oc} в пределах $1,5 \div 6,5$. Результаты расчёта представлены графически на рис. 6.4.

Для характеристики эффективности управления фазой введём параметр, называемый далее коэффициентом управления K_φ и определяемый как отношение девиации фазы φ_m к нормированной амплитуде управляющего магнитного поля $H_m/\Delta H_0$ или модулирующего тока $I_m/\Delta I_0$, обеспечивающим эту девиацию:

$$K_\varphi = \frac{\varphi_m}{H_m/\Delta H_0} = \frac{\varphi_m}{I_m/\Delta I_0} = \frac{\varphi_m}{(1+\beta) \cdot \xi_m(\varphi_m)},$$

где $\xi_m(\varphi_m)$ – функция, определяемая по заданному значению φ_m соотношением (6.4). При известном K_φ амплитуды H_m и I_m , требуемые для обеспечения заданного значения φ_m , определяются выражением:

$$H_m/\Delta H_0 = I_m/\Delta I_0 = \varphi_m/K_\varphi.$$

Чем больше K_φ , тем меньшие значения H_m и I_m требуются для обеспечения заданной величины φ_m .

При $\varphi_m = \pi/2$ получим:

$$K_{\pi/2} = K_{\varphi|\varphi_m=\pi/2} = \frac{0,5 \cdot \pi}{(1+2\beta_{oc} \cdot v) \sqrt{|\tilde{S}^P|}}.$$

Согласно численным оценкам параметр $K_{\pi/2}$ можно использовать для ориентировочного определения H_m и I_m не только при $\varphi_m = \pi/2$, но и при отклонении φ_m от $\pi/2$ на $\pm 16\%$:

$$\frac{H_m}{\Delta H_0} = \frac{I_m}{\Delta I_0} \approx \frac{\varphi_m}{K_{\pi/2}} \quad (\text{при } 0,42 \cdot \pi \leq \varphi_m \leq 0,58 \cdot \pi).$$

Если требуемая девиация фазы невелика ($\varphi_m \leq \pi/6$), то с приемлемой точностью её можно связать с амплитудой расстройки ξ_m через резонансную крутизну ФРХ $k_P = k|_{\xi=0}$:

$$\varphi_m \approx |k_P| \xi_m.$$

При этом для коэффициента управления можно использовать соотношение:

$$K_0 = K_{\varphi|\varphi_m < \pi/6} \approx \frac{|k_P|}{1+\beta} = \frac{1+1/|\tilde{S}^P|}{1+2\beta_{oc} \cdot v} \quad (\text{при } \varphi_m \leq \pi/6).$$

На рис. 6.4 представлен сводный график зависимостей от β_{oc} параметров ФВ для средней ($\nu_c=1$) и граничных (ν_1, ν_2) частот: предельной амплитудной неравномерности $|\Delta L^P|$; коэффициентов управления фазой K_0 (для $\varphi_m=0 \div \pi/6$), $K_{\pi/4}$ (для $\varphi_m=\pi/4$), $K_{\pi/2}$ (для $0,42 \cdot \pi \leq \varphi_m \leq 0,58 \cdot \pi$). Как видно из графика, предельная амплитудная неравномерность $|\Delta L^P| < 3 \text{ дБ}$ при $\beta_{oc} > 3$. На граничных частотах $\nu_{1,2}$ при значениях β_{oc} , удовлетворяющих условию выравнивания ЭРХ, $|\Delta L^P|$ обращается в ноль: $|\Delta L^P(\nu_1)| = 0$ при $\beta_{oc} = 4,83$; $|\Delta L^P(\nu_2)| = 0$ при $\beta_{oc} = 1,6$. При любом значении φ_m коэффициент управления K_φ уменьшается с ростом частоты: $K_\varphi(\nu_1) > K_\varphi(\nu_c) > K_\varphi(\nu_2)$. С увеличением β_{oc} коэффициент управления K_φ падает, однако это падение замедляется с ростом β_{oc} и при $\beta_{oc} > 3,5$ становится незначительным. Приемлемые параметры ФВ достигаются при выборе коэффициента связи в пределах $\beta_{oc} = 3 \div 6$.

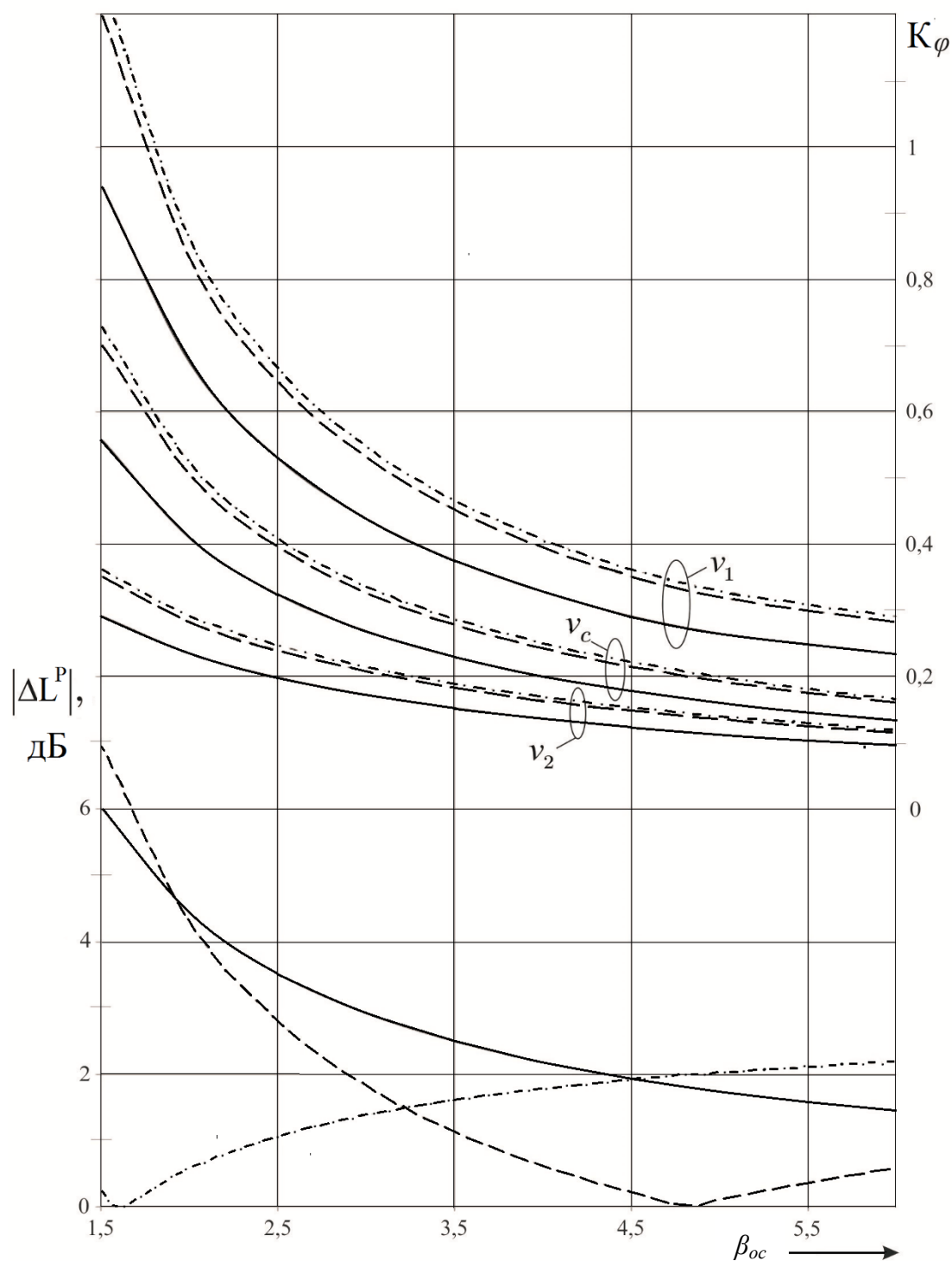


Рис. 6.4 – Зависимости от β_{oc} параметров ФВ при нормированных частотах $v_1=0,5$, $v_c=1$, $v_2=1,5$: предельной амплитудой неравномерности

$|\Delta L^P(v_1)|$ (— · —); $|\Delta L^P(v_c)|$ (——); $|\Delta L^P(v_2)|$ (---);
коэффициента управления фазой K_0 (— · · —); $K_{\pi/4}$ (---); $K_{\pi/2}$ (——)

Результаты оценки параметров ФВ на средней ($\nu_c=1$) и граничных ($\nu_{1,2}$) частотах для $\beta_{oc}=3$ и 6 представлены в табл. 6.1. Данные табл. 6.2 позволяют проследить, как при выборе $\beta_{oc}=4$ и изменении девиации фазы φ_m от $\pi/6$ до $3\pi/4$ изменяются параметры ФВ на средней частоте ($\nu_c=1$): амплитудная неравномерность $\Delta L(\xi_m)$; коэффициент управления фазой K_φ ; требуемая амплитуда тока УМС I_m (для ΔI_0 принято типичное значение 5 мА). В табл. 6.3 показано, как при выборе $\beta_{oc}=4$ и фиксированной девиации фазы $\varphi_m=\pi/2$ изменяются параметры ФВ с изменением частоты настройки ν : внерезонансное ослабление $L^\varnothing$; амплитудная неравномерность $\Delta L(\xi_{\pi/2})$; коэффициент управления фазой $K_{\pi/2}$; требуемая амплитуда тока УМС $I_m(\Delta I_0=5 \text{ мА})$.

Таблица 6.1 – Параметры ФВ на частотах ν_1, ν_c, ν_2 при $\beta_{oc}=3; 6$

Нормированная рабочая частота $\nu=f/f_c$			$\nu_1=0,5$		$\nu_c=1$		$\nu_2=1,5$	
Внерезонансное ослабление (вносимое ЭС без ГР) $L^\varnothing$, дБ			3		0		3	
Коэффициент связи ГР с базовой линией $\beta_{oc} = \beta_o _{\nu=1}$			3	6	3	6	3	6
Предельная амплитудная неравномерность $ \Delta L^P $, дБ			1,8		2,9		1,3	
Коэффициент управления фазой K_φ	$\varphi_m = 0 \div \frac{\pi}{6}$	K_0	0,56	0,28	0,34	0,17	0,19	0,09
	$\varphi_m = \frac{\pi}{4}$	$K_{\pi/4}$	0,53	0,26	0,32	0,16	0,18	0,09
	$\varphi_m = \frac{\pi}{2}$	$K_{\pi/2}$	0,44	0,22	0,27	0,13	0,15	0,07
	$\varphi_m = \frac{3\pi}{4}$	$K_{3\pi/4}$	0,27	0,13	0,16	0,08	0,09	0,04

**Таблица 6.2 – Изменение параметров ФВ на средней частоте
при изменении φ_m**

Исходные данные	$\beta_{oc} = 4; \quad \nu = \nu_c = 1$			
Девияция фазы φ_m , рад	$\frac{\pi}{6}$	$\frac{\pi}{4}$	$\frac{\pi}{2}$	$\frac{3\pi}{4}$
Амплитудная неравномерность $\Delta L(\xi_m)$, дБ	0,17	0,33	1,1	1,9
Коэффициент управления фазой K_φ	0,25	0,24	0,2	0,12
Амплитуда тока УМС I_m , мА (при $\Delta I_0 = 5$ мА)	10,5	16,4	40	97

Таблица 6.3 – Изменение параметров ФВ при $\varphi_m = \frac{\pi}{2}$

с изменением частоты

Исходные данные	$\beta_{oc} = 4; \quad \varphi_m = \pi/2$		
Нормированная рабочая частота $\nu = f/f_c$	$\nu_1 = 0,5$	$\nu_c = 1$	$\nu_2 = 1,5$
Внерезонансное ослабление (вносимое ЭС без ГР) $L^\varnothing$, дБ	3	0	3
Амплитудная неравномерность $\Delta L(\xi_{\pi/2})$, дБ	0,3	1,1	0,9
Коэффициент управления фазой $K_{\pi/2}$	0,33	0,2	0,1
Амплитуда тока УМС I_m , мА (при $\Delta I_0 = 5$ мА)	24	40	72

Численные оценки показывают, что при выборе коэффициента связи в интервале $\beta_{oc} = 3 \div 6$ достигается регулирование девиации фазы в пределах $\varphi_m = 0 \div 135^\circ$ (т.е. полное изменение фазы $0 \div 270^\circ$) с внерезонансным ослаблением $L^\varnothing \leq 3$ дБ и предельной амплитудной неравномерностью $|\Delta L^p| \leq 3$ дБ в диапазоне нормированных частот $\nu_1 \div \nu_2 = 0,5 \div 1,5$ (что при

$f_c = 3$ ГГц соответствует диапазону абсолютных частот $f_1 \div f_2 = 1,5 \div 4,5$ ГГц) при приемлемых значениях амплитуды тока УМС. Так, наибольшее из указанных значений девиации фазы $\varphi_m = 135^\circ$ обеспечивается при значениях амплитуды тока УМС I_m : от 44 мА (при ν_1) до 130 мА (при ν_2) в случае $\beta_{oc} = 3$; от 90 мА (при ν_1) до 300 мА (при ν_2) в случае $\beta_{oc} = 6$.

6.3. Фазовый модулятор с равномерной амплитудной характеристикой

Как отмечалось выше (параграф 5.2), в случае гиромагнитного узла на ЭС с разомкнутым и короткозамкнутым шлейфами (ЭС типа «с») для коэффициента передачи в прямом направлении S_{21} возможен режим равномерной ЭРХ при монотонно-падающей ФРХ с размахом 360° (реж. «S1c»). Гиромагнитный узел типа «с» в этом режиме может использоваться в качестве фазового модулятора (ФМ), не вносящего паразитной амплитудной модуляции (ПАМ). Фазовращатель с равномерной амплитудной резонансной характеристикой на основе прямоугольного волновода с ГР был предложен в 1979 г. [19].

На диаграмме режимов интерференции в координатах « $\beta_{oc} - \nu$ » для узла типа «с» (см. рис. 5.3) режим выравнивания ЭРХ (реж. «S1c») находится в области закритической связи и изображается двумя ветвями. Низкочастотная левая ветвь лежит в пределах: $(\nu=0, \beta_{oc} = \pi/2) \div (\nu=1, \beta_{oc} = \infty)$; высокочастотная правая – в пределах: $(\nu=1, \beta_{oc} = \infty) \div (\nu=2, \beta_{oc} = 0)$. При $\beta_{oc} = \text{const}$ равномерная ЭРХ реализуется на двух частотах, соответствующих двум отмеченным ветвям режима «S1c». Назовём эти частоты частотами выравнивания и обозначим ν_B . Эти частоты являются функциями выбранного коэффициента связи $\nu_B(\beta_{oc})$ и определяются решениями уравнения (5.13). Абсолютное значение частоты выравнивания $f_B = f_c \cdot \nu_B$, где f_c – средняя частота, относительно которой первоначально задавались длины шлейфов. При использовании узла в качестве ФМ с равномерной ЭРХ f_B является рабочей частотой устройства, поэтому длины шлейфов удобнее задавать относительно длины волны на частоте f_B :

$$l_3 = l_4 = \nu_B \cdot \Lambda(f_B) / 8 .$$

Выбор рабочей точки на правой ветви режима «S1c» предпочтительнее, чем на левой, поскольку, во-первых, правая ветвь начинается с меньших величин β_{oc} и охватывает более широкий диапазон значений β_{oc} , обеспечивающих режим «S1c» и, во-вторых, требуемые длины шлейфов, а значит и точность их выполнения, больше при использовании правой ветви. Поэтому далее будем рассматривать правую (высокочастотную) ветвь режима «S1c».

В соответствии с изложенным выше интерференционным механизмом формирования расходящихся полей в плечах гиromaгнитного узла (глава 4) в рассматриваемом режиме («S1c») при возбуждении узла с плеча 1 первичное нерезонансное поле в плече 2 (в нормированном виде S_{21}^{ϑ}) и резонансное поле излучения ГР в плечо 2 (в нормированном виде C_{21}) интерферируют таким образом, что результирующее поле в плече 2 ($S_{21} = S_{21}^{\vartheta} + C_{21}$) при любой расстройке ГР ξ неизменно по амплитуде ($|S_{21}| = |S_{21}^{\vartheta}| = const$). Обобщенные коэффициенты излучения $\tilde{C}_{21} = C_{21} / S_{21}^{\vartheta}$ и рассеяния $\tilde{S}_{21} = S_{21} / S_{21}^{\vartheta}$ для узла типа «с» в режиме «S1c» определяются соотношениями:

$$B_{21} \equiv Jm(\tilde{C}_{21}^P) = 0; \quad \tilde{C}_{21}^P = A_{21} = -2; \quad \tilde{S}_{21}^P \equiv 1 + \tilde{C}_{21}^P = -1;$$

$$\tilde{C}_{21}(\xi) \equiv \tilde{C}_{21}^P / (1 + i\xi) = -2 / (1 + i\xi);$$

$$\tilde{S}_{21}(\xi) \equiv 1 + \tilde{C}_{21}(\xi) = \frac{-1 + i\xi}{1 + i\xi} = e^{i(\pi - 2 \cdot \arctg \xi)} = e^{i\varphi_{21}(\xi)};$$

$$D_{21}(\xi) \equiv |\tilde{S}_{21}(\xi)|^2 \equiv |1 + \tilde{C}_{21}(\xi)|^2 = 1;$$

$$\operatorname{tg} \varphi_{21}(\xi) = \operatorname{tg}(\pi - 2 \cdot \arctg \xi) = -\operatorname{tg}(2 \cdot \arctg \xi) = \frac{2\xi}{\xi^2 - 1}.$$

Расстройки ξ_i , при которых коэффициент передачи становится мнимым, совпадают с границами нагруженной полосы резонанса:

$$\xi_{i_2^1} = \mp 1; \quad \tilde{S}_{21}(\xi_{i_2^1}) = \mp i; \quad \varphi_{21}(\xi_{i_2^1}) = \begin{cases} -0,5\pi; \\ -1,5\pi; \end{cases}$$

$$f_{i_2} - f_{i_1} = \Delta f_H \cdot (\xi_{i_2} - \xi_{i_1}) = 2\Delta f_H.$$

Поскольку в рассматриваемом режиме АРХ вырождается в прямую линию, параллельную оси ξ , нагруженная полоса резонанса не может быть определена по АРХ, а определяется по ФРХ как полоса частот, в пределах которой фаза проходящего сигнала φ_{21} изменяется на π радиан: от $-0,5\pi$ до $-1,5\pi$.

Крутизна ФРХ по нагруженной расстройке:

$$k(\xi) = \frac{d\varphi_{21}(\xi)}{d\xi} = \frac{2(1-\xi^2)-4}{(1+\xi^2)^2};$$

$$k(0) = -2; \quad k(\xi_i) = -1.$$

Коэффициент связи ГР с полем ЭС для узла типа «с» является вещественным ($\beta'' = \text{Im } \beta = 0$) и в режиме «S1с» определяется выражением:

$$\beta = \beta' = 2\beta_0 = 2\beta_{oc} \cdot \nu_B,$$

где ν_B – функция от β_{oc} , определяемая решением уравнения (5.13). Коэффициент расширения нагруженной полосы резонанса $2\Delta f_H$ относительно собственной полосы резонанса образца ГР $2\Delta f_0$:

$$g \equiv \frac{\Delta f_H}{\Delta f_0} \equiv \frac{\Delta H_H}{\Delta H_0} \equiv 1 + \beta' = 1 + 2\beta_{oc} \cdot \nu_B.$$

Амплитуда нагруженной расстройки ξ_m , необходимая для обеспечения заданной девиации фазы φ_m , выражается соотношением:

$$\xi_m = \sqrt{ctg^2 \varphi_m + 1} - ctg \varphi_m.$$

График зависимости $\xi_m(\varphi_m)$ представлен на рис 6.5. Девиация фазы $\varphi_m = \pi$ недостижима, поскольку требует значения $\xi_m = \infty$. Максимальное значение девиации фазы определяется максимально допустимой ампли-

тудой тока управляющей магнитной системы (УМС), создающей модулирующее магнитное поле.

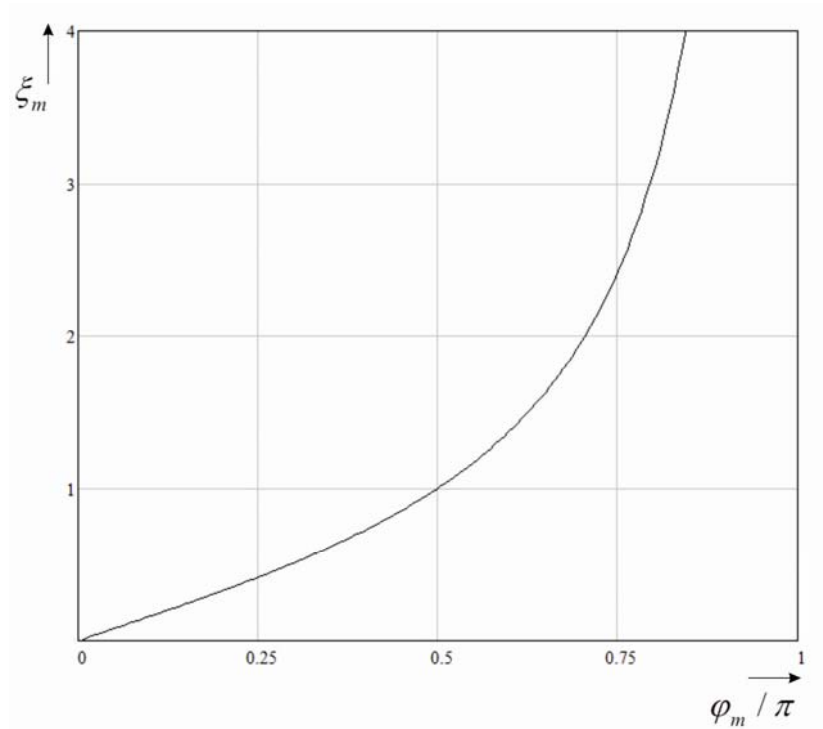


Рис. 6.5 – Амплитуда нагруженной расстройки ξ_m , необходимая для обеспечения заданной девиации фазы φ_m

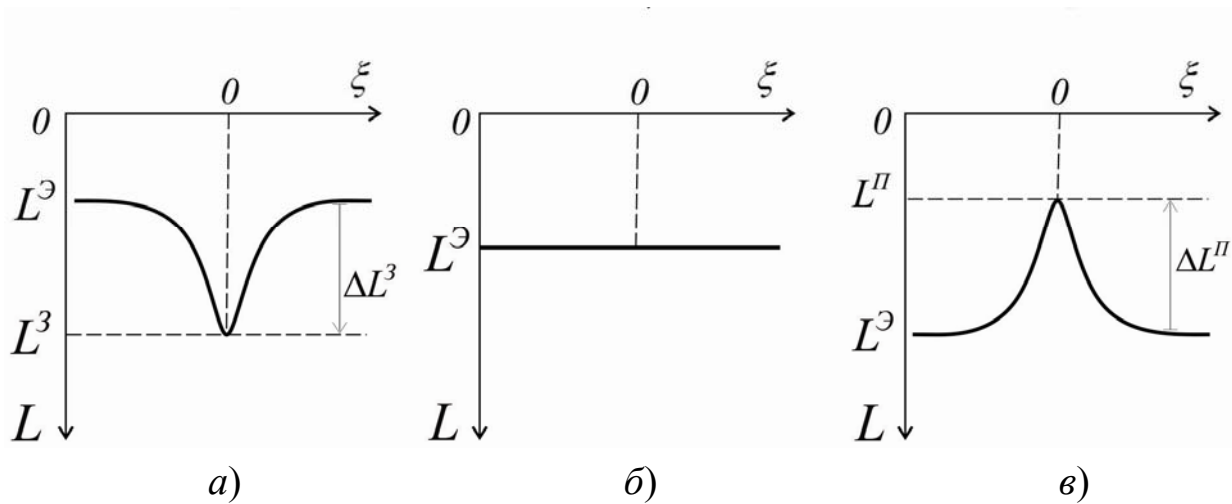


Рис. 6.6 – Трансформация резонансной характеристики ослабления при изменении частоты: а) $\nu < \nu_B$; $\Delta L^P = \Delta L^3 > 0$; б) $\nu = \nu_B$; $\Delta L^P = 0$; в) $\nu > \nu_B$; $\Delta L^P = \Delta L^\Pi < 0$

При малых значениях девиации фазы ($\varphi_m < \pi/3$) ориентировочное значение требуемой амплитуды расстройки можно определить по аппроксимирующей формуле:

$$\xi_m = \varphi_m / |k(0)| = \varphi_m / 2.$$

Амплитуды магнитного поля H_m и тока I_m управляющей магнитной системы (УМС):

$$H_m = \Delta H_H \cdot \xi_m;$$

$$I_m = \frac{H_m}{S_H} = \frac{\Delta H_H}{S_H} \xi_m = \frac{\Delta f_H}{S_f} \xi_m,$$

где $S_H = \partial H / \partial I$, $S_f = \partial f_p / \partial I$ – крутизна градуировочной характеристики УМС в координатах «ток-поле» и «ток-резонансная частота» соответственно.

Поскольку в режиме выравнивания ЭРХ $|S_{21}(\nu_B)| = |S_{21}^\exists(\nu_B)|$, потери преобразования ФМ L_{np} равны ослаблению, вносимому ЭС на частоте выравнивания ν_B :

$$L_{np} = L_{21}^\exists(\nu_B) = -20 \lg |S_{21}^\exists(\nu_B)|.$$

При отклонении ν от ν_B режим выравнивания ЭРХ нарушается (рис. 6.6). При смещении в сторону низких частот ($\nu < \nu_B$) на ЭРХ возникает симметричный относительно $\xi = 0$ резонансный импульс заграждения, в центре которого $\Delta L^P = \Delta L|_{\xi=0} = \Delta L^3 = L_{21}^3 - L_{21}^\exists > 0$. При смещении в сторону высоких частот ($\nu > \nu_B$) ЭРХ трансформируется в симметричный относительно $\xi = 0$ резонансный импульс пропускания, в центре которого $\Delta L^P = \Delta L|_{\xi=0} = \Delta L^\Pi = L_{21}^\Pi - L_{21}^\exists < 0$. Вследствие этого в режиме модуляции фазы при $\nu \neq \nu_B$ возникает паразитная амплитудная модуляция (ПАМ), глубина которой зависит от ΔL^P и амплитуды расстройки ξ_m . Максимальный уровень ПАМ равен $|\Delta L^P|$, а максимальная глубина ПАМ:

$$M = \left| \frac{1 - D_{21}^P}{1 + D_{21}^P} \right| = \frac{10^{0,1|\Delta L^P|} - 1}{10^{0,1|\Delta L^P|} + 1}.$$

Отметим, что $M \approx 0,06$ при $|\Delta L^P| = 0,5$ дБ, $M \approx 0,11$ при $|\Delta L^P| = 1$ дБ, $M \approx 0,33$ при $|\Delta L^P| = 3$ дБ. Значения $|\Delta L^P|$ и M тем больше, чем больше отклонение рабочей частоты ν от частоты выравнивания ν_B . Задав предельно допустимый уровень ПАМ $R = \max |\Delta L^P|$, можно рассчитать нижнюю ν'_R и верхнюю ν''_R частоты, на которых $|\Delta L^P|$ достигает R :

$$\Delta L^P(\nu'_R) = \Delta L^3(\nu'_R) = R; \quad \Delta L^P(\nu''_R) = \Delta L^{\Pi}(\nu''_R) = -R,$$

а затем определить диапазон частотной перестройки $\Delta \nu_R = \nu''_R - \nu'_R$, в пределах которого уровень ПАМ не превышает допустимого значения $|\Delta L^P| \leq R$.

На рис. 6.7 представлен сводный график зависимостей от β_{oc} параметров ФМ для правой (высокочастотной) ветви режима «S1c»: нормированной частоты выравнивания ν_B ; потерь преобразования $L_{np} = L_{21}^{\exists}$; коэффициента расширения полосы резонанса $g = \Delta f_H / \Delta f_0 = 1 + \beta$; диапазонов частотной перестройки $\Delta \nu_1$ с допустимым уровнем ПАМ $R = 1$ дБ и $\Delta \nu_{0,5}$ с допустимым уровнем ПАМ $R = 0,5$ дБ.

Как видно из рис. 6.7, при выборе коэффициента связи в пределах $\beta_{oc} = 1,5 \div 4$ может быть обеспечен режим выравнивания ЭРХ с параметрами: нормированная частота выравнивания $\nu_B = 1,6 \div 1,2$; потери преобразования $L_{np} = (3 \div 1,3)$ дБ; относительная полоса перестройки (с допустимым уровнем ПАМ $R = 1$ дБ) $\Delta \nu_1 = 0,05 \div 0,1$, что при $f_c = 5$ ГГц соответствует абсолютной полосе перестройки $\Delta f_1 = \Delta \nu_1 \cdot f_c = (250 \div 500)$ МГц.

Для ориентировочной оценки достижимых параметров ФМ с равномерной ЭРХ выберем ГР с типичным значением полосы резонанса $2\Delta H_0 = 0,5$ Э ≈ 40 А/м ($2\Delta f_0 = 1,4$ МГц), УМС с типичным значением крутизны градуировочной характеристики $S_f = 150$ МГц/А, рабочую частоту $f_B = 7$ ГГц. Для реализации ФМ выберем $\beta_{oc} = 3$. При этом:

$$\nu_B = \nu_B(\beta_{oc}) = 1,4; \quad f_C = f_B/\nu_B = 5 \text{ ГГц}; \quad L_{np} = 1,85 \text{ дБ};$$

$$\beta' = 2\beta_0 = 2\beta_{oc} \cdot \nu_B = 8,4; \quad g = \frac{\Delta f_H}{\Delta f_0} = \frac{\Delta f_H}{\Delta f_0} = 1 + \beta' = 9,4;$$

$$2\Delta f_H = 2\Delta f_0 \cdot g = 13,2 \text{ МГц}.$$

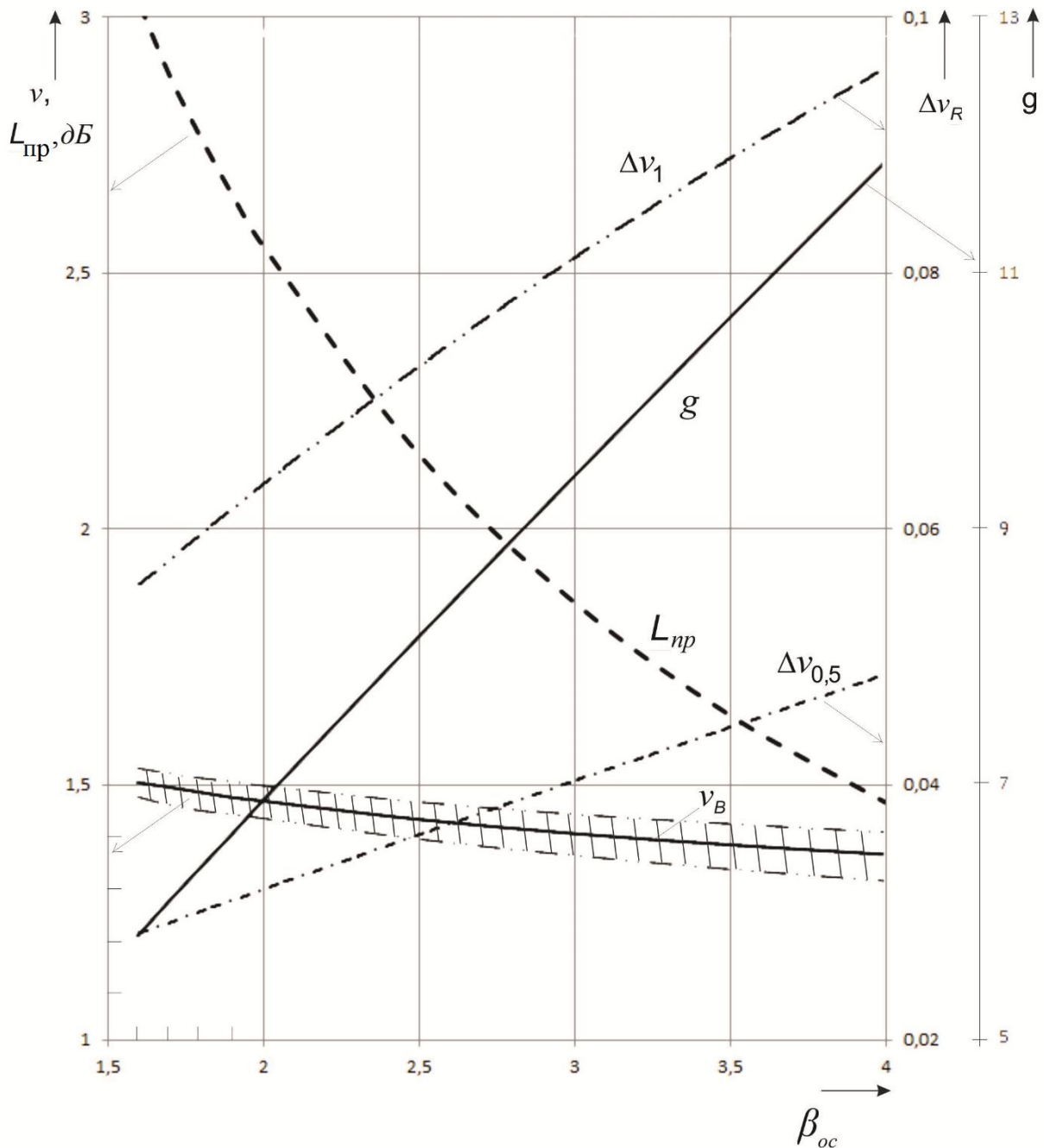


Рис. 6.7 – Сводный график зависимостей от β_{oc} параметров ФМ:

ν_B (—); L_{np} (-----); $g = \Delta f_H / \Delta f_0$ (—); $\Delta v_{0,5}$ (- · - · -); Δv_1 (- · - · - · -);
штриховкой выделен диапазон перестройки с уровнем ПАМ $|\Delta L^P| \leq R = 1 \text{ дБ}$

При допустимом уровне ПАМ $R=1$ дБ относительная полоса перестройки $\Delta\nu_1=0,081$, абсолютная полоса перестройки $\Delta f_1=\Delta\nu_1 \cdot f_C=405\text{МГц} \approx \approx 30 \cdot 2\Delta f_H$. Амплитуда модулирующего тока $I_m = \xi_m \cdot \Delta f_H / S_f$ составит:

$$I_m=18 \text{ мА при } \varphi_m=45^\circ (\xi_m=0,41), \quad I_m=44 \text{ мА при } \varphi_m=90^\circ (\xi_m=1),$$

$$I_m=164 \text{ мА при } \varphi_m=150^\circ (\xi_m=3,73).$$

6.4. Режекторный фильтр на сочленении с короткозамкнутым и разомкнутым шлейфами (типа «с»)

На основе гиромагнитных узлов с использованием любого из трёх типов сочленений («a», «b», «с») возможно создание невзаимных режекторных фильтров (РФ), перестраиваемых по частотному диапазону путём изменения поля намагничивания ГР, что осуществляется изменением тока электромагнита, создающего это поле. Для перестройки рабочей частоты в широких пределах используется внешняя магнитная система (ВМС), а в малых – управляющая магнитная система (УМС), располагаемая внутри ЭС. РФ должен обеспечивать высокое загораживание $L_{21}^3=-20\lg|S_{21}^3|$ и малое внерезонансное ослабление (вносимое ЭС без ГР) $L_{21}^2=-20\lg|S_{21}^2|$ в возможно большем диапазоне частотной перестройки.

В этом параграфе рассматривается возможность создания и достижимые параметры РФ на узле с короткозамкнутым и разомкнутым шлейфами (типа «с»), который, как отмечалось выше, имеет наибольшую полосу пропускания по уровню внерезонансного ослабления 3дБ ($\nu = 0,5 \div 1,5$) и наибольший частотный диапазон положительной эллиптичности поля ЭС ($\nu|_{\nu>0}=0 \div 2$). Поскольку для узла типа «с» реализуются только режимы симметрии ЭРХ (режимы «...с»), максимум загораживания наблюдается на резонансной частоте $L_{21}^3=L_{21}^P=L_{21}|_{\xi=0}$.

Как следует из предыдущего анализа, загораживание возрастает при приближении к критическому режиму. Теоретически при критической связи ($\beta_0=\beta_0^{\text{кр}}$) $|S_{21}^3|=0$, $L_{21}^3=\infty$, однако такой результат обусловлен ограни-

ченностью используемой расчётной модели с «квазиточечным» ГР. В реальных устройствах при переходе через критический режим наблюдаются конечные минимум $|S_{21}^3|$ и максимум L_{21}^3 . При отклонении от критического режима используемая расчётная модель даёт достаточно достоверные результаты. В частности, отличие расчётных частотных характеристик от экспериментальных лежит в пределах погрешности измерений, за исключением точек критического режима. Это позволяет использовать результаты, полученные в рамках рассматриваемой расчётной модели, для ориентировочной оценки достижимых параметров устройств.

Из изложенного ясно, что для реализации РФ следует использовать режимы, близкие к критическому. Для узла типа «с» критический режим определяется уравнением (5.12). Критическое значение коэффициента связи изменяется от $\beta_{oc}^{kp}=0,785$ при $\nu=0$ до $\beta_{oc}^{kp}=0$ при $\nu=2$. На средней частоте ($\nu_c=1$) $\beta_{oc}^{kp}(\nu_c)=0,5$ (см. рис. 5.3). При $\beta_{oc}=\text{const}<0,785$ критический режим достигается на критической частоте $\nu^{kp}(\beta_{oc})$, определяемой решением уравнения (5.12) относительно ν . Критическая частота ν^{kp} уменьшается с увеличением β_{oc} . Зависимости загораждения (резонансного ослабления) $L_{21}^3 = L_{21}^P$ от нормированной частоты настройки ν для ряда значений $\beta_{oc}=\text{const}$, близких к $\beta_{oc}^{kp}(\nu_c)=0,5$, приведены на рис. 6.8. При $\beta_{oc}=\text{const}$ загораждение обращается в бесконечность на критической частоте $L_{21}^P(\nu^{kp})=\infty$. При отклонении ν от ν^{kp} в обоих направлениях L_{21}^P падает.

Примем в качестве исходного требование, чтобы в диапазоне частотной перестройки, ограниченном частотами ν_1 и ν_2 , загораждение L_{21}^P не опускалось ниже некоторого минимально допустимого значения $\min L^3$ (например, $\min L^3 = 20$ дБ):

$$L_{21}^P \geq L_{21}^P(\nu_{1,2}) = \min L^3.$$

Проведём на графике (рис. 6.8) горизонтальную прямую на уровне $\min L^3$ и найдём для каждого фиксированного значения $\beta_{oc} = \text{const}$ граничные частоты ν_1 и ν_2 как абсциссы точек пересечения этой прямой с левой и правой ветвями частотной зависимости $L_{21}^P(\nu)$. На графике (рис. 6.8) отмечены граничные частоты для случая $\beta_{oc} = 0,55$. Разность граничных частот $\Delta\nu = \nu_2 - \nu_1$ есть диапазон частотной перестройки, в пределах которого при выбранном $\beta_{oc} = \text{const}$ $L_{21}^P \geq \min L^3$. По частотной зависимости внерезонансного ослабления $L_{21}^{\exists}(\nu)$ определяется $L_{21}^{\exists}(\nu_{1,2})$. Изменение избирательности РФ по частотному диапазону можно оценить по изменению коэффициента расширения полосы резонанса ГР $g = \Delta f_H / \Delta f_0 = 1 + \beta' = 1 + 2\beta_{oc}\nu$, для чего определяются значения этого параметра на граничных частотах $g(\nu_{1,2})$.

Подобные расчёты были выполнены для ряда значений коэффициента связи ГР с базовой линией $\beta_{oc} = \beta_o|_{\nu_c=1}$. На рис. 6.9 представлен сводный график зависимостей от β_{oc} параметров РФ при минимально допустимом заграждении $\min L^3 = 20 \text{ дБ}$: граничных частот ν_1 (кривая 1) и ν_2 (кривая 2), определяемых из условия $L_{21}^P(\nu_{1,2}) = \min L^3$; критической частоты ν^{kp} (кривая 3); диапазона частотной перестройки $\Delta\nu = \nu_2 - \nu_1$ (кривая 4); внерезонансного ослабления на граничных частотах $L_{21}^{\exists}(\nu_1)$ (кривая 5), $L_{21}^{\exists}(\nu_2)$ (кривая 6); коэффициента расширения полосы резонанса на граничных частотах $g(\nu_1)$ (кривая 7), $g(\nu_2)$ (кривая 8); штриховкой выделен диапазон частотной перестройки, ограниченный частотами ν_1, ν_2 . Результаты оценки достижимых параметров РФ на сочленении типа «с» приведены в табл. 6.4.

Согласно результатам расчётов при минимально допустимом заграждении $\min L^3 = 20 \text{ дБ}$ внерезонансное ослабление $L_{21}^{\exists}$ не превышает 3 дБ при выборе коэффициента связи в пределах $\beta_{oc} = 0,3 \div 0,55$. Выход за эти пределы нежелателен: при $\beta_{oc} < 0,3$ $L_{21}^{\exists}(\nu_2) > 3 \text{ дБ}$, при $\beta_{oc} > 0,55$ $L_{21}^{\exists}(\nu_1) > 3 \text{ дБ}$.

При изменении β_{oc} в указанных пределах диапазон частотной перестройки увеличивается с ростом β_{oc} от $\Delta\nu=0,25$ (при $\beta_{oc} = 0,3$) до $\Delta\nu=0,58$ (при $\beta_{oc}=0,55$). Коэффициент расширения полосы резонанса $g=\Delta f_H/\Delta f_0$ при изменении β_{oc} в указанных пределах слабо зависит от β_{oc} и от ν и укладывается в пределы $g=1,5\div 2,2$.

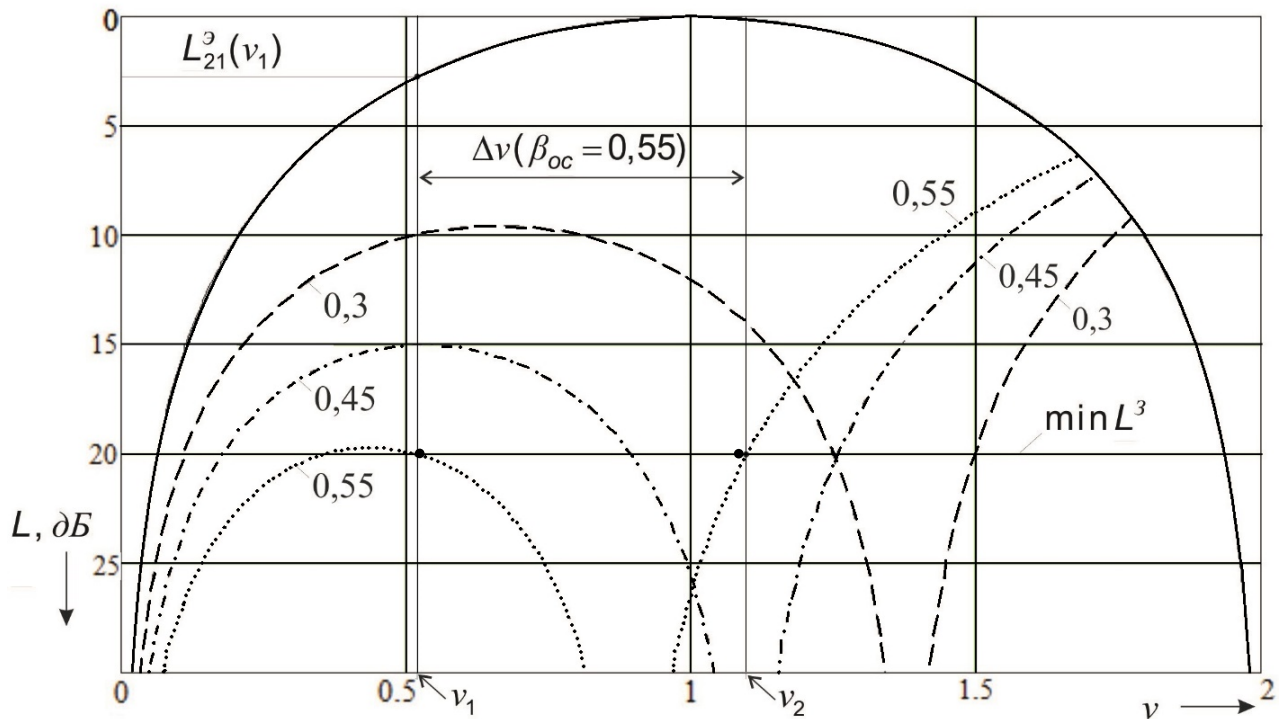


Рис. 6.8 – Зависимости от нормированной частоты ν параметров узла типа «с»: внерезонансного ослабления $L_{21}^{\exists}$ (—); резонансного заграждения L_{21}^P при $\beta_{oc}=0,3$ (---), $\beta_{oc}=0,45$ (- · -), $\beta_{oc}=0,55$ (.....); цифры на графиках – значения β_{oc} ; ν_1, ν_2 – граничные частоты для $\beta_{oc}=0,55$ при $L_{21}^P(\nu_{1,2})=\min L^3=20$ дБ

Если ужесточить требование по внерезонансному ослаблению и принять условие $L_{21}^{\exists} \leq L_{21}^{\exists}(\nu_{1,2}) = 1,5$ дБ, то, как видно из табл. 6.4, диапазон допустимых значений коэффициента связи сузится до $\beta_{oc}=0,38\div 0,52$. Если же ужесточить требование по минимально допустимому заграждению и принять, например, $L_{21}^{\exists}(\nu_{1,2}) = \min L^3 = 25$ дБ, то диапазон частотной пере-

стройки $\Delta\nu = \nu_2 - \nu_1$ уменьшится; оценку параметров РФ для этого случая нетрудно провести по изложенной методике.

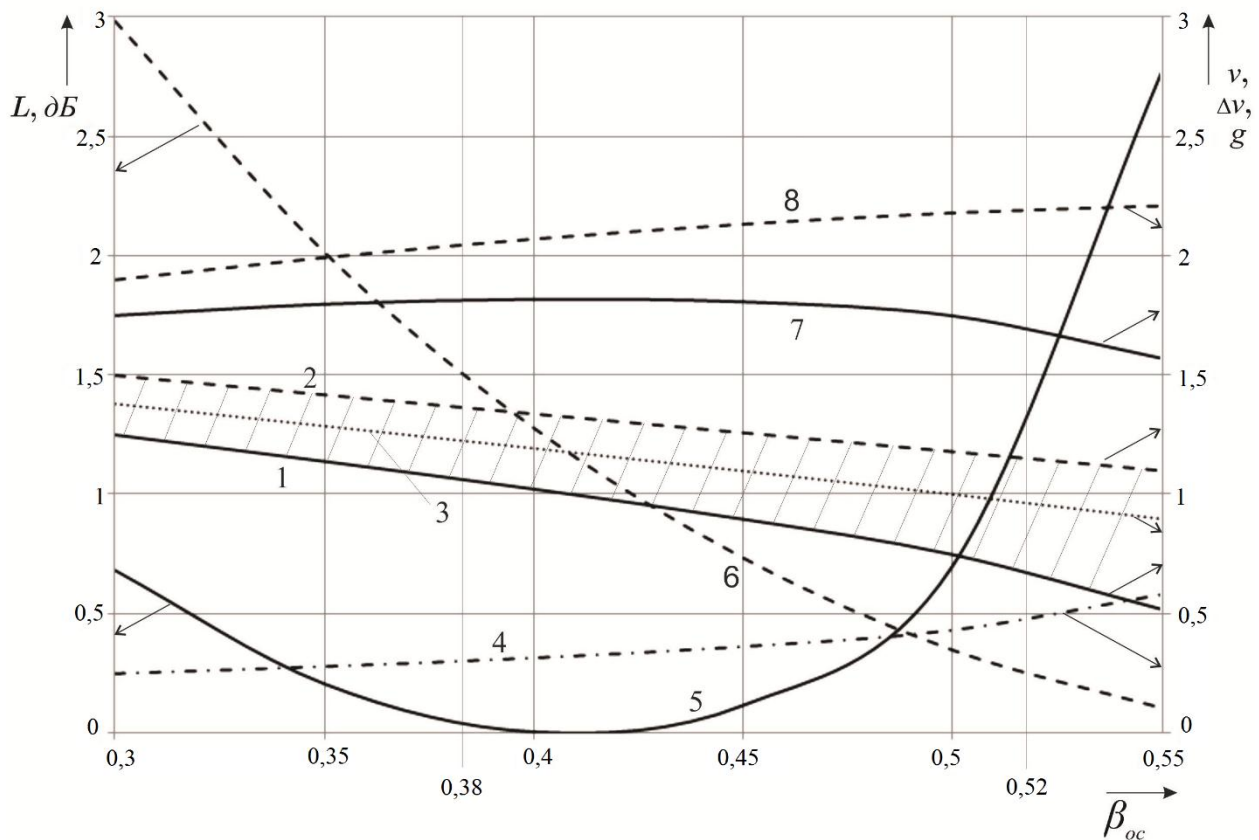


Рис. 6.9 – Зависимости от β_{oc} параметров РФ на ЭС типа «с»
 при $L_{21}^P(\nu_{1,2}) = \min L^3 = 20$ дБ : граничных частот $\nu_1 - 1$ (—),
 $\nu_2 - 2$ (----); критической частоты $\nu^{kp} - 3$ (.....); диапазона частотной
 перестройки $\Delta\nu = \nu_2 - \nu_1 - 4$ (- · -); внерезонансного ослабления
 $L_{21}^{\exists}(\nu_1) - 5$ (—), $L_{21}^{\exists}(\nu_2) - 6$ (— —); коэффициента расширения полосы
 резонанса $g(\nu_1) - 7$ (—), $g(\nu_2) - 8$ (— —); штриховкой выделен диапазон
 перестройки, ограниченный частотами ν_1, ν_2

**Таблица 6.4 – Оценка достижимых параметров
режекторного фильтра на сочленении типа «с»**

Заграждение		$L_{21}^3 \equiv L_{21}^P \geq L_{21}^P(\nu_{1,2}) = 20$ дБ			
Коэф. связи с базовой линией	$\beta_{oc} = \beta_o _{\nu=1}$	0,3	0,38	0,52	0,55
Критическая частота	$\nu^{kp}(\beta_{oc})$	1,38	1,23	0,94	0,9
Граничные частоты	$\nu_1 \div \nu_2$	1,25 ÷ 1,5	1,06 ÷ 1,37	0,64 ÷ 1,14	0,52 ÷ 1,1
Диапазон частотной перестройки	$\Delta \nu = \nu_2 - \nu_1$	0,25	0,31	0,5	0,58
Внерезонансное ослабление на граничных частотах	$L_{21}^3(\nu_1)$, дБ	0,68	0,04	1,5	2,8
	$L_{21}^3(\nu_2)$, дБ	3	1,5	0,21	0,1
Коэффициент расширения полосы резонанса ГР на граничных частотах	$g(\nu_1)$	1,75	1,81	1,67	1,57
	$g(\nu_2)$	1,9	2,04	2,19	2,21

6.5. Режекторный фильтр на сочленении с разомкнутыми шлейфами (типа «а»)

Особенностью гиромагнитного узла на сочленении с разомкнутыми шлейфами (типа «а») является немонотонность частотной зависимости критического коэффициента связи $\beta_{oc}^{kp}(\nu)$ (см. рис. 5.15), которая имеет максимум $\max \beta_{oc}^{kp} \approx 0,51$ при $\nu \approx 1,08$. Благодаря этому при любом $\beta_{oc} = \text{const} < \max \beta_{oc}^{kp}$ наблюдается переход через критический режим при двух значениях частоты $\nu_{1,2}^{kp}$, на которых в рамках используемой расчёт-

ной модели $|S_{21}^3(\nu^{kp})| = 0$, $L_{21}^3(\nu^{kp}) = \infty$. Особенности частотных характеристик ослабления узла типа «а» при $\beta_{oc} < \max \beta_{oc}^{kp}$ поясняются рис. 6.10, где представлены зависимости от ν заграждения $L_{21}^3(\nu)$ для частного случая $\beta_{oc} = 0,46$ и внерезонансного ослабления $L_{21}^3(\nu)$. В интервале между критическими частотами $\nu_1^{kp} < \nu < \nu_2^{kp}$ реализуется докритический режим (реж. «R3а») и наблюдается минимум заграждения $\min L_{21}^3$. Снаружи этого интервала имеет место закритический режим (реж. «R1а»), причём заграждение L_{21}^3 падает с уменьшением частоты при $\nu < \nu_1^{kp}$ и с увеличением частоты при $\nu > \nu_2^{kp}$, т.е. при удалении от интервала $\nu_1^{kp} \div \nu_2^{kp}$. С уменьшением коэффициента связи β_{oc} разнос между критическими частотами $\nu_2^{kp} - \nu_1^{kp}$ растёт, а лежащий между ними минимум заграждения $\min L_{21}^3$ уменьшается.

Отмеченные особенности частотных зависимостей заграждения для узла типа «а» позволят при создании на его основе режекторного фильтра обосновать выбор режима связи. При $\beta_{oc} = \text{const} < 0,51$ определим две граничные частоты $\nu_1 < \nu_1^{kp}$ и $\nu_2 > \nu_2^{kp}$, на которых $L_{21}^3(\nu_{1,2}) = \min L_{21}^3$; при этом во всём частотном диапазоне $\Delta \nu = \nu_2 - \nu_1$ заграждение будет превышать граничное значение $L_{21}^3 \geq L_{21}^3(\nu_{1,2}) = \min L_{21}^3$. С увеличением коэффициента связи β_{oc} , т.е. с приближением его к $\max \beta_{oc}^{kp} \approx 0,51$, $\min L_{21}^3$ увеличивается, а граничные частоты ν_1, ν_2 сближаются и, следовательно, $\Delta \nu = \nu_2 - \nu_1$ уменьшается. При $\beta_{oc} = \max \beta_{oc}^{kp}$ $\min L_{21}^3 = \infty$, а граничные частоты сливаются с критической частотой ($\nu_1 = \nu_2 = \nu_1^{kp} = \nu_2^{kp} \approx 1,08$), так что $\Delta \nu = 0$. С уменьшением β_{oc} $\min L_{21}^3$ уменьшается, а полоса частотной перестройки $\Delta \nu = \nu_2 - \nu_1$ растёт. Таким образом, приняв минимально допустимое заграждение равным $\min L_{21}^3 = L_{21}^3(\nu_{1,2})$, можно при $\beta_{oc} = \text{const}$ определить диапазон частотной перестройки $\Delta \nu = \nu_2 - \nu_1$, в пределах которого обеспечивается $L_{21}^3 \geq \min L_{21}^3$. При этом внерезонансное ослабление L_{21}^3 в диапазоне перестройки будет меньше, чем наибольшее из значений

$L_{21}^{\vartheta}(\nu_1)$ или $L_{21}^{\vartheta}(\nu_2)$. Изменения избирательности режекторного фильтра при изменении β_{oc} и ν оцениваются по изменению коэффициента расширения полосы резонанса $g=\Delta f_H/\Delta f_0=1+\beta'$, где параметр $\beta' = \text{Re } \beta$ выражается соотношением (2.21) и может быть определён по графику рис. 2.1, а.

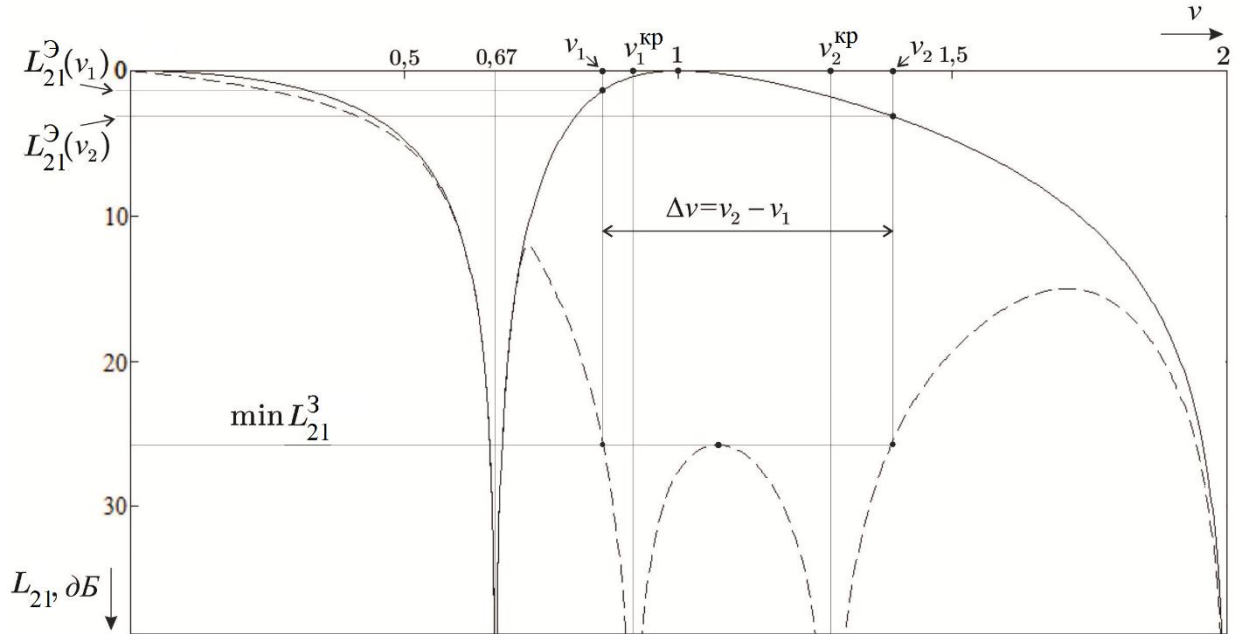


Рис. 6.10 – Зависимости от нормированной частоты ν параметров узла типа «а»: внерезонансного ослабления L_{21}^{ϑ} (—); заграждения L_{21}^3 (---) при $\beta_{oc}=0,46$; ν_1^{kp} , ν_2^{kp} – критические частоты; ν_1 , ν_2 – граничные частоты

Для выбора режима связи по изложенной методике были рассчитаны параметры гироманитного узла типа «а» при изменении коэффициента связи в пределах $\beta_{oc}=0,35\div 0,51$: минимальное заграждение $\min L_{21}^3$ в докритическом диапазоне $\nu_1^{kp} < \nu < \nu_2^{kp}$; граничные частоты ν_1 , ν_2 , определяемые из условия $L_{21}^3(\nu_{1,2}) = \min L_{21}^3$; диапазон частотной перестройки $\Delta \nu = \nu_2 - \nu_1$; внерезонансное ослабление на граничных частотах $L_{21}^{\vartheta}(\nu_{1,2})$; коэффициент расширения полосы резонанса на граничных частотах $g(\nu_{1,2})$. Зависимости перечисленных параметров от β_{oc} представлены на

сводном графике рис. 6.11, из которого видно, что приемлемые параметры режекторного фильтра на узле типа «а» обеспечиваются при выборе коэффициента связи в пределах $\beta_{oc} = 0,42 \div 0,48$. Результаты оценки достижимых

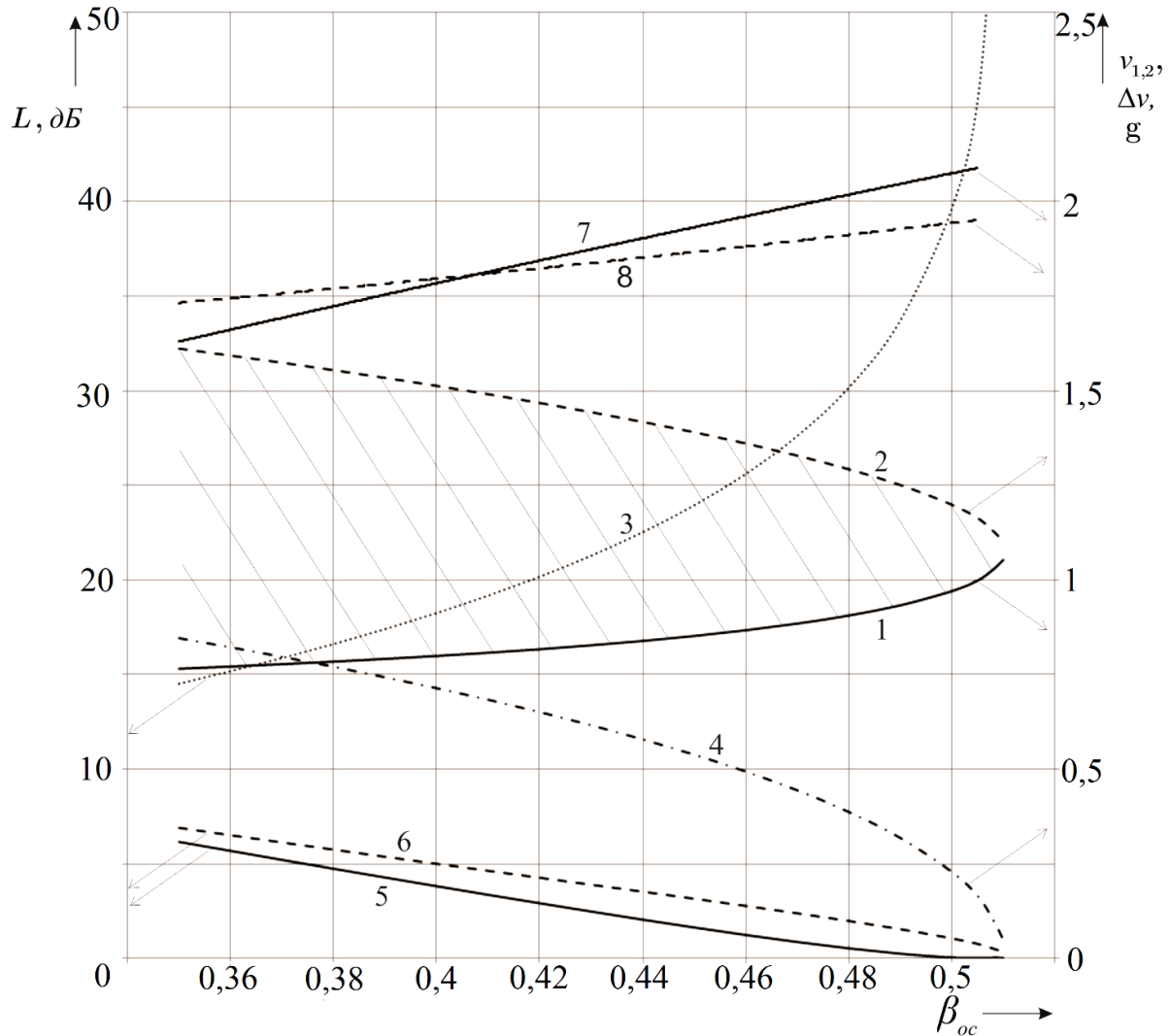


Рис. 6.11 – Зависимости от β_{oc} параметров РФ на ЭС типа «а»:
 граничных частот ν_1 – 1 (—), ν_2 – 2 (---); минимального загораживания $\min L_{21}^3$ – 3 (.....); диапазона перестройки $\Delta\nu = \nu_2 - \nu_1$ – 4 (— · —);
 внерезонансного ослабления $L_{21}^3(\nu_1)$ – 5 (—), $L_{21}^3(\nu_2)$ – 6 (---);
 коэффициента расширения полосы резонанса $g(\nu_1)$ – 7 (—),
 $g(\nu_2)$ – 8 (---); штриховкой выделен диапазон перестройки,
 ограниченный частотами ν_1, ν_2

параметров режекторного фильтра для трёх значений $\beta_{oc}(0,42; 0,46; 0,48)$ приведены в табл. 6.5. При выборе $\beta_{oc}=0,42$ обеспечивается $\min L_{21}^3 = 20$ дБ , $\max L_{21}^3 = 4,3$ дБ и $\Delta\nu=0,65$ (что при $f_c=3$ ГГц соответствует $\Delta f=1,95$ ГГц). Увеличение β_{oc} до 0,48 позволяет увеличить $\min L_{21}^3$ до 30 дБ и снизить $\max L_{21}^3$ до 2 дБ, однако при этом диапазон перестройки уменьшается до $\Delta\nu=0,39$ (что при $f_c=3$ ГГц соответствует 1,17 ГГц). При изменении β_{oc} в указанных пределах коэффициент расширения полосы резонанса g слабо зависит от β_{oc} и от V и имеет величину, близкую к 2.

**Таблица 6.5 – Оценка достижимых параметров
режекторного фильтра на сочленении типа « ω »**

Коэф. связи с базовой линией	$\beta_{oc} = \beta_o _{V=1}$	0,42	0,46	0,48
Минимальное заграждение	$\min L_{21}^3, \text{дБ}$	20,2	25,6	30,2
Граничные частоты по уровню заграждения $L_{21}^3(\nu_{1,2}) = \min L_{21}^3$	$\nu_1 \div \nu_2$	0,82 $\div$ 1,47	0,87 $\div$ 1,36	0,9 $\div$ 1,3
Диапазон частотной перестройки	$\Delta\nu = \nu_2 - \nu_1$	0,65	0,49	0,39
Внерезонансное ослабление на граничных частотах	$L_{21}^3(\nu_1), \text{дБ}$	2,9	1,23	0,53
	$L_{21}^3(\nu_2), \text{дБ}$	4,3	2,77	2
Коэффициент расширения полосы резонанса на граничных частотах $g = \Delta f_H / \Delta f_0 = 1 + \beta'$	$g(\nu_1)$	1,86	2	2
	$g(\nu_2)$	1,83	1,88	1,9

6.6. S-преобразователь

Гиромагнитный узел с S-образной ЭРХ может использоваться в качестве амплитудного модулятора с малым уровнем нелинейных искажений, а при включении на выходе узла амплитудного детектора – в качестве частотного дискриминатора, применяемого либо как детектор ЧМ сигнала, либо как датчик сигнала рассогласования в системах автоматической подстройки частоты. В общем случае, без привязки к какому-либо из отмеченных устройств, будем называть узел с S-образной ЭРХ S-преобразователем. Микроволновый модулятор с S-образной ЭРХ на основе прямоугольного волновода с ГР был предложен автором настоящей работы совместно с сотрудниками в 1990 г. [20].

Согласно вышеизложенному S-образная ЭРХ может быть реализована с помощью узлов типа «a» (реж. «S1a») и типа «b» (реж. «S1b»), а для узла типа «c» – нереализуема. Узел типа «a» (с разомкнутыми шлейфами) технологически проще, чем узел типа «b», в котором выполнение короткого замыкания шлейфов требует нарушения монолитности диэлектрической подложки. Ограничимся рассмотрением S-преобразователя на узле типа «a».

На диаграмме режимов интерференции в координатах " $\beta_{oc} - \nu$ " для узла типа «a» (см. рис. 5.15) режим «S1a» изображается двумя ветвями: левой низкочастотной ($\nu = 0,67 \div 1$) и правой высокочастотной ($\nu = 1 \div 2$). При $\beta_{oc} = \text{const}$ S-образная ЭРХ реализуется на двух частотах, соответствующих двум отмеченным ветвям. Назовём эти частоты S-частотами и добавим к их обозначению индекс «s». Нормированные значения S-частот ν_s являются функциями выбранного коэффициента связи $\nu_s(\beta_{oc})$ и определяются решениями уравнения (5.4). Абсолютное значение S-частоты $f_s = f_c \cdot \nu_s$, где f_c – средняя частота, относительно которой первоначально задавались длины шлейфов. При использовании узла в качестве S-преобразователя f_s является рабочей частотой, поэтому длины шлейфов удобнее задавать относительно длины волны на частоте f_s :

$$l_4 = 3l_3 = \nu_s \cdot \Lambda(f_s) \cdot 3/8.$$

Выбор рабочей точки на правой (высокочастотной) ветви режима «S1a» предпочтительнее, чем на левой, поскольку, во-первых, правая ветвь имеет меньшую крутизну по частоте, что обуславливает меньшую нестабильность настройки на S-частоту и, во-вторых, требуемые длины шлейфов, а значит и точность их выполнения, больше при использовании правой ветви.

Поскольку далее в этом параграфе обсуждаются только характеристики передачи в прямом направлении, определяемые коэффициентом рассеяния S_{21} , индексы «21» опускаем. Характеристики передачи гироманнитного узла типа «a» в режиме S-образной ЭРХ определяются соотношениями:

$$D^p = D|_{\xi=0}=1; \quad \xi_3 = -\xi_{II}=1; \quad \left\{ \frac{D^{II}}{D^3} \right\} = 1 \pm \Delta D / 2 ;$$

$$\Delta D^{II} \equiv D^{II} - 1 = \Delta D^3 \equiv 1 - D^3 = \Delta D / 2 = |B|;$$

$$|S(\xi)|^2 = |S^3(\nu_s)|^2 D(\xi) = |S^3(\nu_s)|^2 \cdot \left(1 - \Delta D \cdot \frac{\xi}{1 + \xi^2} \right), \quad (6.5)$$

где, согласно (5.2) и условию (5.4):

$$|B| = |B(\nu_s)| = \left[1 - \left(\frac{1 - \beta_0 \cdot \Delta b}{1 + \beta'} \right)^2 \right]^{0,5} = \left[1 + \left(\frac{1 - \beta_0 \cdot \Delta b}{\beta''} \right)^2 \right]^{-0,5}.$$

Напомним, что $\xi = (\omega - \omega_H) / \alpha_H$ есть обобщённая нагруженная расстройка ГР, т.е. нормированная разность между частотой входного микроволнового сигнала ω и резонансной частотой нагруженного ГР $\omega_H(H_3)$, которая определяется проекцией H_3 намагничивающего поля на направление равновесной намагничённости $\bar{I}_3 = \bar{M}_o / M_o$. В квазистационарном приближении в частоту сигнала ω , наряду с несущей частотой, включается и переменная составляющая $\Delta \omega(t)$, учитывающая частотную модуляцию сигнала, а в поле намагничивания H_3 , наряду с постоянной составляющей H_{30} , – переменное модулирующее поле $h_3(t)$, задаваемое током управляющей магнитной системы (УМС): $H_3 = H_{30} + h_3(t)$. Поэтому

расстройка $\xi(t)$ в общем случае содержит постоянную и переменную составляющие и может рассматриваться как управляющая функция.

При использовании гироманнитного узла в качестве амплитудного модулятора расстройка $\xi(t)$ изменяется путём изменения тока УМС, а $D(\xi)$ является модуляционной характеристикой. При использовании узла в качестве частотного детектора $\xi(t)$ изменяется по закону модуляции частоты детектируемого сигнала, а $D(\xi)$ есть характеристика детектирования. В общем случае функцию $D(\xi)$ будем называть характеристикой преобразования. Она определяется соотношением (6.5) и представлена графически на рис. 6.12.

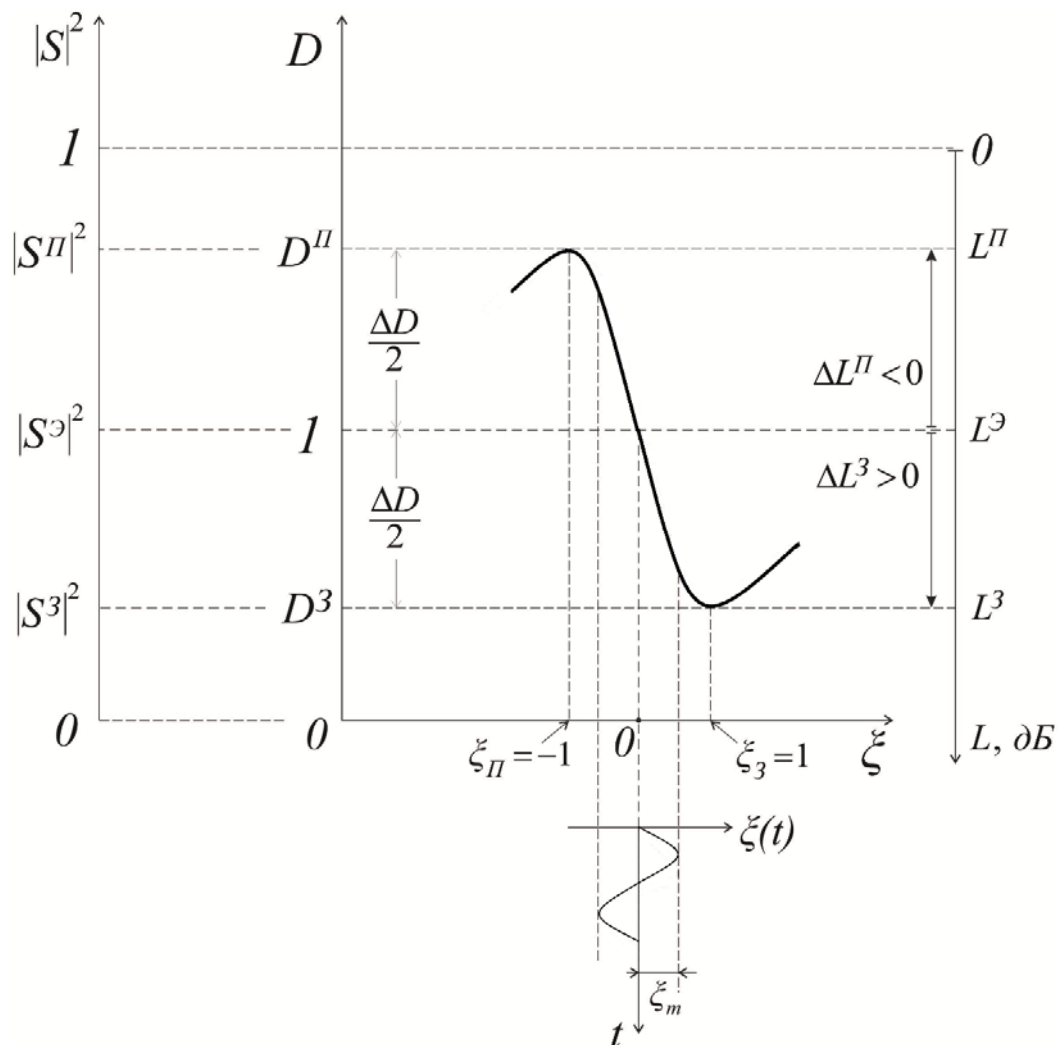


Рис. 6.12 – Характеристика преобразования S-преобразователя на узле типа «а»

Согласно (6.5) характеристика преобразования $D(\xi)$ обладает симметрией вращения на 180° вокруг точки $(\xi=0, D^P=1)$, а переменная составляющая характеристики $\Delta D(\xi)=1-D(\xi)=\Delta D \cdot \xi / (1+\xi^2)$ является нечётной функцией ξ . Благодаря этому при синусообразном изменении расстройки $\xi(t)$ вокруг значения $\xi=0$ в огибающей выходного сигнала будут отсутствовать чётные гармоники расстройки, в частности 2-я гармоника, ближайшая по частоте к основной. В отмеченных выше применениях S-преобразователя рабочий участок характеристики преобразования следует выбирать на её монотонном участке, заключённом между точками $(\xi=-1, D|_{\xi=-1}=1+0,5 \cdot \Delta D)$ и $(\xi=1, D|_{\xi=1}=1-0,5 \cdot \Delta D)$, который в окрестности точки резонанса $(-0,3 \leq \xi \leq 0,3)$ близок к линейному.

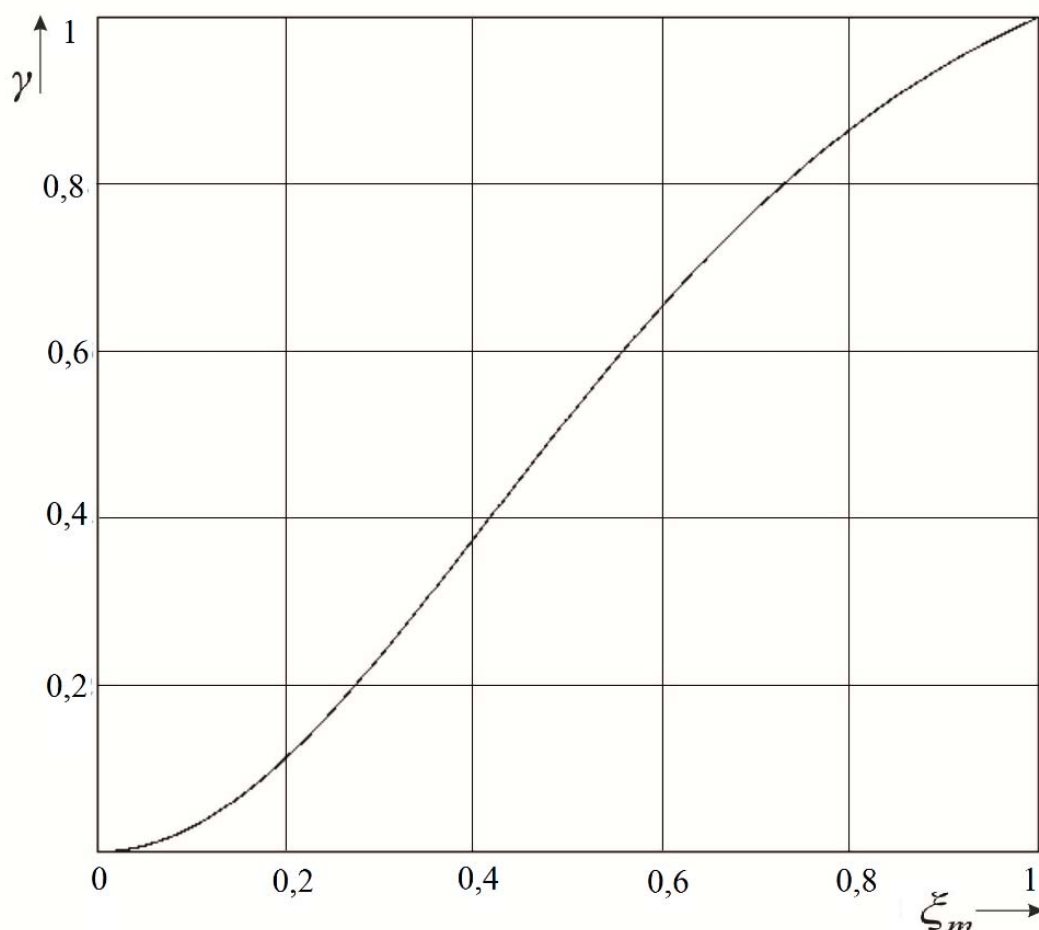


Рис. 6.13 – Зависимость коэффициента нелинейности γ от амплитуды расстройки ξ_m

Крутизна характеристики преобразования:

$$k_D(\xi) = \frac{dD}{d\xi} = \Delta D \frac{\xi^2 - 1}{(\xi^2 + 1)^2}; \quad k_D(0) = -\Delta D; \quad k_D(\mp 1) = 0.$$

Коэффициент нелинейности характеристики преобразования при симметричном изменении расстройки вокруг значения $\xi = 0$ с амплитудой ξ_m :

$$\gamma(\xi_m) = \frac{k_D(0) - k_D(\xi_m)}{k_D(0)} = \frac{\xi_m^2 (\xi_m^2 + 3)}{(\xi_m^2 + 1)^2}.$$

График $\gamma(\xi_m)$ представлен на рис. 6.13. При использовании среднего участка характеристики преобразования, близкого к линейному, S-преобразователь вносит малые нелинейные искажения: $\gamma \leq 0,17$ при $\xi_m \leq 0,25$.

Глубина модуляции при симметричном изменении расстройки вокруг значения $\xi = 0$ с амплитудой ξ_m :

$$m = \frac{|D(\xi_m) - D(-\xi_m)|}{D(\xi_m) + D(-\xi_m)} = \Delta D \frac{\xi_m}{1 + \xi_m^2}.$$

Максимальная амплитуда расстройки при её изменении вокруг значения $\xi = 0$ на монотонном участке характеристики преобразования $\max \xi_m = |\xi_{II}| = |\xi_3| = 1$, а максимальная глубина модуляции:

$$\max m = m|_{\xi_m=1} = \frac{D^{II} - D^3}{D^{II} + D^3} = \frac{\Delta D}{2} = |B|.$$

Соответствующие этому случаю максимальные амплитуды изменения намагничивающего поля и частоты:

$$\max H_m = \Delta H_H \cdot \max \xi_m = \Delta H_H; \quad \max f_m = \Delta f_H \cdot \max \xi_m = \Delta f_H.$$

Динамический диапазон S-преобразователя определяется как выраженное в децибелах превышение максимальной амплитуды выходного сигнала над минимальной:

$$\Delta L = 10 \cdot \lg |S^\Pi / S^3|^2 = 10 \cdot \lg (D^\Pi / D^3) = 10 \cdot \lg \left(\frac{1+|B|}{1-|B|} \right) = L^3 - L^\Pi = \Delta L^3 - \Delta L^\Pi = \\ = \Delta L^3 + |\Delta L^\Pi|.$$

Отсюда следует:

$$\frac{D^\Pi}{D^3} = \frac{1+|B|}{1-|B|} = 10^{0,1 \cdot \Delta L}; \quad |B| = \frac{10^{0,1 \cdot \Delta L} - 1}{10^{0,1 \cdot \Delta L} + 1}.$$

Связь между параметрами $|B|$, D^Π/D^3 , ΔL отображена на графике рис. 6.14, где штриховкой выделена область значений этих параметров, достигаемых при выборе коэффициента связи в пределах $\beta_{oc} = 0,8 \div 4$, приемлемых, как показали расчёты, для реализации S-преобразователя.

Потери преобразования или «потери в режиме несущей» ($\xi = 0$) есть ослабление, вносимое ЭС (сочленением без ГР) на частоте ν_s :

$$L_{np} = L|_{\xi=0} = L^3(\nu_s) = -20 \cdot \lg |S^3(\nu_s)|$$

Минимальное ослабление или ослабление на частоте пропускания ($\xi_\Pi = -1$):

$$L^\Pi = L(\xi_\Pi) = -10 \cdot \lg |S^\Pi|^2 = L_{np} + \Delta L^\Pi;$$

$$\Delta L^\Pi = -10 \cdot \lg D^\Pi = -10 \cdot \lg(1+|B|) < 0.$$

Максимальное ослабление или ослабление на частоте заграждения ($\xi_3 = 1$):

$$L^3 = L(\xi_3) = -10 \cdot \lg |S^3|^2 = L_{np} + \Delta L^3;$$

$$\Delta L^3 = -10 \cdot \lg D^3 = -10 \cdot \lg(1-|B|) > 0.$$

При отклонении рабочей частоты ν от ν_s баланс между импульсами пропускания ΔD^Π и заграждения ΔD^3 , т.е. равенство этих величин, нарушается (рис. 6.15). Назовём разбалансом S-режима параметр

$$r(\nu) = 10 \cdot \lg \frac{\Delta D^\Pi(\nu)}{\Delta D^3(\nu)} = 10 \cdot \lg \left[\frac{D^\Pi(\nu) - 1}{1 - D^3(\nu)} \right],$$

где

$$D^\Pi(\nu) = 10^{-0,1 \cdot \Delta L^\Pi(\nu)}; \quad D^3(\nu) = 10^{-0,1 \cdot \Delta L^3(\nu)}.$$

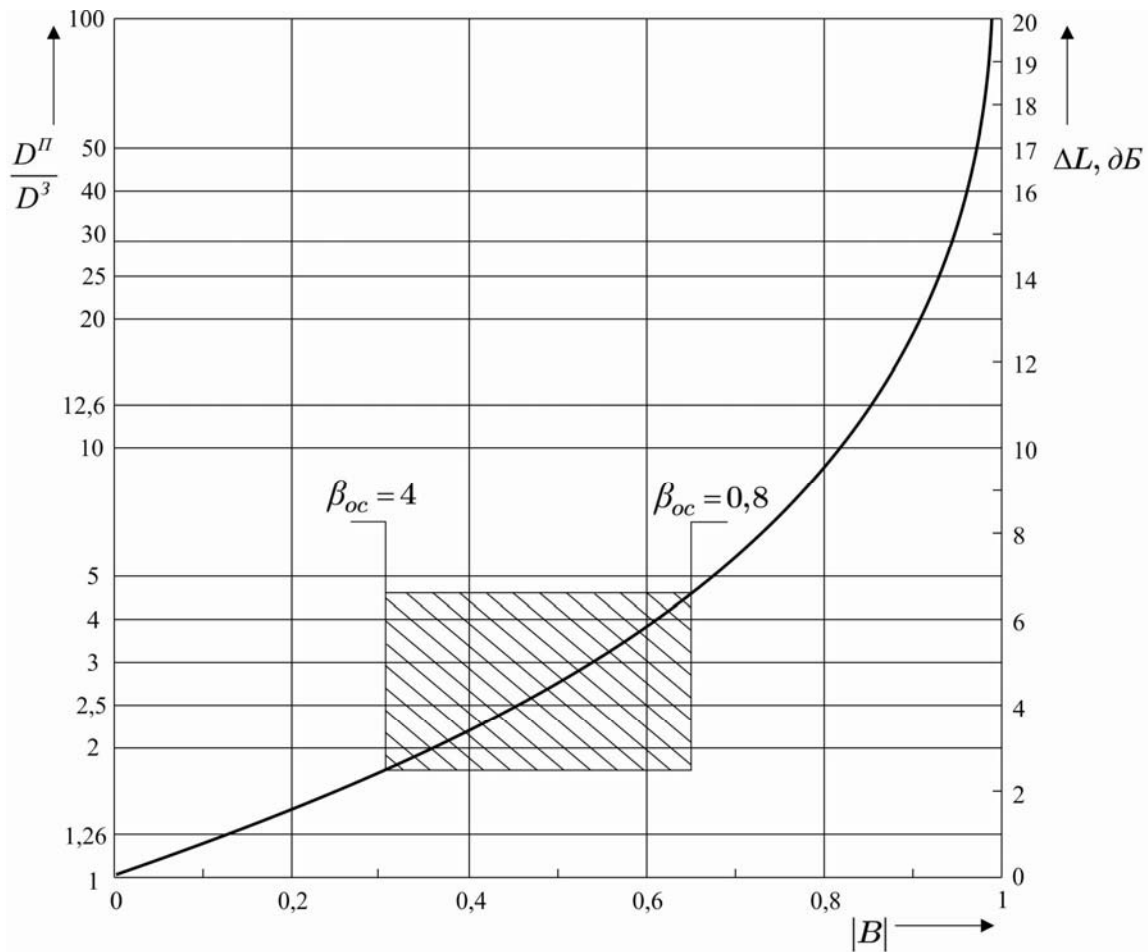


Рис. 6.14 – Связь между параметрами $|B|$, D''/D^3 , ΔL

Очевидно, $r(\nu_s) = 0$. Расчёты показывают, что при выборе ν_s на правой (высокочастотной) ветви режима «S1a» $\Delta D''(\nu) < \Delta D^3(\nu)$, $r(\nu) < 0$ при $\nu < \nu_s$ и $\Delta D''(\nu) > \Delta D^3(\nu)$, $r(\nu) > 0$ при $\nu > \nu_s$. Абсолютная величина разбаланса $|r(\nu)|$ тем больше, чем больше частотное отклонение $|\nu - \nu_s|$.

Задав предельно допустимый уровень разбаланса $R = \max|r|$, можно рассчитать нижнюю ν'_R и верхнюю ν''_R граничные частоты, на которых $|r(\nu_R)|$ достигает R :

$$r(\nu'_R) = -R; \quad r(\nu''_R) = R,$$

а затем определить диапазон частотной перестройки $\Delta\nu_R = \nu''_R - \nu'_R$, в пределах которого разбаланс не превышает допустимого уровня: $r \leq R$. При этом в диапазоне частот $\Delta\nu_R$ отношение $\Delta D''/\Delta D^3$ лежит в пределах:

$$10^{-0,1R} \leq \Delta D^{\Pi}(\nu) / \Delta D^3(\nu) = 10^{0,1 \cdot r(\nu)} \leq 10^{0,1R}.$$

Выбрав допустимый разбаланс $R=1$ дБ, получим в частотном диапазоне $\Delta \nu_{R=1} = \Delta \nu_1$:

$$0,794 \leq \Delta D^{\Pi}(\nu) / \Delta D^3(\nu) \leq 1,26.$$

В качестве примера на рис. 6.16 представлен график зависимости $r(\nu)$ для частного случая $\beta_{oc}=3$, которому соответствует $\nu_S=1,375$; в этом случае при допустимом разбалансе $R=1$ дБ граничные частоты $\nu' = 1,353$, $\nu'' = 1,4$, а относительная полоса частотной перестройки $\Delta \nu_1 = 0,05$, что при $f_c = 5$ ГГц соответствует абсолютной полосе частот $\Delta f_1 = \Delta \nu_1 \cdot f_c = 250$ МГц.

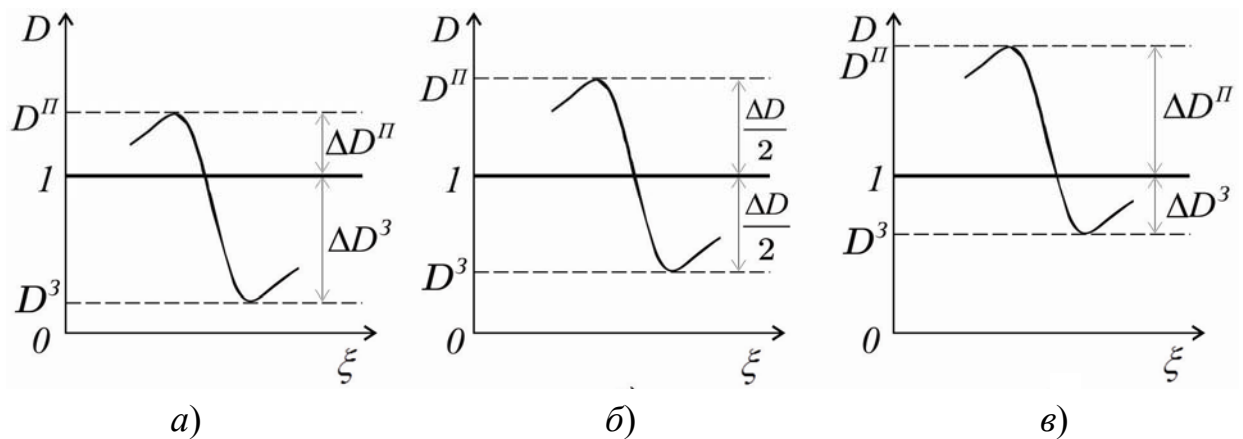


Рис. 6.15 – Трансформация ЭРХ при изменении частоты:

а) $\nu < \nu_S$; $r(\nu) < 0$; б) $\nu = \nu_S$; $r(\nu_S) = 0$; в) $\nu > \nu_S$; $r(\nu) > 0$

Проводя подобные расчёты при вариации параметра β_{oc} , получим зависимость от β_{oc} полосы частотной перестройки $\Delta \nu_1(\beta_{oc})$ с допустимым разбалансом $R = 1$ дБ, график которой представлен на рис. 6.17.

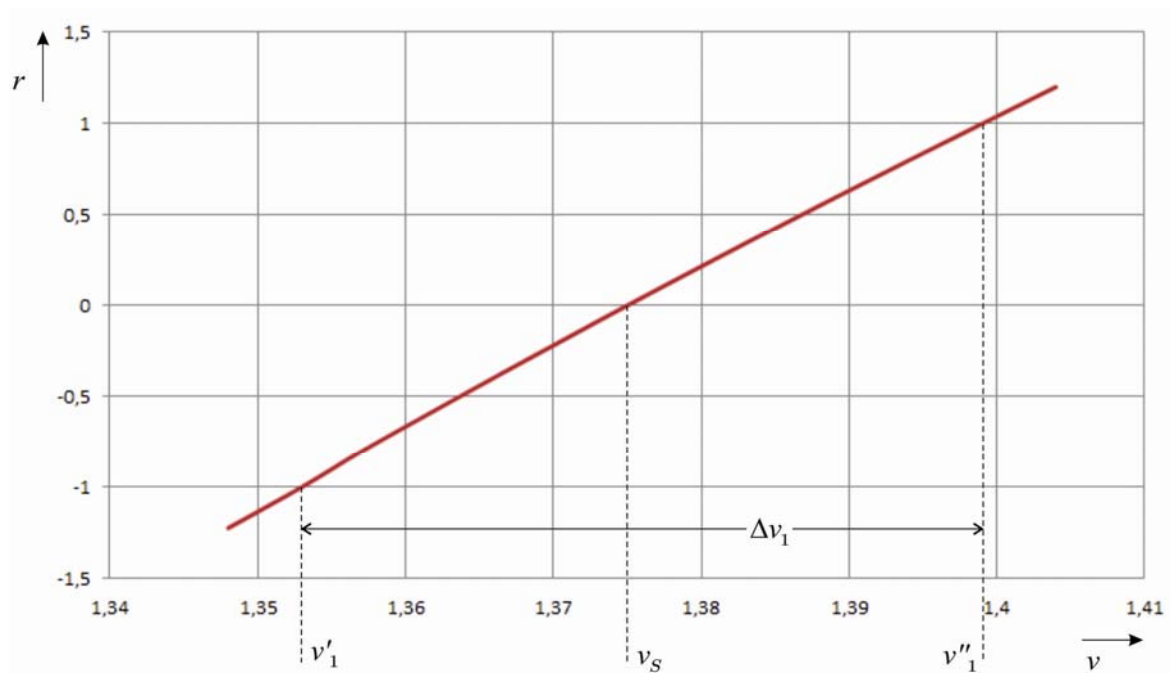


Рис. 6.16 – Зависимость разбаланса S-режима от частоты $r(v)$
при $\beta_{oc} = 3$ ($v_s = 1,375$)

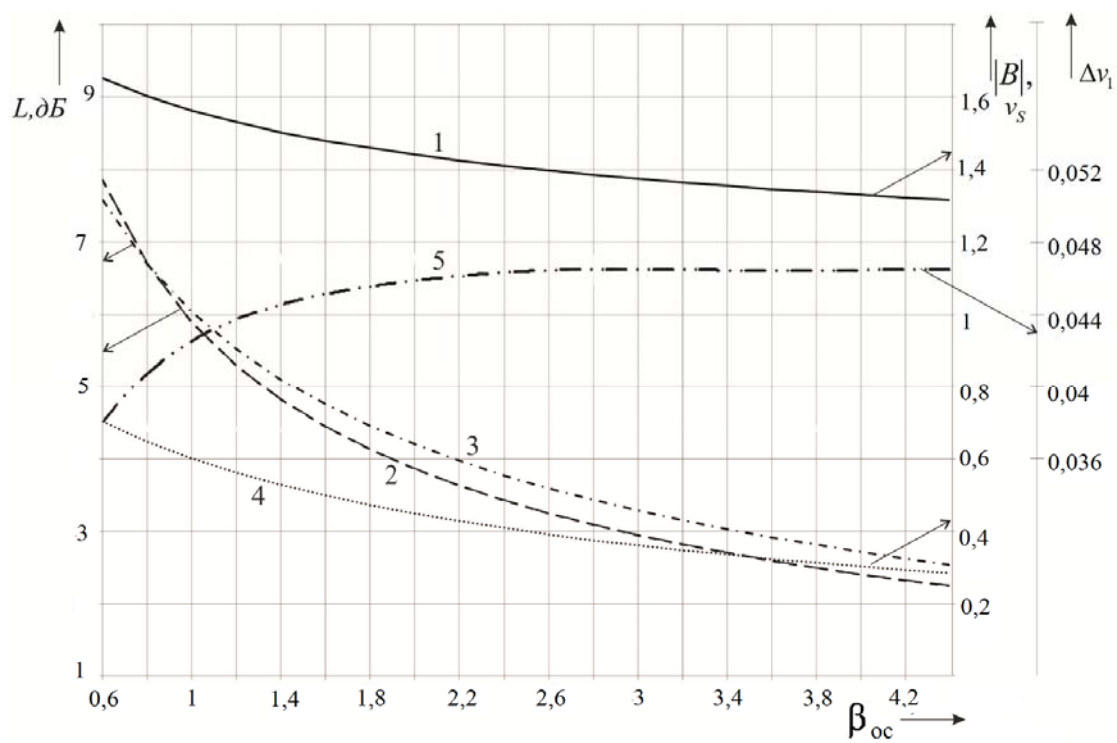


Рис. 6.17 – Сводный график зависимостей от β_{oc} параметров
S-преобразователя на узле типа «а»: v_s (—); $L_{np} - 2$ (---);
 $\Delta L - 3$ (— · —); $|B| - 4$ (·····); $\Delta v_1 - 5$ (— — —)

На рис. 6.17 представлен сводный график зависимостей от β_{oc} параметров S-преобразователя на ЭС типа «а» для правой (высокочастотной) ветви режима «S1а»: нормированной S-частоты ν_s ; потерь преобразования $L_{np} = L^3(\nu_s)$; динамического диапазона $\Delta L(\nu_s)$; максимальной глубины модуляции $|B(\nu_s)|$; диапазона частотной перестройки $\Delta \nu_1 = \nu''_1 - \nu'_1$ с допустимым разбалансом $R = 1$ дБ. Приемлемым для реализации S-преобразователя можно считать выбор коэффициента связи в пределах $\beta_{oc} = 0,8 \div 4$. При увеличении β_{oc} в этих пределах потери преобразования L_{np} уменьшаются от 6,7 дБ до 2,4 дБ, динамический диапазон ΔL – от 6,7 дБ до 2,4 дБ, максимальная глубина модуляции $|B|$ – от 0,65 до 0,3, а диапазон частотной перестройки $\Delta \nu_1$ с допустимым разбалансом $R=1$ дБ остаётся почти неизменным $\Delta \nu_1 \approx 0,045$, что при $f_c = 5$ ГГц соответствует $\Delta f_1 \approx 225$ МГц. Желательное уменьшение L_{np} требует увеличения β_{oc} , но при этом уменьшаются ΔL и $|B|$, что нежелательно. Наиболее благоприятная совокупность параметров достигается при $\beta_{oc} = 2 \div 3$.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Рассмотренные структуры на основе гиромагнитных резонаторов, включенных в сочленения полосковых линий с реактивными шлейфами, могут использоваться для создания магнитоуправляемых устройств с различными функциями преобразования микроволновых сигналов: режекторных фильтров, фазовращателей, S-преобразователей, фазовых и амплитудных модуляторов.

Изложенный расчётный аппарат позволил получить соотношения для матрицы рассеяния исследуемых устройств, провести анализ режимов интерференции и условий реализации различных форм энергетических (ЭРХ) и фазовых (ФРХ) резонансных характеристик. Функция преобразования устройства определяется формами резонансных характеристик и законом изменения намагничивающего поля, а формы резонансных характеристик – типом электродинамической структуры («а», «b», «с») и значением коэффициента связи ГР с базовой линией передачи β_0 . Исследование частотных зависимостей параметров ЭРХ и ФРХ для конкретного типа ЭС («а», «b», «с») при вариации коэффициента связи ГР с линией β_0 позволяет выбрать значение этого коэффициента, необходимое для реализации устройства с требуемой функцией преобразования, и оценить достижимые эксплуатационные параметры устройства.

По результатам проведённых расчётов приемлемые параметры рассмотренных функциональных устройств достигаются при выборе коэффициента связи ГР с базовой линией на средней частоте $\beta_{oc} = \beta_o|_{v=1}$ в следующих пределах:

- для фазовращателя и фазового модулятора на ЭС типа «с» $\beta_{oc} = 3 \div 6$;
- для фазового модулятора с равномерной ЭРХ на ЭС типа «с» $\beta_{oc} = 2,5 \div 4$;
- для режекторного фильтра на ЭС типа «с» $\beta_{oc} = 0,3 \div 0,55$;

- для режекторного фильтра на ЭС типа «а» $\beta_{oc}=0,42\div0,48$;
- для S-преобразователя на ЭС типа «а» $\beta_{oc}=2\div4$.

Полученные соотношения для коэффициентов связи ГР с базовой линией позволяют по требуемому значению этого коэффициента выбрать первичные параметры составных элементов гироманнитного узла: базовой линии передачи (её поперечных размеров и заполняющего диэлектрика) и образца ГР (его формы, объёма, намагниченности насыщения, полосы резонанса).

Результаты подобных расчётов, как и большинства расчётов микроволновых устройств, следует рассматривать лишь как ориентировочные, как центры, вокруг которых следует варьировать первичные параметры узла в процессе его последующей экспериментальной разработки, сопоставляя результаты экспериментов с теоретическими зависимостями.

Диапазон частот $\Delta\nu$, в котором обеспечивается малое внерезонансное ослабление ($L_{21}^3 \leq 3$ дБ) и высокая эллиптичность первичного поля ($\mathcal{E} \geq 0,4$) имеет наибольшую величину для ЭС типа «с» ($\Delta\nu = 1,5 - 0,5$), а для ЭС типов «а» и «b» почти вдвое меньше ($\Delta\nu = 1,38 - 0,82$ и $\Delta\nu = 1,18 - 0,62$ соответственно). Хотя этот диапазон определяется свойствами только ЭС и не зависит от свойств ГР, его величина может служить ориентиром при оценке частотного диапазона эффективного гироманнитного взаимодействия. Поэтому в функциональных устройствах, реализуемых на любом из трёх типов сочленений, наибольший диапазон частотной перестройки достигается при использовании сочленения типа «с». Кроме того, в случае узла типа «с» для всех коэффициентов рассеяния выполняется условие симметрии ЭРХ и крутизна ФРХ и возможна реализация фазового модулятора с равномерной ЭРХ, что невозможно с использованием узлов типов «а» и «b». Однако узел типа «с» непригоден для создания S-преобразователя, который реализуем только на узлах типов «а» и «b».

При сопоставлении узлов типа «а» и типа «b» следует учесть, что для уменьшения вероятности возбуждения паразитных резонансов целесообразно добиваться требуемой интенсивности гироманнитного взаимодействия при наименьшем объёме ГР. С этой точки зрения для реализа-

ции одной и той же функции преобразования использование узла типа «а» предпочтительнее, поскольку для достижения в центре области положительной эллиптичности $\nu_{\text{ц}}$ примерно равных значений коэффициента связи $\beta_o(\nu_{\text{ц}}) = \nu_{\text{ц}}\beta_{\text{ос}}$ в случае узла типа «а» требуется меньшее значение $\beta_{\text{ос}}$ ($\nu_{\text{ц}}=1,33$, $\beta_{\text{ос}}=\beta_o/1,33$), а значит и объёма ГР, чем в случае узла типа «б» ($\nu_{\text{ц}}=0,67$, $\beta_{\text{ос}}=\beta_o/0,67$).

Сравнение частотных зависимостей параметров прямой передачи (S_{21}) для узлов типов «а» и «б» в диапазонах положительной эллиптичности их полей ($0,67 < \nu < 2$ и $0 < \nu < 1,33$ соответственно) при одинаковых значениях параметра $\beta_{\text{ос}}$ (и следовательно, объёма ГР) показывает, что узел типа «а» имеет меньшую частотную неравномерность экстремальных значений ЭРХ (наибольших заграждения и пропускания), чем узел типа «б».

В представленной работе не рассматривались вопросы проектирования внешних магнитных систем (ВМС), что является методически самостоятельной задачей. Уменьшение габаритов и повышение эффективности ВМС – на основе применения новых магнитных материалов и оптимизации структуры и конфигурации магнитной цепи – может расширить применимость исследуемых устройств.

Возможны и другие направления совершенствования рассматриваемых устройств, например:

- использование неоднородных реактивных шлейфов, что по предварительным оценкам позволяет расширить частотный диапазон высокой эллиптичности первичного поля;
- использование образцов ГР с более широким набором значений намагниченности насыщения и меньшими значениями полосы резонанса на основе новейших достижений в технологии ферритовых монокристаллов.

В представленной работе исследовались лишь однозвенные гиromaгнитные узлы – на одном сочленении с включённым в него одним ГР. Каскадное соединение двух и более сочленений с гиromaгнитным резонатором в каждом из них, объединённых на одной диэлектрической плате и в одной магнитной системе, позволяет в случае режекторного фильтра

повысить его избирательность, а в случае фазовращателя – расширить диапазон регулирования фазы.

Возможно, свежий взгляд на представленные зависимости и более детальное их исследование выявят новые, не рассмотренные в данной работе, применения обсуждаемых гиромагнитных устройств с другими функциями преобразования.

Библиографический список

1. *Lewin L.* A resonance absorption isolator in microstrip for 4 G/S // *Proc.IEE* – 1957 – Vol.104 – Part B – №6 – P. 364-365.
2. Малогабаритный коаксильный вентиль дециметрового диапазона / [Б.М. Лебедь и др.] // *Вопросы радиоэлектроники.* – Сер. III. – 1961. – Вып. 1. – С. 140.
3. *Ершов И.В.* К вопросу о широкополосности одного типа вентилей дециметрового диапазона// *Вопросы радиоэлектроники.* – Сер. V. – 1965. – Вып. 1. – С. 94.
4. Режекторный ферритовый фильтр на симметричной полосковой линии / [Ю.Н. Полухин и др.] // *Исследования по акустике, электрофизике и радиоэлектронике: сб. тр. Куйбышевского авиац. ин-та* – Куйбышев, 1973. – Вып. 1. – С. 143-148.
5. А. С. №701439 СССР, М. Кл². НО1Р1/20. Сверхвысокочастотный перестраиваемый режекторный фильтр / Ю. Н. Полухин (СССР), Н. М. Галдина (СССР), Бровяков В. П. (СССР). – №2598817/ 18 -09; заявл. 03.04.1978.
6. *Полухин Ю.Н., Рахаев. А.А.* Применение гиромагнитных резонаторов для сдвига частоты СВЧ сигналов // *Электронная техника.* – Сер. I. Электроника СВЧ. – 1979. – Вып. 7. – С. 23-32.
7. *Полухин Ю.Н., Султанов Р.А.* Характеристики фазового манипулятора на гиромагнитном резонаторе // *Тр.10 междунар. конф. по гиромагнитной электронике и электродинамике.* – Польша, сент. 1990. – С. 375-380.
8. *Полухин Ю.Н.* Гиромагнитный резонатор в сочленении произвольно связанных линий передачи // *Тр. 10 междунар. конф. по гиромагнитной электронике и электродинамике.* – Польша, сент. 1990. – С. 370-374.
9. *Полухин Ю. Н.* Расчётная модель однозвенных гиромагнитных устройств СВЧ // *Гиромагнитная электроника и электродинамика: тезисы XVI всесоюз. сем.* – Куйбышев, 1990. – С. 21-24.
10. *Полухин Ю. Н., Галдина Н. М.* Гиромагнитный резонатор в сочленении полосковых линий с реактивными шлейфами // *Гиромагнитная*

- электроника и электродинамика: тез. XVI всесоюз. сем. – Куйбышев, 1990. – С. 100-102.
11. *Полухин Ю. Н., Штанова Е. Н.* Обобщенное описание резонансных характеристик однозвенных устройств на гиромагнитных резонаторах // Гиромагнитная электроника и электродинамика: тез. XVI всесоюз. сем. – Куйбышев, 1990. – С. 75-77.
 12. *Полухин Ю. Н., Галдина Н. М.* Исследование поля симметричной полосковой линии и ее связи с гиромагнитным резонатором // Электронная техника. – Сер. I. Электроника СВЧ. – 1979. – Вып. 3. – С. 33-42.
 13. Справочник по расчету и конструированию СВЧ полосковых устройств / под ред. *В. И. Вольмана*. – М.: Радио и связь, 1982. – 328 с.
 14. *Гуревич А. Г.* Магнитный резонанс в ферритах и антиферромагнетиках. – М.: Наука, 1973. – 591 с.
 15. *Гантмахер Ф. Р.* Теория матриц. – М.: Наука, 1966. – 576 с.
 16. *Ланкастер П.* Теория матриц / пер. с англ. – М.: Наука, 1982. – 270 с.
 17. *Старр А. Т.* Радиотехника и радиолокация: пер. с англ. – М.: Сов. радио, 1960. – С. 507.
 18. *Альтман Дж.* Устройства СВЧ / пер. с англ. – М.: Мир, 1968. – 487 с.
 19. А.С. № 917657 СССР, М. Кл³ Н01Р1/19. Фазовращатель / *Ю.Н. Полухин* (СССР), *А.А. Рахаев* (СССР). – № 2852759/18-09; заявл. 17.12.1979.
 20. А.С. № 1741192 СССР, М. Кл⁵. Н01Р1/11. СВЧ-модулятор / *Ю.Н. Полухин* (СССР), *С.В. Беляков* (СССР), *Е.Н. Штанова* (СССР). – № 4809083/09; заявл. 02.04.1990; опубл. 15.06.1992. Бюл. № 22.

Учебное издание

Полухин Юрий Николаевич

**МИКРОВОЛНОВЫЕ УСТРОЙСТВА
НА ГИРОМАГНИТНЫХ РЕЗОНАТОРАХ
В СОЧЛЕНЕНИЯХ ПОЛОСКОВЫХ ЛИНИЙ
С РЕАКТИВНЫМИ ШЛЕЙФАМИ**

Учебное пособие

Редактор Н.С. Куприянова
Доверстка Л.Р. Дмитриенко

Подписано в печать 12.05.2015. Формат 60х84 1/16.

Бумага офсетная. Печать офсетная.

Печ. л. 12,25.

Тираж 300 экз. Заказ . Арт. Д1(2)/2015.

федеральное государственное автономное образовательное учреждение
высшего образования «Самарский государственный аэрокосмический
университет имени академика С.П.Королева
(национальный исследовательский университет)»
443086 Самара, Московское шоссе, 34.

Изд-во СГАУ. 443086 Самара, Московское шоссе, 34.